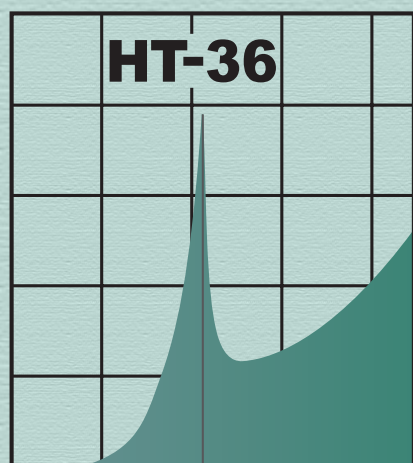


XXXVI

СОВЕЩАНИЕ
ПО ФИЗИКЕ
НИЗКИХ
ТЕМПЕРАТУР

ФТИ им. А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург, 2–6 июля 2012



ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Российской академии наук

XXXVI

СОВЕЩАНИЕ
ПО ФИЗИКЕ
НИЗКИХ
ТЕМПЕРАТУР

Санкт-Петербург, 2–6 июля 2012

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Санкт-Петербург
2012

УДК 53
ББК 223

Тезисы докладов XXXVI совещания по физике низких температур (НТ-36). — СПб.: Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 2012. — с. 324.

ISBN 978-5-93634-026-0

Издание осуществлено на основе MS Word файлов, представленных авторами докладов. В процессе верстки исправлены только ошибки стилевого оформления.

Составители и технические редакторы: Е.А. Ефремова, Н.Н. Константинова

Отдел научно-технической информации ФТИ им. А.Ф. Иоффе
Политехническая, 26, 194021, СПб
Телефон: (812) 297 2617
Факс: (812) 297 1017
Эл. почта: v.grigoryants@mail.ioffe.ru

Организаторы

Российская академия наук
Отделение физических наук РАН
Научный совет РАН по физике низких температур
Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
при содействии
ЗАО «НТА “Интеллект”»

Спонсоры

Российский фонд фундаментальных исследований
Российская академия наук
Фонд некоммерческих программ «Династия»

Организационно-программный комитет

А.Ф. Андреев, *председатель* (ИФП им. П.Л. Капицы)
А.Г. Забродский, *зам. председателя* (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)
М.П. Волков, *ученый секретарь* (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)
А.Н. Васильев (МГУ им. М.В. Ломоносова)
В.Ф. Гантмахер (ИФТТ)
В.В. Дмитриев (ИФП им. П.Л. Капицы)
А.Я. Паршин (ИФП им. П.Л. Капицы)
А.И. Смирнов (ИФП им. П.Л. Капицы)
И.Н. Хлюстиков (ИФП им. П.Л. Капицы)
И.А. Фомин (ИФП им. П.Л. Капицы)
Е.Г. Николаев (ИФП им. П.Л. Капицы)
Ю.В. Копаев (ФИАН им. П.Н. Лебедева)
В.М. Пудалов (ФИАН им. П.Н. Лебедева)
Р.В. Парфеньев (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)

Локальный комитет

А.Г. Забродский, *председатель*
М.П. Волков, *ученый секретарь*
Р.В. Парфеньев
Д.В. Шамшур
И.Ю. Смирнов
Т.В. Тиснек
А.Ю. Маслов
Е.В. Куницына

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

Лазерная локализация и управление каналами резонансного туннелирования через отдельные квантовые точки макроскопической гетеросистемы

О. Makarovskiy², Е.Е. Вдовин¹, Ю.Н. Ханин¹, А. Patane², L. Eaves², M.N. Makhonin³, A.I. Tartakovskii³, and M. Hopkinson⁴

¹ ИИТМ РАН, ул. Институтская 6, г. Черноголовка, 142432, Россия

² The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK

³ Dept. of Physics and Astronomy, University of Sheffield, Sheffield S3 3JD, UK

⁴ Dept. of Electronic and Electrical Engineering, University of Sheffield, Sheffield S3 3JD, UK

Изучены возможности выделения и управления индивидуальными каналами резонансного туннелирования через отдельные квантовые точки макроскопического ансамбля в слое гетероструктуры с помощью фемтоваттного сфокусированного лазерного луча. Показано, что путем изменения параметров светового потока (координаты, мощности и т.д.) можно эффективно регулировать туннельный ток через выделенную точку, модифицировать кривизну ограничивающего её потенциала и пространственные размеры основного электронного состояния. Эти эффекты обусловлены влиянием зарядов фотоиндуцированных дырок, захватываемых в окрестности выделенной точки, действующих как «оптический затвор».

В данной работе представлены результаты исследования поглощения света и последующих фотоэлектрических процессов в однобарьерных GaAs/AlAs гетероструктурах микрометровых линейных размеров с встроенным в барьер слоем самоорганизованных InAs квантовых точек (КТ).

При этом, роль чувствительного к фотопоглощению элемента играет выделенный канал резонансного туннелирования через основное состояние индивидуальной КТ (см. Рис. 1), который реагирует на захват фотовозбужденных дырок окружающими КТ изменением условий резонанса из-за кулоновского взаимодействия [1, 2]. Показано, что захват одной дырки может понижать энергию КТ выделенного канала настолько, что изменяет ток через канал более чем в 50 раз.

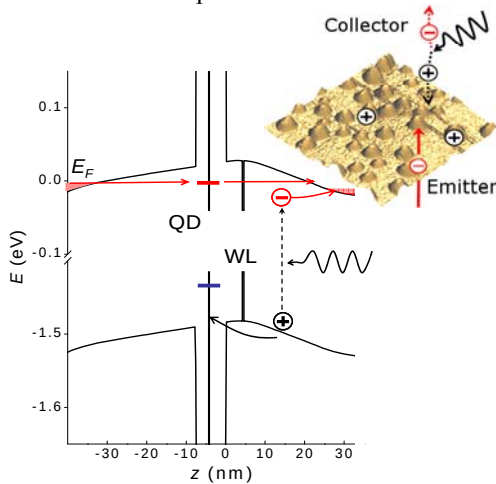


Рис. 1. Профиль зоны проводимости гетероструктуры и схема захвата фотовозбужденной дырки одной из квантовых точек активной области.

Одновременное измерение туннельного тока через гетероструктуру и сканирование поверхности образца сфокусированным световым пучком (см. Рис. 2) дает нам возможность построить карту распределения откликов туннельного тока по поверхности образца на локальное освещение и, таким образом, визуализировать зависимости реакции

зондовой КТ от параметров светового потока (координаты, мощности и т.д.) и свойств активной окрестности точки-зонда. Такие эксперименты предоставили нам информацию как о характеристиках фотоэлектрических процессов в наногетеросистемах с КТ-ми, так и о взаимодействиях между носителями заряда в КТ-ах [3].

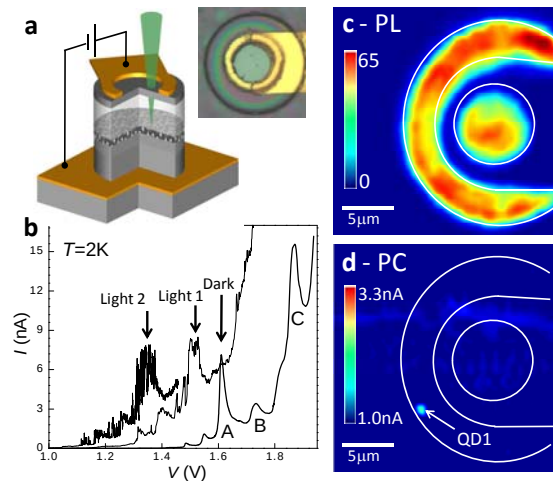


Рис. 2. а) Схема эксперимента б) Вольт-амперная характеристика образца при освещении различной интенсивности в) карта локальной микрофотолюминесценции экспериментального образца ($\lambda = 905$ нм, соответствующая максимуму фотолюминесценции InAs КТ) демонстрирует, что КТ-и реагируют на излучение только в незакрытой металлом части мезоструктуры д) карта фототока, полученная на установке локальной микрофотолюминесценции, при смещении 1.35 В, — яркие области соответствуют активным окрестностям зондовых точек.

Кроме того было обнаружено, что освещение существенно влияет на транспортные $I(V)$ характеристики только начиная с длин волн меньше 860 нм [1]. Поскольку такая длина волны соответствует ширине запрещенной зоны в InAs, это однозначно указывает на то, что дополнительный двумерный слой InAs (WL) является эффективным слоем для абсорбции фотонов. При дальнейшем

уменьшении длины волны фотоны могут поглощаться также и в близлежащем слое GaAs (см. Рис. 1). То есть даже введение одного монослоя (1.2 ML) узкозонного материала в абсорбционный слой позволяет изменить пороговую длину волны детектора.

Для проведения экспериментов по определению местонахождения и управлению дискретными электронными энергетическими состояниями отдельных, выделенных флуктуациями потенциала InAs КТ в AlGaAs/InAs/GaAs гетероструктурах использовалась установка для измерений локальной микрофотолюминесценции с интегрированным модулем резонансно-туннельной спектроскопии. В установке применялся He-Ne лазер с диаметром пучка <1 мкм и мощностью до 2 фВт.

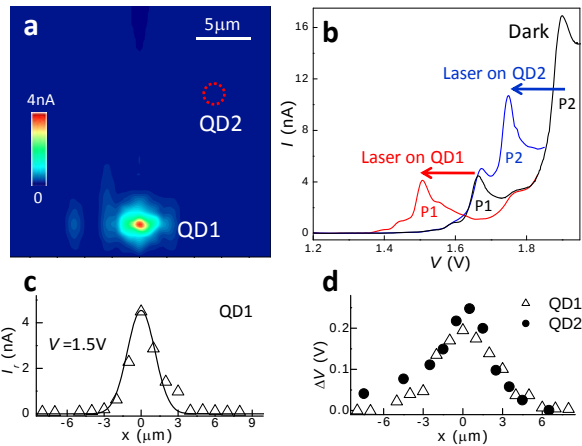


Рис. 3. а) Карта фототока образца, яркие области соответствуют активным окрестностям КТ. б) I-V кривые в темноте и при освещении КТ1 и КТ2. Стрелки указывают на вызванные светом изменения резонансов КТ для (красного) КТ1 и (синий) КТ2. в) Пространственный профиль фотоответа через КТ1. д) Смещение резонансов КТ как функция расстояния лазерного пятна от КТ1 и КТ2

Проведенные нами с помощью магнито-туннельной спектроскопии исследования волновых функций КТ показали, что дополнительных эффектом, вносящим вклад в механизм управления туннелированием через выделенную КТ с помощью лазера, является искривление ограничивающего потенциала, приводящее к изменению к изменению латеральных размеров волновой функции КТ (см. Рис. 4). Этот эффект межчастичного взаимодействия вызван влиянием на электрон в КТ зарядов фотовозбужденных дырок в ближайшей окрестности.

Таким образом сканируя сфокусированным лазерным лучом поверхность образца большой площади, мы можем определить положение, форму и размеры выделенной флуктуациями потенциала наногетеросистемы. Показано, что путем изменения интенсивности лазера можно эффективно (до 10^7 раз) регулировать туннельный ток через выделенную точку, модифицировать кривизну ограни-

чивающего её потенциала и пространственные размеры основного электронного состояния. Эти эффекты обусловлены влиянием зарядов фотоиндуцированных дырок, захватываемых в окрестности выделенной точки, действующих как «оптический затвор».

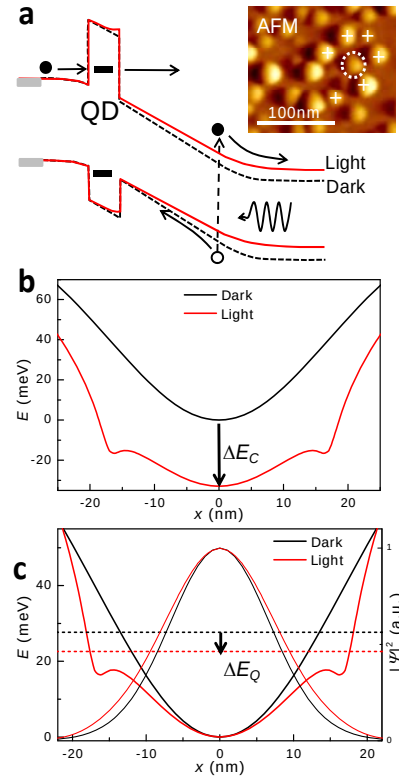


Рис. 4. а) Схема электронного туннелирования из слоя p-GaAs эмиттера в энергетический уровень QD в темноте (пунктирные линии) и в присутствии созданных светом электрон-дырочных пар (сплошные линии). б) Расчетный средний энергетический потенциал в темноте и при освещении для QD, окруженной положительными зарядами (см. AFM изображение). в) Средний энергетический потенциал и соответствующая плотность вероятности электронной волновой функции основного состояния QD в темноте и при освещении.

Нами так же обсуждается зависимость практически значимых параметров фотопоглощения и релаксации фотоиндуцированных носителей заряда от деталей дизайна изучаемой гетеросистемы, и указываются возможные способы изменения рабочих температур и частот фотодетектора.

1. Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин, ЖЭТФ, том 138, вып.2, 302, (2010).
2. E.E. Vdovin, O. Makarovskiy, A. Patané, L. Eaves, and Yu.N. Khanin. Physical Review B, 79, 193311 (2009).
3. O. Makarovskiy, E.E. Vdovin, A. Patané, L. Eaves, M. Mahonin, M. Hopkinson, accepted for publication Physical Review Letters (2012).

Сверхбыстрое размагничивание, намагничивание и переключение намагниченности в металлах и диэлектриках

Р.В. Писарев

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

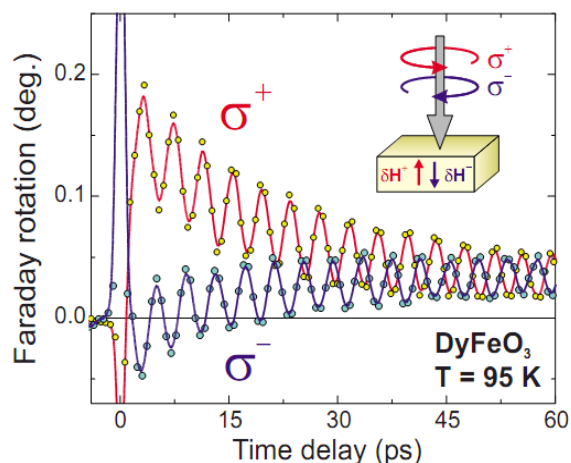
Намагниченность твердых тел подвергается внешним воздействиям таким как температура, магнитное поле и давление на шкале времен от миллионов лет в геомагнетизме, нескольких лет в магнитных системах хранения информации, до милли- и наносекунд в трансформаторах и наносекунд в системах записи и считывания информации. Эти изменения намагниченности в интервале времен более 20-ти порядков связаны со многими факторами, такими как размеры структур, домены, доменные стенки и др. Исследования этих процессов представляют большую важность в многочисленных применениях магнитных материалов [1].

В последние годы возникло новое, быстро развивающееся направление по исследованиям сверхбыстрых магнитных явлений, происходящих на существенно более коротких интервалах времен в пикосекундном (10^{-12} с) и даже фемтосекундном (10^{-15} с) диапазоне [2]. Этот диапазон является масштабом времен, соответствующим характерным энергиям спин-орбитального и обменного взаимодействия [1]. Такие исследования представляют как чисто фундаментальный интерес, так и практический интерес для разработки новых быстродействующих устройств магнитной записи и считывания информации. Исследования в этом направлении ведутся с применением различных методик, и большое распространение получили работы с использованием фемтосекундных титан-сапфировых лазеров в формате «накачка-зондирование» (pump-probe). В докладе будет дан обзор некоторых экспериментов по исследованиям изменений намагниченности под действием лазерного возбуждения.

Сейчас общепризнано, что первым экспериментом по сверхбыстрому размагничиванию была работа [3], в которой в результате воздействия мощного лазерного 60 фс импульса накачки наблюдалось изменение поворота плоскости поляризации (эффект Керра) более слабого пробного импульса, отраженного от поверхности ферромагнитного никеля. Явление размагничивания и восстановления намагниченности наблюдалось на шкале времен в несколько пикосекунд и было интерпретировано в рамках модели трех тепловых резервуаров, связанных с электронной, спиновой и решеточной подсистемами. Схожие явления наблюдались в дальнейшем в различных материалах и сплавах [2], а также в диэлектриках, например в FeBO_3 [4].

Наряду с исследованиями сверхбыстрого размагничивания, проводились разнообразные исследования процессов намагничивания и возбуждения спиновой прецессии в металлах и диэлектриках. Эти процессы, естественно, требуют для своей ре-

ализации наличия некоего эффективного поля, создаваемого импульсом накачки в изучаемой среде. Эксперименты и анализ результатов показывают, что такое поле может возникать в результате обратного эффекта Фарадея, наведенной импульсом накачки эффективного поля анизотропии, или как результат стимулированного рамановского рассеяния света на магнонах [5, 6]. Следует отметить, что эти нетепловые процессы, в отличие от преимущественно тепловых процессов в экспериментах по размагничиванию, крайне чувствительны к поляризации импульса накачки, и, в зависимости от кристаллической и магнитной структур конкретного материала, могут реализовываться для накачки как с круговой, так и с линейной поляризацией. Рисунок внизу показывает возбуждение прецессии намагниченности накачкой с правой и левой круговой поляризацией в орторомбическом слабом антиферромагнетике DyFeO_3 . Смена хиральности накачки вызывает изменение фазы прецессии на 180° .



В докладе будут также рассмотрены некоторые примеры сверхбыстрого перемагничивания металлов [8] и диэлектриков [9].

1. J. Stöhr, H.C. Siegmann, «*Magnetism*»(2006).
2. A. Kirilyuk, et al. Rev. Mod. Phys. **82**, 2731 (2010).
3. E. Beaurepaire, et al. PRL **76**, 4250 (1996).
4. A.V. Kimel, et al. PRL **89**, 287401(2002).
5. A.M. Kalashnikova, et al. PRL **99**, 167205 (2007).
6. A.M. Kalashnikova, et al. PRB **78**, 104301 (2008).
7. A.V. Kimel, et al. Nature **435**, 655 (2005).
8. K. Vahaplar, et al. PRL **103**, 117201 (2009).
9. J.A. de Jong et al. PRL **108** (2012).

Электронные стёкла

А.Л. Эфрос

Университет штата Юта, Солт Лейк Сити, 84112, США

Электронные стёкла (ЭС) это неупорядоченные системы с локализованными электронными состояниями, обладающие при низких температурах долговременными релаксациями (часы, дни и больше). Кроме того, ЭС обладают памятью. Если концентрация электронов в исследуемой пленке меняется напряжением на затворе V_g , то электропроводность пленки как функция V_g имеет резкий минимум, называемый «запомненным минимумом» (memory dip), при том значении V_g , при котором система замораживалась. Это явление наблюдается в течении длительного времени после замораживания. Механизм электропроводности есть прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка. По-видимому, физическая природа явления состоит в наличии псевдоосновных состояний (локальных минимумов энергии), из которых система может выйти только путём одновременного перехода большого количества взаимодействующих электронов. Случайные блуждания полной энергии системы по псевдоосновным состояниям и приводят к очень медленному систематическому понижению энергии и электропроводности. В докладе я намерен привести результаты многочисленных моделирований, выполненных моей группой, подтверждающие и уточняющие эту картину. Предполагается, что гранулярные плёнки золота [1], разупорядоченные плёнки InOx [2], а также гранулярные плёнки алюминия [3] суть ЭС. Возбуждения представляют собой электронные переходы с одного локализованного состояния на другое. Возбуждения с малой энергией можно классифицировать как заряженные и дипольные. Заряженные возбуждения имеют кулоновскую щель [4] и ответственны за прыжковую проводимость, зависящую от температуры как $\exp -(T_0/T)^{1/2}$. Ширину запомненного минимума можно оценить как такое изменение V_g , при котором меняются состояния всех электронов в энергетической полосе вблизи уровня Ферми, которые принимают участие в проводимости при данной температуре T . Ширина этой полосы $W=2(T_0T)^{1/2}$, а двумерная концентрация электронов с энергией внутри полосы $n=2T_0T/\pi e^4$. Ширина запомненного минимума вычисляется как разность потенциалов V_g , нужная чтобы изменить концентрацию на эту величину. Это легко сделать, зная электрическую ёмкость системы. Долговременную релаксацию можно связать с дипольными возбуждениями. Среднее расстояние между ними таково, что поляризация в слабом однородном электрическом поле обращается в бесконечность и становится отрицательной. Эта ситуация называется поляризационной катастрофой. Она свидетельствует о неустойчивости системы. Учёт взаимодействия между

диполями приводит к уменьшению поляризации. В упорядоченной системе минимальную энергию имел бы дипольный кристалл. В неупорядоченной системе образуется дипольное стекло (ДС), которое способно понижать свою энергию за счет переноса больших блоков электронов, что происходит очень медленно. ДС изучалось в связи с неупорядоченными ионными диэлектриками, имеющими примеси с жесткими диполями [5]. ЭС представляют значительно более сложные системы, поскольку диполи образуются вследствие электронных переходов и не являются заданными, но нам представляется, что ЭС тоже являются дипольными стёклами. Экспериментально ЭС изучаются по электропроводности на постоянном токе, что, возможно, не является лучшим способом, так как дипольная релаксация связана с электропроводностью весьма косвенно: изменение электропроводности за максимальные временные интервалы составляет, как правило, лишь проценты. Может быть, высокочастотная электропроводность, регистрирующая дипольные переходы, могла бы быть лучшим инструментом.

1. C.J. Adkins et al. J. Phys. **C17**, 4693 (1984).
2. M. Ben-Chorin, D. Kowal, and Z. Ovadyahu, Phys. Rev. **B44**, 342 (1991).
3. T. Grenet, Eur. Phys. J. **B32**, 275 (2003).
4. A.L. Efros and B.I. Shklovskii, J. Phys. **C8**, L 49 (1975)
5. B.E. Vugmeister and M.D. Glinchuk, Rev. Modern Phys. **62**, 993 (1990).

Ферромагнитные спиновые капли в двумерной электронной Ферми жидкости

А.Ю. Кунцевич¹, N. Tench¹, M. Reznikov², В.М. Пудалов¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва 119991, Россия

² Solid State Institute, Technion, Haifa, 3200 Israel

В проведенных термодинамических измерениях спиновой намагниченности двумерной системы электронов обнаружено, что межэлектронное взаимодействие ферромагнитного типа приводит к образованию в состоянии изолятора мезоскопических спиновых капель с большим спином. По мере увеличения плотности электронов эти капли “тают” превращаясь в Ферми-жидкость электронов со спином $\frac{1}{2}$.

Сильное межэлектронное ($e-e$) взаимодействие в двумерной (2D) электронной жидкости приводит к таким ярким эффектам, как многократное увеличение эффективной массы и спиновой восприимчивости электронов, хорошо изученным экспериментально [1–3] и теоретически [4–6]. Однако, до сих пор дискуссионным является вопрос о том, приведет ли Ферми-жидкостная перенормировка к спонтанной поляризации электронных спинов при $T \rightarrow 0$.

В проведенных нами термодинамических измерениях спиновой намагниченности выявлено, что при увеличении $e-e$ -взаимодействия спонтанно образуются спин-поляризованные мезоскопические капли. “Спиновые капли” имеют большой спин $S \approx 2$ и являются мажоритарной фазой в пределе низкой плотности электронов n (состояние изолятора); при увеличении плотности спиновые капли постепенно тают, присутствуя в качестве миноритарной фазы в электронной Ферми жидкости (металлическое состояние). Сосуществование и превращение друг в друга двух фаз — спин-поляризованных капель и электронов со спином $\frac{1}{2}$ выявляют интересную магнитную физику, сопутствующую переходу металл-изолятор в двумерной сильно взаимодействующей системе электронов.

Экспериментально, спиновая восприимчивость двумерной системы электронов ранее исследовалась путем косвенных транспортных измерений — из биений квантовых осцилляций в перпендикулярном поле [1, 7], или из магнитопроводимости в параллельном поле [8, 9]. В этих измерениях, а также в предыдущих термодинамических измерениях [10, 11] было найдено сильное возрастание χ^* с понижением плотности при ее стремлении к критическому значению n_c . До настоящего времени, однако, нет прямых экспериментальных свидетельств температурной зависимости χ^* , которая должна сопровождать магнитный переход 2го рода.

Для исследования намагниченности нами был использован метод измерения химического потенциала, созданный ранее [12] для измерений орбитальной намагниченности и усовершенствованный в [10, 13] для измерения спиновой намагниченности. В результате этого стало возможным проводить измерения в слабых полях B меньших температуры $g\mu_B B < T$, и при весьма низкой плотности электронов (до $10^{10}/\text{см}^2$), глубоко в состоянии изолятора. Суть метода состоит в том, что переменное магнитное поле δB , приложенное в плоскости 2D

системы модулирует ее химический потенциал μ . Вследствие этого перезаряжается конденсатор, образованный двумерным слоем электронов и металлическим затвором полевой 2D структуры.

$$\frac{e^2}{\tilde{c}} \frac{dn}{dB} = -\frac{\partial \mu}{\partial B} + \frac{e^2 n}{c_0^2} \frac{\partial c_0}{\partial B}$$

Здесь $c_0 = \epsilon/4\pi d$ — геометрическая емкость, а $\tilde{c} = (c_0^{-1} + e\partial n/\partial \mu)^{-1}$ включает вклад сжимаемости. Поскольку геометрическая емкость с большой точностью не зависит от плотности, то ток перезарядки пропорционален $\partial \mu/\partial B$. Вследствие соотношения Максвелла $\partial \mu/\partial B = -\partial m/\partial n$ измеряемый ток перезарядки, т.е. $\partial \mu/\partial B$, может быть выражен как производная по плотности от намагниченности m на единицу площади. Чувствительность метода составляет примерно $4 \cdot 10^8 \mu_B$.

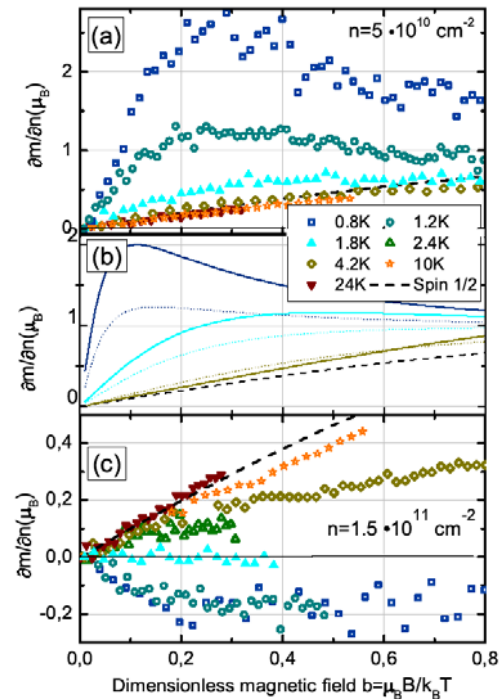


Рис. 1. (a): $\partial m/\partial n$ в зависимости от поля $b = \mu_B B/T$ при $n = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. (b) симуляции $\partial m/\partial n$ в рамках приближения среднего поля (сплошные линии $T_c \sim n$, точки $T_c \sim n^2$, $T/T_c = 5, 2, 1.25$). (c) — то же самое что и (a) но при плотности $n = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Штриховая линия на всех панелях показывает $-\partial m/\partial n$ для локализованных спинов $\frac{1}{2}$.

Измерения проводились в диапазоне температур 0.3–20 K и полей до 9 T. Магнитное поле моду-

лировалось на частоте 4–12 Гц с амплитудой до 40 мТ. Исследовались Si МДП структуры с высокой подвижностью и с толщиной затворного диэлектрика 200 нм.

Для того, чтобы пояснить ожидаемое поведение $\partial m/\partial n$ рассмотрим два предельных случая: (i) $n \rightarrow \infty$ и (ii) $n \rightarrow 0$; в обоих случаях взаимодействием между электронами можно пренебречь.

(i) При высокой плотности энергия взаимодействия E_{ee} мала по сравнению с фермиевской энергией E_F и χ^* должна соответствовать независимой от B восприимчивости Паули вплоть до поля полной спиновой поляризации; в результате $\partial m/\partial n = 0$.

(ii) В пределе низкой плотности и конечного беспорядка каждый электрон локализован в своей потенциальной яме и взаимодействие между электронами также мало, следовательно, спины будут поляризоваться независимо: $\partial m/\partial n = \mu_B \tanh(b)$, где $b = \mu_B B/T$ — безразмерное магнитное поле.

На рис. 1а показана зависимость $\partial m/\partial n$ от b , измеренная глубоко в состоянии изолятора при $n = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ($n_c \approx 8.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ для этого образца). При высокой температуре все данные ложатся на единую зависимость, близкую к $\tanh(b)$ (штриховая линия), ожидаемую для независимых спинов.

При понижении T наблюдаются две особенности: (1) наклон кривых $\partial m/\partial n$ в слабом поле становится намного больше, чем можно ожидать для независимых спинов, (2) при низких температурах $\partial m/\partial n$ достигает максимума в некотором поле $b^* \ll 1$, причем максимум существенно превышает μ_B . Значение $\partial m/\partial n$ превышающее μ_B означает, что добавляемый в 2D систему электрон не только ориентирует свой спин по полю, но и способствует развороту спинов соседних электронов. Перечисленные факты свидетельствуют о ферромагнитном взаимодействии между спинами, в противоположность антиферромагнитному взаимодействию между локализованными одиночными спинами.

На рисунке 1б показана зависимость $\partial m/\partial n$ от b для ферромагнитно взаимодействующих спинов, вычисленная в модельном приближении среднего поля, с двумя подгоночными параметрами: T_c (масштаб взаимодействия) и dT_c/dn . Видно, что уже в этом простейшем приближении $\partial m/\partial n$ качественно описывает обе особенности, наблюдаемые в эксперименте.

При высоких плотностях, в металлическом состоянии, например при $n = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (рис. 1с) $\partial m/\partial n$ изменяет знак, тогда как характерное поле b^* остается примерно постоянным. Отрицательный знак $\partial m/\partial n$ ожидаем в металлическом состоянии, поскольку увеличение плотности ослабляет нормированное взаимодействие E_{ee}/E_F , и, следовательно, поляризацию 2D электронной системы. Другими словами, в Ферми-жидкость начинают поступать не только добавляемые в 2D систему электроны, но и перетекают электроны, выходящие из “тающих”

капель. При этом размер капель не меняется, поскольку b^* остается неизменным. Тепловые флуктуации также подавляют магнитное упорядочение, поэтому $|\partial m/\partial n|$ уменьшается с температурой и при $T > E_F$ (10К для рис. 1с) приближается к ожидаемому значению для невзаимодействующих электронов.

Т.о., на основе полученных данных мы заключаем, что сильно-взаимодействующая 2D электронная система является двухфазной даже глубоко в металлическом состоянии, причем основной вклад в $\partial m/\partial n$ вносят легко поляризуемые спиновые капли. Эти капли зарождаются в состоянии изолятора; при увеличении плотности электроны покидают капли, что приводит к смене знака $\partial m/\partial n$. Типичный магнитный момент капли может быть оценен как $\mu_B/b^* \sim 4\mu_B$. Это приводит к модели капель, имеющих типичный спин $S=2$, минимальный размер $\sim 100 \text{ нм}$ и заселенных 4 или более электронами.

Тот факт, что при $T=0$ смена знака $\partial m/\partial n$ происходит при том же критическом значении плотности n_c , что и смена знака температурной зависимости проводимости $d\sigma/dT$ означает, что оба явления — образование легко намагничиваемых капель и переход металл-изолятор в двумерной сильно-взаимодействующей системе [14] взаимосвязаны.

1. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima, et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 196404 (2002).
2. E. Tutuc, S. Melinte, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **88**, 036805 (2002).
3. W.R. Clarke, C.E. Yasin, A.R. Hamilton, et al. Nature Phys., **4**, 55 (2008).
4. A. Camjayi, K. Haule, V. Djbroslavjevic, and G. Kotliar, Nature Phys. **4**, 932 (2008).
5. C.S. Ting, T.K. Lee, J.J. Quinn, Phys. Rev. Lett. **34**, 870 (1975).
6. M. Marchi, S. De Palo, S. Moroni, and G. Senatore, Phys. Rev. B **80**, 135103 (2009).
7. J. Zhu, H.L. Stormer, L.N. Pfeiffer, K.W. Baldwin, K.W. West, Phys. Rev. Lett. **90**, 056805 (2003).
8. A.A. Shashkin, S.V. Kravchenko, V.T. Dolgoplov, T.M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **87**, 086801 (2001).
9. S.A. Vitkalov, H. Zheng, K.M. Mertes, M.P. Sarachik, T.M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **87**, 086401 (2001).
10. O. Prus, Y. Yaish, M. Reznikov, U. Sivan, V. Pudalov, Phys. Rev. B **67**, 205407 (2003).
11. A.A. Shashkin, S. Anissimova, M.R. Sakr, et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 036403 (2006).
12. V.M. Pudalov, S.G. Semenchinskii, JETP Lett. **44** (11), 677 (1986).
13. M. Reznikov, A.Y. Kuntsevich, N. Tenen, V.M. Pudalov, JETP Lett. **92**, 470 (2010).
14. S.V. Kravchenko, W.E. Mason, G.E. Bowker, J.E. Furneaux, V.M. Pudalov, M. D’Torio, Phys. Rev. B **51**, 7038 (1995).

Spin Waves and Spin Currents in Magnetic Systems

S.O. Demokritov

¹ Institute for Applied Physics, University of Muenster, 48149 Muenster, Germany

Spin currents, the flow of angular momentum without the simultaneous transfer of electrical charge, play an enabling role in the field of spin-based electronic (spintronics). Moreover, with the advent of pure spin current sources, spintronic devices no longer require electrical charge transfer, opening new possibilities for both conducting and insulating spintronic systems. Apparently, the simplest realization of pure spin current in an insulating ferromagnet is a spin wave which transfers an angular momentum. Therefore, the interplay between spin waves and spin currents has recently attracted a special attention.

Unlike the charge current, the spin current is not a conservative quantity within the magnetic subsystem. This is due to the presence of the spin orbit interaction that couples the spin to the angular momentum. In solid states the spin-orbital interaction results in the spin-lattice coupling, which usually acts as the source of damping in magnetic materials. Due to this coupling the precessing magnetic moment experiences a torque towards its equilibrium orientation; the excess angular momentum in the magnetic subsystem flows into the lattice.

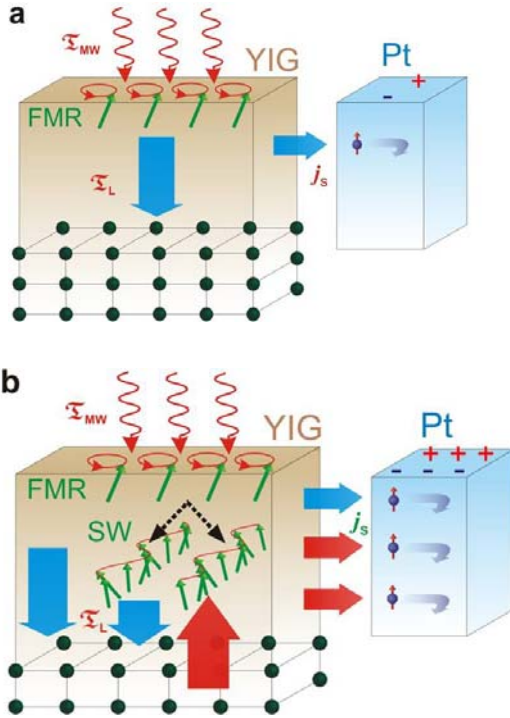


Fig. 1. Schematics of angular momentum flows in the YIG/Pt layered system. (a) No three-magnon splitting. Microwave field excites FMR by transferring the angular momentum into the magnetic subsystem of YIG. This flow is directed to the lattice due to the spin-lattice relaxation and induces a spin current across the YIG/Pt interface. (b) Three-magnon splitting is allowed. FMR mode is split into secondary spin waves, an additional reverse flow enhances the spin current.

In this talk I will review recent studies on spin currents in insulating (yttrium-iron-garnet, YIG) as well as in conducting (NiFe) ferromagnets. A particular attention will be paid to conversion of spin waves into spin currents on the example of our recent experiments on the YIG/Pt hybrid system [1, 2], where we show that the flow of the angular momentum from the magnetic system to the lattice can be reversed by the three-magnon splitting process. Experimentally we achieve amplification of spin current emitted by the interacting spin-waves. This mechanism triggers angular momentum transfer from the lattice to the magnetic subsystem and enhances the spin current.

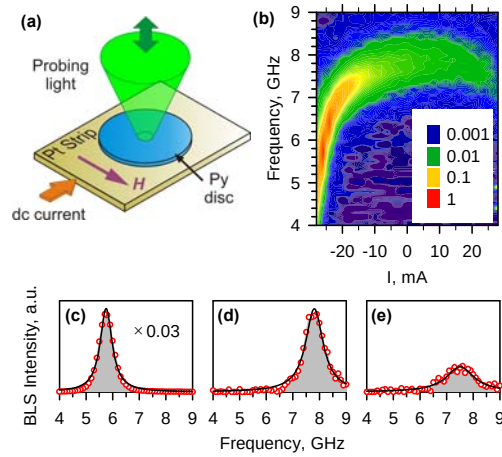


Fig. 2. (a) Schematic of the experiment. (b) Pseudocolor logarithmic map of the BLS intensity caused by thermal magnons vs current and frequency. (c)-(e) Representative spectra acquired at $I = -26, 0$, and 26 mA, respectively. Curves are Lorentzian fits to the data. Note a strong amplification of the noise at $I = -26$ mA as well as a strong reduction of the noise at $I = 26$ mA

The inverse effect used for control of spin waves by spin currents will be demonstrated for Py/Pt nano-system [3, 4]. Here we directly study the effects of spin current on the thermal magnetic fluctuations by utilizing micro-focus Brillouin light scattering spectroscopy, allowing a direct study of magnetic temperature in nano-systems. Our test devices consist of a 5 nm thick and 2 micrometers in diameter $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ disk fabricated on top of a 10 nm thick and 2.8 micrometers wide Pt microstrip. Due to the spin Hall Effect an electrical current in the Pt strip produces a spin current at the interface with the disk.

For one direction of electric/spin current we observe a decrease of the effective magnetic temperature by more than a factor of 2, whereas for the opposite direction of the current an enhanced magnetic tempera-

ture is detected. In both cases the spectral width of the BLS peak changes linearly with the current, which is consistent with the linear effects of spin-current on the magnetic damping. We emphasize that using this approach the intensity of thermal fluctuations can be controllably reduced, which enables a controllable reduction of noises in magnetic nano-devices. Time-resolved measurements demonstrate a fast control of the magnetic temperature by spin-current at the nanosecond scale.

1. H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V.E. Demidov, D. Fang, A.J. Ferguson, S.O. Demokritov, *Nature Materials*, 10 (2011) 660
2. H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V.E. Demidov, D. Fang, A.J. Ferguson, and S.O. Demokritov, *Appl. Phys. Lett.* 99 (2011) 162502
3. V.E. Demidov, S. Urazhdin, E.R.J. Edwards, M.D. Stiles, R.D. McMichael, S.O. Demokritov, *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) 107204
4. E. Demidov, S. Urazhdin, E.R.J. Edwards, S.O. Demokritov *Appl. Phys. Lett.*, **99** (2011) 172501.

Ультрахолодный ферми-газ атомов и бозе-газ молекул

А.В. Турлапов

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород 603000, Россия

Приготовленный при низких температурах газ ферми-атомов и образованный на его основе бозе-газ двухатомных молекул позволяют реализовывать фундаментальные задачи квантовой физики. В эксперименте исследованы две такие задачи. Первая — основное состояние 2-мерной ферми-системы с перестраиваемой константой связи, различные значения которой соответствуют множеству состояний, включающему в себя ферми-систему с сильными взаимодействиями, идеальный ферми-газ и газ слабо взаимодействующих бозонов. Вторая задача — возникновение пространственного порядка при интерференции цепочки бозе-эйнштейновских конденсатов со случайными фазами. Также будет описано приготовление ультрахолодных атомных и молекулярных газов.

Недавно приготовленный 2-мерный ферми-газ атомов [1] в перспективе позволяет исследовать на его примере фундаментальные задачи физики низкоразмерных квантовых систем. Снижение пространственной размерности отражается на свойствах фазовых переходов и ведёт к появлению нетривиальных топологических свойств.

В эксперименте используется газ атомов лития-6, являющихся фермионами. Квантовое вырожденное состояние получено путём охлаждения до температур порядка десятков нанокельвинов. Пониженная кинематическая размерность достигнута путём удержания газа в пучностях стоячей волны, образованной двумя встречными лазерными лучами (рис. 1). Каждая пучность создаёт дископодобный потенциал, «замораживающий» движение в направлении плотного удержания из-за того, что в этом направлении населён только основной уровень движения.

сильного взаимодействия, для которой задача об основном состоянии в общем виде не решена. Проведённые измерения давления в широком диапазоне значений константы связи могут послужить проверке теоретических моделей.

Подобная экспериментальная система также позволяет наблюдать интерференцию материальных волн, в роли которых выступают бозе-эйнштейновские конденсаты молекул. В начальный момент времени конденсаты удерживаются в пучностях стоячей волны и имеют случайные фазы друг относительно друга. После выключения удерживающего потенциала происходит интерференция материальных волн конденсатов. Несмотря на случайные фазы, при интерференции возникает и сохраняется пространственный порядок.

1. K. Martiyanov, V. Makhalov, and A. Turlapov, *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 030404 (2010).

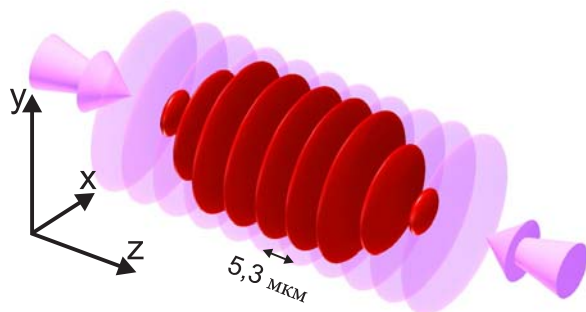


Рис. 1. Пленение атомов пучностями стоячей волны. Облака атомов показаны темно-красным, а распределение интенсивности света — светло-сиреневым.

Эта экспериментальная система позволила реализовать в наиболее общем виде задачу об основном состоянии ферми-системы с s -волновым взаимодействием. Уникальным свойством атомного газа среди других фермионных систем является возможность гибкой перестройки константы связи благодаря явлению резонанса Фано–Фешбаха. Константа перестраивается при помощи внешнего магнитного поля. Различные значения константы связи позволяют реализовать множество состояний от почти идеального газа фермионов до газа слабо взаимодействующих бозонов. Между этими двумя асимптотическими состояниями лежит область

Резонансные туннелирующие системы в кристаллах ^4He : альтернатива сверхтекучести

А.Ф. Андреев

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334, Россия

Дано объяснение низкотемпературных аномалий кристаллов ^4He (дефект массы при крутильных колебаниях, рост модуля сдвига при понижении температуры, максимумы диссипации, максимум теплоемкости), основанное на концепции резонансных двухуровневых кластеров дефектов решетки.

Резонансный характер двухуровневых систем обусловлен симметрией кристалла: два локализованных состояния кластера переходят друг в друга под действием некоторого преобразования симметрии кристалла. В отсутствие туннелирования они имеют одинаковую энергию.

Дефект массы является результатом своеобразного внутреннего эффекта Джозефсона: бездиссипативного потока массы внутри фазово-когерентного туннелирующего кластера.

Показано, что аномалия модуля сдвига должна наблюдаться также и в кристаллах ^3He . Дефект массы в ^3He отсутствует.

Количественные результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом.

Сверхтекучий ^3He в анизотропном аэрогеле

В.В. Дмитриев, Д.А. Краснихин, А.А. Сенин, А.Н. Юдин

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334, Россия

Проведенные за последние годы исследования сверхтекучего ^3He в аэрогеле показали, что анизотропия аэрогеля может существенно влиять на пространственное распределение и даже на вид сверхтекучего параметра порядка. В докладе будет дан краткий обзор этих исследований.

Сверхтекучий ^3He свободен от примесей, так как в области сверхнизких температур растворимость ^4He в ^3He экспоненциально мала, а другие вещества вымерзают на стенках ячейки. Однако, аналог примесей внести в ^3He все же можно, если использовать высокопристый аэрогель. Аэрогель состоит из нитей (обычно на основе SiO_2), характерный диаметр которых меньше или порядка корреляционной длины. Эти нити и играют роль примесей. Известно, что аэрогель малой плотности не подавляет сверхтекучесть, а приводит лишь к снижению температуры сверхтекучего перехода на 20–30% при давлениях 20–30 бар [1, 2]. Как и в чистом ^3He , в ^3He в аэрогеле в слабых магнитных полях реализуются две сверхтекучие фазы: при высоких температурах и давлениях А-подобная фаза, а в остальной области фазовой диаграммы — В-подобная фаза. Оказалось также, что даже небольшая анизотропия аэрогеля может существенно влиять на свойства ядерного магнитного резонанса (ЯМР) сверхтекучем ^3He . Особенно большое влияние анизотропия аэрогеля оказывает на свойства А-подобной фазы. Так, например, в этой фазе анизотропия, созданная одноосным сжатием образца аэрогеля на несколько процентов, приводит к однородному пространственному распределению орбитального вектора $\mathbf{l}$, причем этот вектор ориентируется вдоль оси сжатия [3].

Нами были проведены систематические экспериментальные исследования сверхтекучей А-подобной фазы ^3He в аэрогелях на основе SiO_2 с различными величинами и типами анизотропии. Показано, что эта фаза при любой степени анизотропии аэрогеля соответствует фазе Андерсона-Бринкмана-Мореля (АБМ). При этом, в зависимости от вида и степени анизотропии, могут реализовываться различные пространственные распределения вектора $\mathbf{l}$ [4]. В растянутом или слабосжатом аэрогеле орбитальный вектор $\mathbf{l}$ образует анизотропное состояние Ларкина-Имри-Ма [5,6,7], а в сильносжатом возникает упомянутое выше состояние с однородным распределением орбитального вектора $\mathbf{l}$. Во всех случаях спиновый вектор параметра порядка может быть распределен или однородно по пространству, или быть разупорядоченным. Исследования свойств ЯМР позволили нам определить параметр анизотропии орбитального пространства А-подобной фазы в использованных образцах аэрогеля и объяснить результаты многих предыдущих экспериментов.

В случае большой анизотропии типа «растяжение» теория предсказывает, что в А-подобной фазе параметр порядка в некоторой области температур может иметь вид отличный от параметра порядка АБМ, а именно: А-подобная фаза может соответствовать полярной фазе или АБМ фазе с сильным полярным искажением [8]. Такие фазы в чистом ^3He не реализуются. Сложность, однако, заключается в том, что аэрогель на основе SiO_2 сильно растянуть практически невозможно из-за его хрупкости. По этой причине для проверки выводов теории мы использовали новый аэрогель на основе окиси алюминия [9]. Этот аэрогель отличается тем, что образующие его нити ориентированы почти параллельно друг другу на макроскопических расстояниях, то есть его можно рассматривать как бесконечно растянутый обычный аэрогель. Проведенные эксперименты показали, что фазовая диаграмма сверхтекучего ^3He в таком «упорядоченном» аэрогеле существенно отличается от случая ^3He в стандартном аэрогеле. Оказалось, что свойства ЯМР А-подобной фазы в области низких давлений ($P < 12$ бар) действительно соответствуют АБМ фазе с сильным полярным искажением [10,11]. Получены также указания на то, что вблизи температуры сверхтекучего перехода при этих давлениях реализуется чистая полярная фаза. Для проверки этого предположения требуется проведение дополнительных исследований.

1. J.V. Porto, J.M. Parpia, Phys. Rev. Lett. **74**, 23 (1995).
2. W.P. Halperin, D.T. Sprague, J.B. Kycia et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 4 (1995).
3. T. Kunimatsu, T. Sato, K. Izumina et. al., Письма в ЖЭТФ **86**, 244 (2007).
4. V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin, N. Mulders et al., Письма в ЖЭТФ, **91**, 669 (2010).
5. А.И. Ларкин, ЖЭТФ, **58**, 4 (1970).
6. E. Imry, S.K. Ma, Phys. Rev. Lett., **35**, 21 (1975).
7. G.E. Volovik, J. Low Temp. Phys. **150**, 453 (2008).
8. K. Aoyama, R. Ikeda, Phys. Rev. B, **73**, 060504 (2006).
9. R.Sh. Askhadullin, P.N. Martynov, P.A. Yudintsev et al., J. Phys.: Conf. Ser. **98**, 072012 (2008).
10. R.Sh. Askhadullin, V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin et al., Письма в ЖЭТФ, **95**, 355 (2012).
11. Настоящий сборник, с. 42 и с. 44.

Поверхностная сверхпроводимость в сверхпроводниках I-ого рода.

И.Н. Хлюстиков

Институт физических проблем им. П.Л.Капицы, Москва 119334, Россия

Самая популярная, предложенная Де Женом, модель поверхностной сверхпроводимости обладает рядом существенных недостатков. Наиболее заметны они в случае сверхпроводников I-ого рода.

Во-первых, Де Жен утверждает, что поверхностная сверхпроводимость с критическим полем H_{c3} является сверхкритическим зародышем для объемной сверхпроводимости. Во-вторых, в пределах применимости теории Гинзбурга-Ландау, между критическими полями H_{c3} и критическим полем переохладения объема H_{c2} существует универсальное соотношение $H_{c3} = 1.7 * H_{c2}$ [1].

Оба эти утверждения не соответствуют экспериментальным наблюдениям и более поздним теоретическим работам:

1. В сверхпроводниках с относительно большими величинами параметра Гинзбурга-Ландау κ остается возможность существования метастабильных переохлажденных состояний [2, 3, 4].
2. Даже вблизи критической температуры сверхпроводимости T_c , отношение полей H_{c3} и H_{c2} вовсе не является константой [5, 6, 7, 8].

1. П. Де Жен, «Сверхпроводимость металлов и сплавов», Москва, «Мир», (1968).
2. J. Feder, Sol. St. Comm., **5**, 299, (1967).
3. В.И. Марченко, Е.Р. Подоляк, ЖЭТФ **124**, 172 (2003).
4. В.А. Березин, И.Н. Хлюстиков, ЖЭТФ, **108**, 938, (2009).
5. J. Feder, D. McLachlan, Phys.Rev., **177**, 763, (1969).
6. И.Я. Краснополин, Радж Руп, М.С. Хайкин, Письма в ЖЭТФ, **15**, 516, (1972).
7. И.Н. Хлюстиков, ЖЭТФ, **140**, 1181, (2011).
8. Е.Р. Подоляк, ЖЭТФ, **140**, 1185, (2011).

Лавинное проникновение магнитного поля в сверхпроводящие пленки

Ю.М. Гальперин^{1,2}, Т.Н. Johansen²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург 194021, Россия

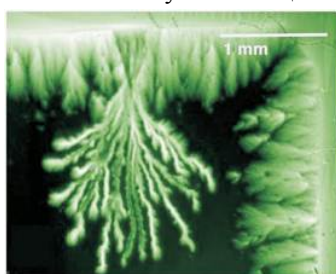
² University of Oslo, Oslo 0316, and Centre for Advanced Study, Oslo 0271, Norway

Лавинное проникновение магнитного поля в сверхпроводники привлекает серьезное внимание как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Ограничивая критический ток сверхпроводников, лавины в то же время создают интересные возможности для изучения т.н. «вихревого вещества» — системы магнитных вихрей, взаимодействующих между собой и с центрами пиннинга — в сверхпроводниках II рода. В настоящем докладе мы представим обзор основных экспериментальных и теоретических результатов по исследованию термомагнитной неустойчивости, приводящей к возникновению магнитных лавин с ярко выраженной дендритной структурой в тонких сверхпроводящих пленках.

Магнитное поле проникает в сверхпроводники II в виде решетки квантованных вихрей, взаимодействие которых с центрами пиннинга определяет критический ток сверхпроводника. Динамика проникновения магнитного потока очень важна как с прикладной точки зрения, так и для понимания свойств комплексной системы вихрей, взаимодействующих друг с другом и с беспорядком. В нашей группе динамика магнитного потока исследуется с помощью магнитооптического метода, основанного на эффекте Фарадея, см. обзор [1]. Слева представлена схема экспериментальной установки. Важной чертой

метода является возможность исследования распределения магнитной индукции с достаточно высоким пространственным разрешением, а также его динамики путем вычитания изображений, снятых в последовательные моменты времени.

Распределение магнитной индукции обычно хорошо описывается т.н. моделью критического состояния, согласно которой электрический ток в каждой точке сверхпроводника равен его критическому значению, зависящему от локального магнитного поля и температуры. Эта модель предсказывает плавную эволюцию фронта магнитного

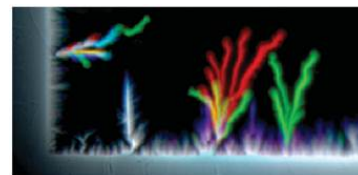


тока при росте внешнего магнитного поля. Однако часто проникновение поля в пленки происходит в виде лавин. Слева изображено лавинное проникновение потока в пленку MgB_2 [2]. Цель настоящего доклада — представить обзор эксперимента и теории лавинного проникновения магнитного потока.

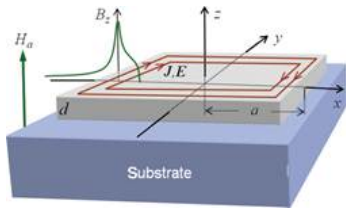
Образование лавин обусловлено термомагнитной неустойчивостью: движение вихрей приводит к росту локальной температуры облегчая активацию вихрей с центров пиннинга, что, в свою очередь,

стимулирует движение вихрей. Теория неустойчивости основана на анализе системы уравнений, состоящих из уравнений Максвелла, уравнения теплопроводности (с соответствующим учетом теплоотвода в подложку) и материальным уравнением, связывающим локальные значения плотности тока и электрического поля. Последнее уравнение является нелинейным [3]. Это обстоятельство, как и нелокальность электродинамики пленок, существенно затрудняет анализ.

Возникновение нелинейности и ее начальная стадия хорошо описывается линеаризацией указанных выше уравнений по малым флуктуациям плотности тока, электрического поля и температуры [4]. Оказалось, что неустойчивость определяется отношением τ теплового и магнитного коэффициентов диффузии. Если τ мало, то тепло рассасывается медленно, что приводит к лавинной неустойчивости. Линейная теория [4] позволила найти критерии возникновения лавинной неустойчивости в пленках в зависимости от параметров материала и размеров, а также форм-фактор возникающих на начальной стадии «пальцев» магнитного потока. В то же время, линейная теория не объясняет причин и характеристик ветвления лавин. Кроме того, теоретическая оценка скорости изменения внешнего магнитного поля, необходимой для возникновения лавин, оказалась существенно завышенной по сравнению с экспериментальными значениями. При этом оказалось, что лавины зарождаются в одних и тех же местах, соответствующих белому цвету на рисунке справа. На нем результаты различных реализаций обозначены разными цветами согласно RGB кодировке, так что белый цвет соответствует сильной корреляции. Такая корреляция указывает на существенную роль крупномасштабного беспорядка, который не учитывался в теории.



К сожалению, построить нелинейную аналитическую теорию нам не удалось. Поэтому мы разработали методику численного моделирования [5], позволяющую исследовать морфологию и динамику развитых лавин. Обе задачи нетривиальны по



двум причинам. (1) распределения магнитной индукции в пленках имеют сингулярности на границах и степенные «хвосты» вне образца (см. рисунок слева); (2) лавины распространяются очень быстро, особенно на начальной стадии (до 100 км/с). Поэтому для анализа динамики нужно иметь много рассчитанных конфигураций, что, в свою очередь, требует эффективного метода расчета, детали которого описаны в работе [5]. Главная особенность метода состоит в том, что выбирается оптимизированная ячейка, включающая образец и в достаточной мере превышающая его размеры. Крупномасштабный беспорядок учитывается введением случайных флуктуаций критической плотности тока. Затем эта ячейка периодически повторяется в пространстве, после чего применяется быстрый Фурье метод. Пример расчетного распределения магнитной индукции для конкретных параметров показан на рисунке слева. Результаты расчета прекрасно согласуются с экспериментальными профилями.

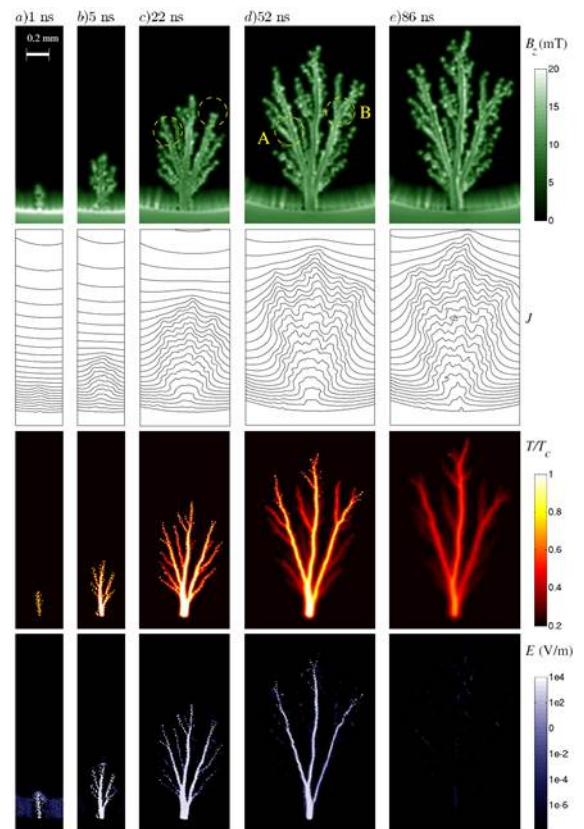


Результаты расчета прекрасно согласуются с экспериментальными профилями.

Расчеты динамики имеют особое значение, поскольку лавины распространяются настолько быстро, что с помощью современных методов не удается проследить детали. Есть лишь очень небольшое число работ (см., напр., [6]), где динамика в какой-то мере прослеживалась экспериментально. В этих работах было показано, что скорости распространения лавин, действительно, очень высоки. Поэтому расчеты динамики позволяют проследить многие детали, недоступные для современного эксперимента.

Пример расчета распределений магнитной индукции, тока, локальной температуры и электрического поля для реалистических параметров материала на разных стадиях развития лавинной неустойчивости показан на рисунке ниже. Важно, что расчет позволил установить связь между характеристиками распределений и временами, характеризующими адиабатический нагрев, распространения электромагнитного возмущения, теплоотвода в подложку. Удалось также понять структуру ветвлений лавин и локальных флуктуаций критической плотности тока.

Показано, что даже очень слабый беспорядок стимулирует большие флуктуации электрического поля, которые и служат спусковым механизмом



образования лавин. Все это понимание позволяет оптимизировать выбор материала и геометрии пленочных устройств, использующих сверхпроводящие пленки.

В настоящее время мы работаем над разработкой методов анализа динамики магнитного потока в сверхпроводящих пленках с искусственными сверхструктурами из нормальных металлов или магнетиков. Наши первые результаты показали, что в таких системах динамика магнитного потока является комплексной. В частности, в некоторые структуры магнитный поток проникает в виде неветвящихся «пальцев», динамика которых характеризуется степенными функциями распределения длин прыжков. В докладе будут представлены экспериментальные результаты по проникновению магнитного потока в т.н. вицинальные структуры [7], а также результаты первых попыток их теоретического анализа.

1. E. Altshuler and T.H. Johansen, Rev. Mod. Phys. **76**, 471 (2004).
2. T.H. Johansen *et al.*, Europhys. Lett. **59**, 599 (2002).
3. E.H. Brandt, Phys. Rev. B **52**, 15442 (1995).
4. D.V. Denisov *et al.*, Phys. Rev. B **73**, 014512 (2006); Phys. Rev. Lett. **97**, 077002 (2006).
5. J.I. Vestgård *et al.*, Phys. Rev. B **84**, 054537 (2011).
6. U. Bolz *et al.*, Europhys. Lett. **64**, 517 (2003).
7. A. Qviller *et al.*, Phys. Rev. X **2**, 011007 (2012).



КВАНТОВЫЕ ЖИДКОСТИ И КРИСТАЛЛЫ

Quantum Turbulence in Superfluid ^4He in the $T = 0$ Limit

A.I. Golov¹, P.M. Walmsley¹, A.A. Levchenko³, P.A. Tompsett¹, M.J. Fear¹, D.E. Zmeev^{1,2}, F. Pakpour¹

¹ *School of Physics and Astronomy, The University of Manchester, Manchester M13 9PL, UK*

² *Physics Department, Lancaster University, Lancaster LA1 4YB, UK*

³ *Institute of Solid State Physics, Russian Acad. Sci., Chernogolovka 142432, Russia*

Recent advances in experiments on turbulence in pure superfluid (no normal component) ^4He will be reviewed.

In superfluid ^4He , vorticity is confined to atomically-thin vortex lines — cores of quantized vortices, around which the velocity circulation is equal to $\kappa = h/m$, where h is the Planck's constant and m is the mass of a helium atom. At sufficiently low temperatures, such that the normal component can be neglected, a turbulent state is fully represented by a tangle of vortex lines, each its segment moving at the local velocity induced by all vortices. The only remaining dissipative mechanisms are believed to be the emission of phonons by high-frequency Kelvin waves of nanometre wavelengths and evaporation of ballistic vortex rings from the surface of inhomogeneous tangles. Reconnections of vortex lines change the tangle's topology, allow its relaxation and help to redistribute the kinetic energy of flow towards smaller (and, eventually, dissipative) lengthscales. The intrinsic dynamics of evolution and decay of vortex tangles in pure superfluid ($T = 0$ limit) are of fundamental importance. The large-scale flow (on lengthscales larger than the typical intervortex distance) can resemble that of classical turbulence, while the turbulence at smaller lengthscales (at which the singular nature of quantized vorticity becomes dominant) has no classical analogues.

Depending on the means of generating and forcing turbulence, there could be different types of vortex tangles and correspondingly different energy spectra, dissipation rates and dynamics of decay. In this work, we investigate the following types: nearly homogeneous quasi-classical turbulence (with dominant large-scale flow), ultra-quantum turbulence (without significant large-scale flow), rotating turbulence (polarized vortex tangles), ensembles of either weakly-interacting nearly parallel vortex lines or of nearly parallel vortex rings. Forcing turbulence is achieved via either time-dependent rotation (spin-ups, spin-downs, oscillations) of a cubic container or exerting body force through the ions attached to vortex lines. Probing turbulence has been achieved either via measurements of the vortex length per volume L using scattering small charged vortex rings off them or via monitoring the connectivity of the vortex tangle through measurements of the transport of ions trapped on vortex cores. The experiments were performed in a cubic container filled with isotopically pure liquid ^4He . Electrons could be injected in the centres of the bottom and side walls, and detected at the opposite wall. The whole cryostat could rotate at computer-controlled angular velocity $\Omega(t)$.

The late-time free decay of quasi-classical turbulence revealed $L \sim t^{-3/2}$ time dependence, while ultra-

quantum turbulence decayed as $L \sim t^{-1}$. Both agree with the heuristic expression for the rate of energy dissipation per volume, $dE/dt = \nu^*(\kappa L)^2$, where ν^* is the effective kinematic viscosity for the particular type of vortex tangle. For the same L , the rate of dissipation in ultra-quantum (non-structured) tangles ($\nu^* = 0.1\kappa$), was found to be 30 times greater than that for quasi-classical (structured) tangles ($\nu^* = 0.003\kappa$) [1, 2]. This emphasizes the fact that vortex reconnections are less frequent and less efficient in polarized tangles.

Experiments with steadily rotating (polarized) turbulence revealed that, with increasing Ω , the rate of energy decay is further reduced, and the critical value of forcing for the transition from a state of an array of parallel lines to a turbulent tangle increases. In a similar fashion, a sparse cloud of polarized vortex rings of nearly the same radius shows little dissipation, but was found to collapse into a turbulent entangled state upon exceeding a critical density.

A number of experimental observations that point at the presence of small isolated vortex loops in a turbulent tangle at $T < 0.7$ K (i. e. when the damping of Kelvin waves on vortices is small) will be reported. These emphasize the role of self-reconnections in the dynamics of vortex tangles at small lengthscales, as well as, a change in the nature of the tangle's dynamics while approaching the $T = 0$ limit.

Finally, we will outline on-going attempts to implement a novel technique of visualizing vortex tangles at low temperatures — seeding vortex cores with excimer molecules He_2^* . These molecules can be routinely generated in liquid helium in the process of injection of negative and positive ions, and can potentially be visualized non-invasively using laser-induced fluorescence [3]. So far, the molecules were successfully injected and detected, and their drift velocity was found to strongly depend on temperature, ^3He concentration and presence of quantized vortices.

1. P.M. Walmsley, A.I. Golov, H.E. Hall, A.A. Levchenko, and W.F. Vinen, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 265302 (2007).

2. P.M. Walmsley and A. I. Golov, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 245301 (2008).

3. W. Guo, J.D. Wright, S.B. Cahn, J.A. Nikkel, and D.N. McKinsey, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 235301 (2009).

«Пленение» экситонных возбуждений в криокристаллах криптона с примесями молекулярного дейтерия

А.Г. Белов, М.А. Блудов

Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины, Харьков 61103, Украина

Представлены результаты экспериментальных исследований спектров ВУФ и УФ катодолуминесценции бинарных и тройных криосплавов на основе криптона — Kr-D_2 , Kr-O_2 , $\text{Kr-D}_2\text{-O}_2$, Kr-Xe-O_2 , Kr-Ag-O_2 . Измерения выполнены в области концентраций примесей от 10 до $10^{-2}\%$. Для выращивания и исследования криокристаллов и их твердых растворов использовался проточный гелиевый криостат, вмонтированный в камеру установки с рабочим давлением 10^{-10} бар. Образцы выращивались методом напыления из газовой фазы как при температуре, близкой к температуре сублимации наиболее легколетучей компоненты твердых растворов, так и при температуре жидкого гелия. Выращенные образцы были совершенно прозрачны, имели толщину ≈ 5 мкм и обладали поликристаллической структурой. Люминесценция образцов возбуждалась пучком монохроматических электронов с энергией $E_e = 1$ кэВ, что соответствовало допороговой области образования радиационных дефектов в решетке криптона, когда преобладают процессы создания электронных возбуждений матрицы. Плотность тока электронов варьировалась в диапазоне от 0,02 до 0,4 мА/см². В соответствии с данными работы [1] глубина первичных возбуждений в экспонируемых образцах охватывала область до $1000 \text{ \AA}$. Регистрация излучения осуществлялась вакуумным монохроматором ВМР-2, расположенным под углом 45° к поверхности образцов, и системой работающей в режиме счета отдельных фотонов с ФЭУ-106 торец которого был покрыт слоем люминофора конвертирующего ВУФ и УФ излучение с одинаковой эффективностью во всем исследуемом диапазоне $1000\text{--}3000 \text{ \AA}$ (14–4 эВ). Спектральное разрешение составляло $\leq 0,01$ нм. Более подробно методика люминесцентных исследований описана в работе [2].

Выявлено, что введение в матрицу криптона примесей Хе, Аг и D_2 приводит к значительному увеличению квантового выхода люминесценции. Особенно яркий эффект нарушения «правила сохранения светосуммы» обнаружен в твердых смесях криптона с молекулярным дейтерием, образующих растворы внедрения. В этих криосплавах, в которых энергия собственных электронных возбуждений матрицы существенно ниже прямого возбуждения примеси D_2 и отсутствует образование промежуточных $(\text{KrD}_2)^*$ комплексов [2], наблюдается многократное (более чем в 4 раза) увеличение интенсивности собственной полосы излучения матрицы (Kr_2^* - автолокализованных центров) в области концентраций примеси D_2 превышающей 1%. Аналогичный, но значительно более слабый эффект

наблюдался при введении в криптон примеси аргона, также не возбуждающейся электронными возбуждениями матрицы, образующей растворы замещения, но со слабым искажением решетки. В твердых растворах замещения Kr-Xe , эффект увеличения интенсивности излучения был выражен практически сравнимым с криосплавом Kr-D_2 , при учете вклада в излучение всех наблюдаемых полос как собственной так и примесной люминесценции. Введение молекулярного кислорода в твердый криптон или в смеси криптона с D_2 , Хе и Аг приводило к снижению обнаруженного эффекта. Анализ всей совокупности результатов исследований бинарных и тройных смесей на основе криптона показал, что наблюдаемый эффект вызван «пленением» или «клетированием» электронных возбуждений в матрице криптона за счет ограничения движения свободных экситонов и ускорения их процесса автолокализации в результате рассеяния экситонов на дефектах кристаллической решетки и примесных центрах, не обладающих сродством к электрону.

Эффект «пленения» электронных возбуждений в матрице криптона, сопровождающийся существенным нарушением правила сохранения светосуммы при введении дефектов или примесей, не обладающих сродством к электрону, указывает на существование в кристаллах чистого криптона, возбуждаемого потоком электронов, канала безизлучательной гибели электронных возбуждений.

Для выяснения механизма, наиболее адекватно описывающего наблюдаемые явления, нами на основе общих закономерностей динамики и кинетики электронных возбуждений в инертных криокристаллах [3] были рассмотрены особенности процессов их создания и транспорта в криокристаллах криптона. Также были проведены дополнительные эксперименты по выяснению влияния дефектности кристаллов, температуры и плотности тока возбуждающего пучка электронов на интенсивность излучения из чистых образцов. Вся совокупность полученных результатов позволила сделать заключение, что тушение излучения в чистых криокристаллах криптона обусловлено в основном экситон – экситонным взаимодействием.

1. A.A. Adams, P.K. Hansma, Phys. Rev. B, **22**, 4258 (1980).
2. А.Г. Белов, М.А. Блудов, У.И. Тарасова, ФНТ, **35**, 1230 (2009).
3. И.Я. Фуголь, Е.В. Савченко, в кн. Криокристаллы, под ред. Б.И. Веркин, А.Ф. Прихотько, Наукова думка, Киев (1983).

О температуре Дебая и параметрах Грюнрайзена для ГПУ кристаллов p-H₂ и o-D₂

М.Н. Магомедов

Институт проблем геотермии Дагестанского НЦ РАН, Махачкала 367030, Россия

Рассчитаны зависимости температуры Дебая, первого и второго параметров Грюнрайзена от величины сжатия ГПУ кристаллов из p-H₂ и из o-D₂. Изучены изотопные отношения данных функций.

Характеристическая температура Дебая (Θ) является одной из важнейших характеристик кристалла, ибо она входит во многие соотношения для расчета физических параметров. Поэтому актуальным является изучение зависимости функции Θ от величины сжатия (V/V_0) для кристаллов параводорода (p-H₂) и ортодейтерия (o-D₂). Здесь V/V_0 – отношение объемов при давлении P и при $P = 0$.

Представим парное межмолекулярное взаимодействие потенциалом Ми–Леннарда–Джонса:

$$\varphi(r) = \frac{D}{(b-a)} \left[a \left(\frac{r_0}{r} \right)^b - b \left(\frac{r_0}{r} \right)^a \right], \quad (1)$$

где D и r_0 — глубина и координата минимума потенциальной ямы, b и a – параметры: $b > a$.

Как было показано в [1; 2, гл. 2], для n -мерного кристалла простого вещества функция $\Theta(T)$ при температуре $T = 0$ К достигает максимума, причем для $\Theta_0 = \Theta(T = 0$ К) получено:

$$\Theta_0 = A_w \xi_n \left[-1 + \left(1 + \frac{8D}{k_b A_w \xi_n^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (2)$$

где k_b — постоянная Больцмана,

$$A_w = K_R \frac{(n+2)k_n a b (b+1)}{16n^2(b-a)} \left(\frac{r_0}{c} \right)^{b+2},$$

$$K_R = \frac{\hbar^2}{k_b r_0 m}, \quad \xi_n = \frac{4n^2}{k_n(n+1)},$$

k_n — первое координационное число, m — масса атома, $\hbar$ — постоянная Планка.

Выражение (2) мы используем для изучения зависимости $\Theta(V/V_0)$ для трехмерных кристаллов. Тогда величина объема связана с c — расстоянием между центрами ближайших молекул выражением:

$$V = \left(\frac{\pi N_A}{6k_p} \right) c^3, \quad \frac{V}{V_0} = \left(\frac{c}{r_0} \right)^3, \quad V_0 = \left(\frac{\pi N_A}{6k_p} \right) r_0^3, \quad (3)$$

где k_p — коэффициент упаковки структуры из N_A сферических ячеек, N_A — число Авогадро.

Из (2) можно найти выражения для первого и второго параметров Грюнрайзена:

$$\gamma = - [\partial \ln(\Theta) / \partial \ln(V)]_T = (b+2)/[6(1+X)], \quad (4)$$

$$q = [\partial \ln(\gamma) / \partial \ln(V)]_T = \gamma X(1+2X)/(1+X), \quad (5)$$

где $X = A_w \xi_3 / \Theta$.

Выражения (2) и (4) показали хорошее согласие с экспериментальными оценками, полученными при $P = 0$ и $T = 0$ К для многих элементарных кристаллов [1; 2, гл. 2].

Из выражений (2), (4) и (5) следует, что функции Θ_0 и q при сверхсильном сжатии (т. е. при $V/V_0 = 0$) достигают максимумов:

$$\Theta_{\max} = 4 k_n D / (9 k_b), \quad q_{\max} = (b+2)/3, \quad (6)$$

а функция $\gamma(V/V_0)$ при $V/V_0 \rightarrow 0$ стремится к нулю по степенной зависимости $\sim (V/V_0)^{(b+2)/3}$.

Представив молекулы p-H₂ и o-D₂ как сферы, мы рассчитали зависимости функций Θ_0 , γ и q от величины V/V_0 для этих ГПУ кристаллов. При этом использовались параметры потенциала (1), определенные в [2, стр. 69], и представленные в таблице.

На левом рисунке представлены зависимости для p-H₂. Сплошные кривые — наши расчеты, пунктирные линии — зависимости вида [3, с. 42]:

$$\Theta_0[\text{K}] = 96.6 + 241.5[1 - (V/V_0)] + 353[1 - (V/V_0)]^2 - 85[1 - (V/V_0)]^3 + 1200[1 - (V/V_0)]^4,$$

$$\gamma = (V/V_0) \{241.5 + 353 \times 2[1 - (V/V_0)] - 85 \times 3[1 - (V/V_0)]^2 + 1200 \times 4[1 - (V/V_0)]^3\} / \Theta_0.$$

Точечные линии — функции из [3, с. 59]:

$$\Theta_0 = 120.96 \left(\frac{V}{V_0} \right)^{-0.614} \exp \left\{ 1.7266 \left[1 - \left(\frac{V}{V_0} \right) \right] \right\},$$

$$\gamma = 0.614 + 1.7266 \left(\frac{V}{V_0} \right),$$

$$q = \frac{1.7266 \left(\frac{V}{V_0} \right)}{\left[0.614 + 1.7266 \left(\frac{V}{V_0} \right) \right]}$$

Штрих-пунктирные линии — расчеты по зависимости из [4]:

$$\gamma = \gamma(1) \left(\frac{V}{V_0} \right) / \left[1 + \gamma(1) \left(1 - \frac{V}{V_0} \right) \right],$$

$$q = [1 + \gamma(1)] / \left[1 + \gamma(1) \left(1 - \frac{V}{V_0} \right) \right], \quad (7)$$

где $\gamma(1) = 2.47$ — полученное нами значение.

На правом рисунке представлены зависимости для o-D₂. Сплошные линии — наши расчеты. Пунктирные линии — зависимости вида [3, с. 42]:

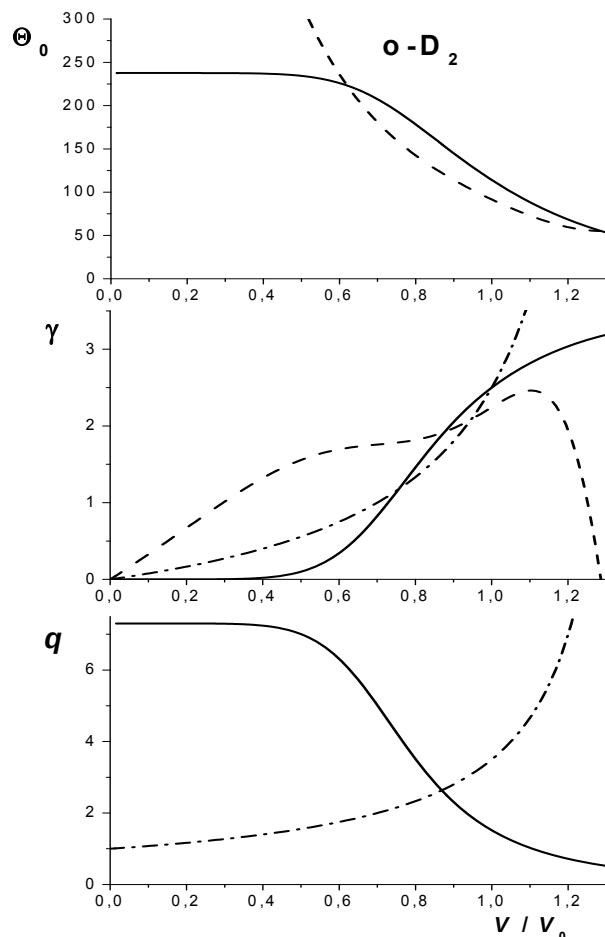
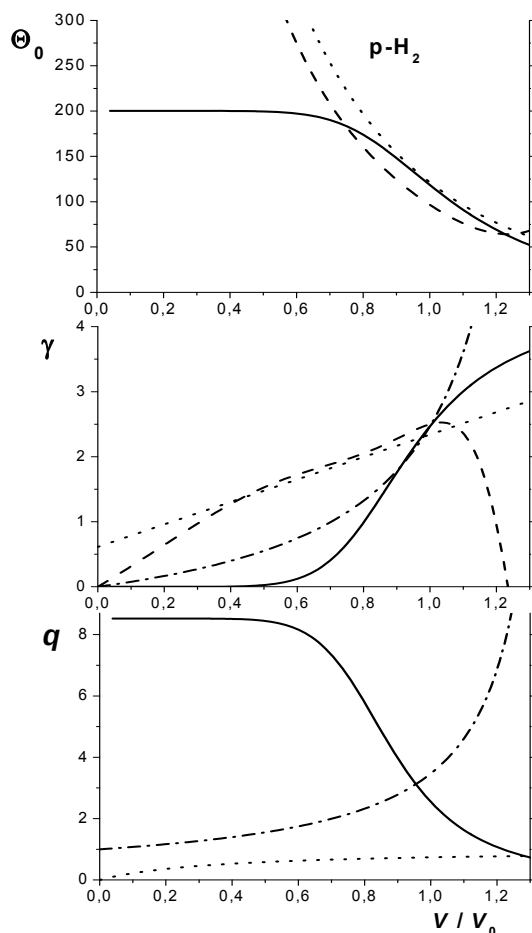
$$\Theta_0[\text{K}] = 91.5 + 205.25[1 - (V/V_0)] + 194[1 - (V/V_0)]^2 + 43[1 - (V/V_0)]^3 + 1115[1 - (V/V_0)]^4,$$

$$\gamma = (V/V_0) \{205.25 + 194 \times 2[1 - (V/V_0)] + 43 \times 3[1 - (V/V_0)]^2 + 1115 \times 4[1 - (V/V_0)]^3\} / \Theta_0.$$

Штрих-пунктирные линии на правом рисунке — расчеты по зависимости (7) из [4], где $\gamma(1) = 2.5$ — полученное нами для o-D₂ значение.

Таблица. Параметры потенциала (1) для молекул p-H₂ и o-D₂, а также полученные из них значения температуры Дебая из (2) и параметров Грюнайзена из (4) и (5) при $V/V_0 = 1$. Значения $\Theta_{\max}$ и $q_{\max}$ рассчитаны из (6). В нижних строках для $\Theta(1)$ и $\gamma(1)$ указан интервал экспериментальных значений из работ [2, 3].

Кристалл	$r_0 / 10^{-10} \text{ м}$	D / k_B К	b	a	V_0 из (3) $\text{см}^3/\text{мол}$	$\Theta(1)$ К	$\gamma(1)$	$q(1)$	$\Theta_{\max}$ К	$q_{\max}$
p-H ₂	3.791	37.53	23.57	5.21	23.203	118.50 116-125	2.47 2-2.58	2.545	200.16	8.523
o-D ₂	3.604	44.56	19.91	6.04	19.933	113.983 106-114	2.50 2-2.5	1.515	237.653	7.303



Из рисунка видно, что наши зависимости при $V/V_0 = 0.8 - 1.1$ хорошо согласуются с экспериментальными. При этом необходимо учесть, что зависимости $\Theta_0(V/V_0)$ из [3, с. 42] при $V/V_0 = 0$ тоже достигают максимума при значениях: $\Theta_{\max} = 1779.1 \text{ К}$ – для p-H₂ и $\Theta_{\max} = 1648.75 \text{ К}$ – для o-D₂.

При сжатии кристалла изотопные отношения рассчитанных функций меняются нелинейно, причем отношения: $\Theta_0(\text{H}_2)/\Theta_0(\text{D}_2)$, $\gamma(\text{H}_2)/\gamma(\text{D}_2)$ и $q(\text{H}_2)/q(\text{D}_2)$, при сжатии до $V/V_0 = 0$ уменьшаются до значений: 0.8422, 0 и 1.16705. В точке $V/V_0 = 1.01205$ отношение $\Theta_0(\text{H}_2)/\Theta_0(\text{D}_2)$ достигает максимума (1.03981), а отношение $\gamma(\text{H}_2)/\gamma(\text{D}_2)$ пересекает единицу. Функция $\Theta_0(\text{H}_2)/\Theta_0(\text{D}_2)$ пересекает значение 1 как при сжатии: $V/V_0 = 0.844$, так и при всестороннем растяжении кристалла: $V/V_0 = 1.226$. От-

ношение $q(\text{H}_2)/q(\text{D}_2)$ всегда больше единицы, и оно достигает максимума в точке: $V/V_0 = 0.90423$, $q(\text{H}_2)/q(\text{D}_2) = 1.72393$. Отношение $\Theta_0(\text{H}_2)/\Theta_0(\text{D}_2)$ не достигает величины $(m_2/m_1)^{1/2} = 1.4135$ ни при каких сжатиях, ибо $\Theta_0(\text{H}_2)/\Theta_0(\text{D}_2)$ зависит и от параметров межмолекулярного потенциала (1) [2, с. 121].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-00085-а) и Программы Президиума РАН (проект № П-2.1).

1. М.Н. Магомедов, ФТТ, **45**, 1, 33 (2003).
2. М.Н. Магомедов, Изучение межатомного взаимодействия, образования вакансий и самодиффузии в кристаллах, Физматлит, Москва (2010).
3. Криокристаллы. Под ред. Б.И. Веркина и А.Ф. Приходько, Наукова Думка, Киев (1983).
4. Ю.М. Ковалев, Доклады РАН, **403**, 4, 475 (2005).

О поверхностных свойствах ГПУ кристаллов из молекул р-Н₂ и о-D₂

М.Н. Магомедов

Институт проблем геотермии Дагестанского НЦ РАН, Махачкала 367030, Россия

Рассчитаны зависимости удельной поверхностной энергии и ее изохорной производной по температуре от величины сжатия ГПУ кристаллов из р-Н₂ и о-D₂. Изучены размерные зависимости данных функций.

При описании процесса разрушения кристалла при растяжении или сжатии используют функцию удельной (на единицу площади) поверхностной энергии: σ . Понятно, что функция σ зависит как от давления (P), так и от температуры (T) кристалла. Но в литературе отсутствуют зависимости $\sigma(P, T)$ для ГПУ кристаллов параводорода (р-Н₂) и ортодейтерия (о-D₂). Поэтому нами была рассчитана изотермическая зависимость функции σ от величины сжатия (V/V_0) данных кристаллов. Здесь V/V_0 — отношение объемов при давлении P и при $P = 0$.

Представим молекулы р-Н₂ и о-D₂ как сферы, и допустим, что взаимодействие двух молекул описывается потенциалом Ми–Леннарда–Джонса:

$$\varphi(r) = \frac{D}{(b-a)} \left[a \left(\frac{r_0}{r} \right)^b - b \left(\frac{r_0}{r} \right)^a \right], \quad (1)$$

где D и r_0 — глубина и координата минимума потенциальной ямы, b и a — параметры: $b > a$.

Тогда, используя для колебательного спектра кристалла модель Эйнштейна, и приближение взаимодействия «только ближайших соседей», для удельной поверхностной энергии и ее изохорной производной по температуре можно получить выражения [1; 2, гл. 6]:

$$\sigma = - \frac{k_n D R^2 L_e}{12 \alpha^{2/3} r_0^2}, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_V = - \frac{3 \gamma k_b R^2}{2 \alpha^{2/3} (b+2) r_0^2} F_E \left(\frac{\Theta_e}{T} \right), \quad (3)$$

где k_n — первое координационное число, $R = r_0/c$ — линейная относительная плотность, $c = (6k_p V/\pi N)$ — среднее расстояние между центрами ближайших молекул, k_b — постоянная Больцмана, $\alpha = \pi/(6k_p)$, k_p — коэффициент упаковки структуры из N -ячеек,

$$L_e = U(R) + \frac{18 \gamma}{(b+2)} \frac{k_b \Theta_e}{D k_n} E_w \left(\frac{\Theta_e}{T} \right), \quad (4)$$

$$E_w(y) = 0.5 + \frac{1}{[\exp(y) - 1]}, \quad F_E(y) = \frac{y^2 \exp(y)}{[\exp(y) - 1]^2},$$

Таблица 1. Параметры потенциала (1) для сферических молекул р-Н₂ и о-D₂ из [2, стр. 69], а также полученные из них значения температуры Дебая из (5) и параметра Грюнайзена из (6) при $V/V_0 = 1$, и величины T_σ из (8). В нижних строках для $\Theta(1)$ и $\gamma(1)$ указан интервал экспериментальных значений из работ [2, 4].

Кристалл	m a.m.u.	r_0 10 ⁻¹⁰ m	D/k_b К	b	a	V_0 из (7) cm ³ /mol	$\Theta(1)$ из (5) К	$\gamma(1)$ из (6)	T_σ из (8) К
р-Н ₂	2.016	3.791	37.53	23.57	5.21	23.203	118.50 116-125	2.47 2-2.58	150.12
о-D ₂	4.028	3.604	44.56	19.91	6.04	19.933	113.983 106-114	2.50 2-2.5	178.24

$$U(R) = \frac{aR^b - bR^a}{b-a}, \quad y = \frac{\Theta_e}{T} = \frac{3\Theta}{4T}.$$

Функции Θ_e и Θ — это температуры Эйнштейна и Дебая: $\Theta = (4/3)\Theta_e$, а γ — первый параметр Грюнайзена. Для них было получено в [2, гл. 2; 3]:

$$\Theta = A_w \xi \left[-1 + \left(1 + \frac{8D}{k_b A_w \xi^2} \right)^{1/2} \right], \quad (5)$$

где $\xi = 9/k_n$,

$$A_w = K_R \frac{5k_n a b (b+1)}{144(b-a)} \left(\frac{r_0}{c} \right)^{b+2}, \quad K_R = \frac{\hbar^2}{k_b r_0 m},$$

$$\gamma = - \left(\frac{\partial \ln \Theta}{\partial \ln V} \right)_T = \frac{b+2}{6(1+X)}, \quad X = \frac{A_w \xi}{\Theta}, \quad (6)$$

m — масса атома, $\hbar$ — постоянная Планка.

При выводе выражений (3), (5) и (6) полагалось, что величина Θ не меняется при изохорическом нагреве кристалла. Выражения (3), (5) и (6) и показали хорошее согласие с экспериментальными оценками, полученными при $P = 0$ для многих кристаллов [1–3]. Мы используем выражения (2)–(6) для изучения зависимости $\sigma(V/V_0)$ вдоль изотермы.

Величина объема связана с c — средним расстоянием между центрами ближайших молекул:

$$V = \left(\frac{\pi N}{6 k_p} \right) c^3, \quad V_0 = \left(\frac{\pi N}{6 k_p} \right) r_0^3, \quad \frac{V}{V_0} = \left(\frac{c}{r_0} \right)^3. \quad (7)$$

Из (4) видно, что существует такое значение температуры: $T_\sigma > \Theta(V/V_0)$, выше которой величина поверхностной энергии отрицательна при любом давлении, т.е. если $T \geq T_\sigma$, то $\sigma(V/V_0, T \geq T_\sigma) \leq 0$ при любом V/V_0 . Из (4) легко получить выражение для «температуры фрагментации»:

$$T_\sigma = \frac{(b+2) D k_n}{18(b-a) k_b} \max \left[\frac{bR^a - aR^b}{\gamma(R)} \right] \approx \frac{k_n D}{3 k_b}. \quad (8)$$

В таблице 1 приведены значения Θ и γ при $V/V_0 = 1$. Легко видеть, что согласие их с экспериментальными оценками из [2, 4] вполне хорошее.

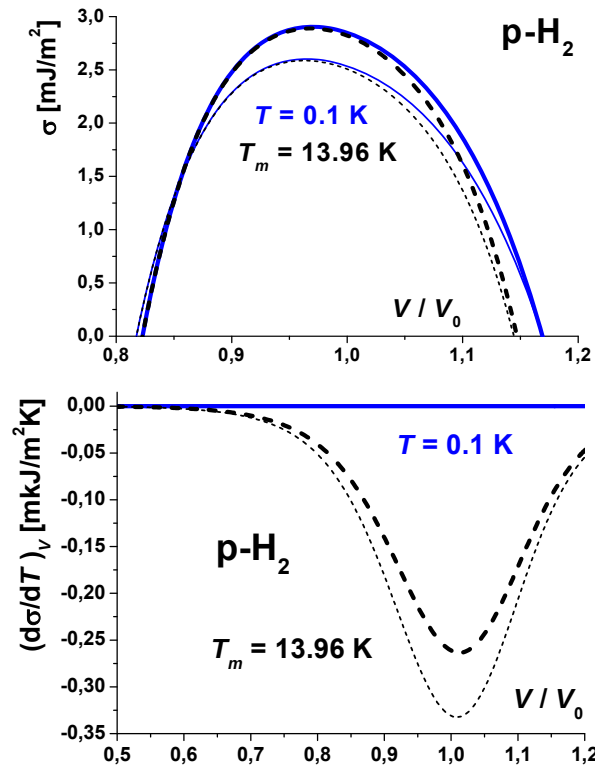


Рис. 1. Зависимость σ (верхний рис.) и ее изохорной производной по температуре (нижний рис.) от аргумента V/V_0 для ГПУ кристалла p-H₂.

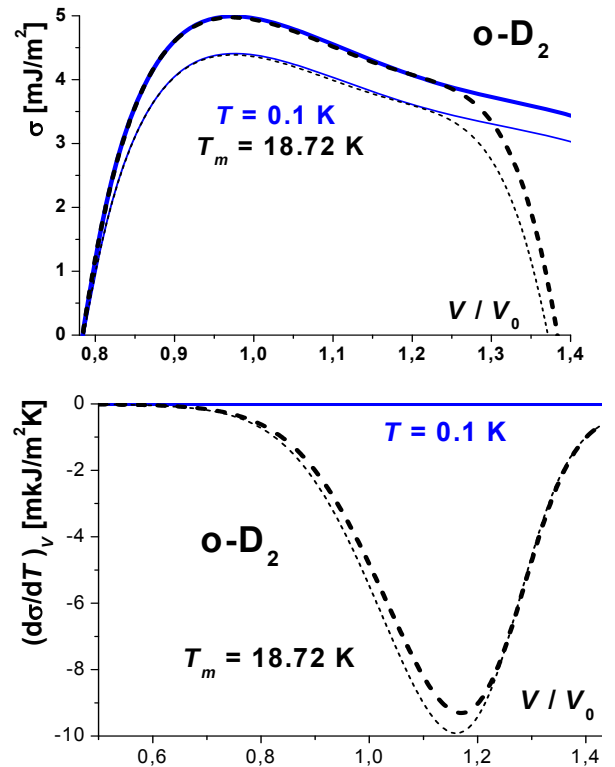


Рис. 2. Зависимость σ (верхний рис.) и ее изохорной производной по температуре (нижний рис.) от аргумента V/V_0 для ГПУ кристалла o-D₂.

Таблица 2. Значения удельной поверхностной энергии и ее изохорной производной по температуре для ГПУ кристаллов ($k_n = 12$, $k_p = 0.7405$) из p-H₂ и из o-D₂ при $V/V_0 = 1$, в точке максимума функции σ , и в двух точках фрагментации (т.е. где $\sigma = 0$): $(V/V_0)_{fs}$ – при сжатии и $(V/V_0)_{fl}$ – при всестороннем растяжении.

Кристалл	T К	$\sigma(V/V_0=1)$ 10^{-3} J/m^2	$-(\partial\sigma/\partial T)_V$ $10^{-6} \text{ J/K}\cdot\text{m}^2$	$(V/V_0)_{fs}$	$(V/V_0)_{max}$	σ_{max} 10^{-3} J/m^2	$-(\partial\sigma/\partial T)_V$ $10^{-6} \text{ J/K}\cdot\text{m}^2$	$(V/V_0)_{fl}$
p-H ₂	0.1	2.850	0	0.8229	0.9703	2.905	0	1.168
	13.96	2.821	0.261	0.8227	0.9674	2.889	0.236	1.147
o-D ₂	0.1	4.963	0	0.7838	0.9731	4.992	0	1.748
	13.96	4.940	4.828	0.7838	0.9722	4.974	3.945	1.383

Из (3) видно, что при $T = 0$ К изохорная производная по температуре равна нулю, а при $T > 0$ К данная функция отрицательна при любом V/V_0 .

На рис. 1 и 2 показана зависимость функций σ из (2) и $(\partial\sigma/\partial T)_V$ из (3) от аргумента V/V_0 при $T = 0.1$ К – сплошные линии, и при температуре плавления T_m – пунктир, для кристаллов из p-H₂ и o-D₂. Тонкие нижние линии – расчет для нанокристалла с $N = 500$ по методу, изложенному в [1; 2, гл. 6].

Из рис. 1 и 2 видно, что функция $\sigma(V/V_0)$ имеет максимум при $(V/V_0)_{max}$. При всестороннем сжатии ниже $(V/V_0)_{fs}$, или при растяжении выше $(V/V_0)_{fl}$ функция σ переходит в отрицательную область. Очевидно, что при $\sigma < 0$ должна начаться фрагментация: кристалл будет стремиться любым путем увеличить свою удельную (на атом) поверхность: либо свободную (при всестороннем растяжении), либо межкристаллитную (при сжатии).

В таблице 2 показаны значения функций σ и $(\partial\sigma/\partial T)_V$ в характерных точках: при $V/V_0 = 1$, в точке максимума функции $\sigma(V/V_0)$, и в двух точках фрагментации, как при сжатии $(V/V_0)_{fs}$, так и при всестороннем растяжении кристалла $(V/V_0)_{fl}$.

Для нанокристалла значение σ меньше, а величина $-(\partial\sigma/\partial T)_V$ больше, чем для макрокристалла.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-00085-а) и Программы Президиума РАН (проект № П-2.1).

1. М.Н. Магомедов, ФТТ, **46**, 5, 924 (2004).
2. М.Н. Магомедов, Изучение межатомного взаимодействия, образования вакансий и самодиффузии в кристаллах, Физматлит, Москва (2010).
3. М.Н. Магомедов, ФТТ, **45**, 1, 33 (2003).
4. Криокристаллы. Под ред. Б.И. Веркина и А.Ф. Приходько, Наукова Думка, Киев (1983).

О вакансионных и диффузионных параметрах для ГПУ кристаллов из р-Н₂ и о-D₂

М.Н. Магомедов

Институт проблем геотермии Дагестанского НЦ РАН, Махачкала 367030, Россия

Рассчитаны зависимости вероятности образования вакансии и коэффициента самодиффузии от величины сжатия ГПУ кристаллов из р-Н₂ и из о-D₂ вдоль двух изотерм: $T = 0.1$ К и при T_m — температуре плавления.

Изучение образования вакансий и самодиффузии атомов в кристаллах затруднительно, ибо в этих кристаллах энергия нулевых колебаний сравнима с энергией межмолекулярной связи, и уравнение Аррениуса (с независимой от температуры T энергией активации) для этих кристаллов не применимо. Поэтому в данной работе для изучения вероятности образования вакансии (ϕ_v) и коэффициента самодиффузии (D_f) будет использован метод, предложенный в [1, 2], который учитывает квантовые эффекты, и применим даже при $T = 0$ К.

Представим систему как структуру из $N + N_v$ ячеек одинакового размера, в которой N_v ячеек вакантны. Кроме этого, будем считать, что частицы в системе могут находиться в двух состояниях: в локализованном (Л-), и в делокализованном (Д-). В Л-состоянии частица находится в ячейке решетки и имеет только колебательные степени свободы. В Д-состоянии ей доступен весь объем системы V , и она имеет только трансляционные степени свободы.

Тогда для вероятности обнаружить вакансию в структуре из $N + N_v$ ячеек можно получить [1, 2]:

$$\phi_v = \frac{N_v}{N + N_v} = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^\infty \exp(-t^2) dt \quad (1)$$

$(E_v / k_b T)^{1/2}$

Здесь k_b — постоянная Больцмана, E_v — энергия создания вакансии в решеточной структуре:

$$E_v = \frac{E_L}{1 + x_d [(C_D E_L / k_b T) - 1]} \quad (2)$$

$$E_L = \left(\frac{m}{k_n^0} \right) \left(\frac{c_0 k_b \Theta_{e0}}{2 \hbar} \right)^2 f_w(y), \quad C_D = \frac{4 k_n^0}{3 k_p^{2/3}},$$

где k_n^0 — число всех ячеек (как занятых, так и вакантных) ближайших к данной частице, k_p — коэффициент упаковки структуры из $N + N_v$ ячеек, $\hbar$ — постоянная Планка, m — масса частицы, Θ_{e0} — температура Эйнштейна в безвакансионном (т.е. при $\phi_v = 0$) кристалле, $c_0 = (6 k_p V / \pi N)^{1/3}$ — средний размер ячейки в безвакансионном кристалле,

$$f_w(y) = \frac{2[1 - \exp(-y)]}{y[1 + \exp(-y)]}, \quad y = \frac{\Theta_{e0}}{T} = \frac{3\Theta_0}{4T} \quad (3)$$

где Θ — температура Дебая: $\Theta = (4/3)\Theta_e$ [2, гл. 2].

Доля атомов в Д-состоянии определяется, как доля атомов, имеющих кинетическую энергию выше порогового значения E_d — энергии, необходимой для перехода атома из Л- в Д-состояние [1; 2, гл. 5]:

$$x_d = \frac{N_d}{N} = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_{E_d / k_b T}^\infty t^{1/2} \exp(-t) dt \quad (4)$$

где E_d — энергия делокализации частицы [1, 2]:

$$E_d = \left(\frac{3}{8\pi^2} \right) m \left(\frac{c_0 k_b \Theta_{e0}}{\hbar k_p^{1/3}} \right)^2 f_w(y) = C_{ld} E_L \quad (5)$$

$$C_{ld} = \frac{3 k_n^0}{2 \pi^2 k_p^{2/3}} = \left(\frac{9}{8\pi^2} \right) C_D.$$

Выражение для коэффициента самодиффузии в объеме кристалла имеет вид [1; 2, гл. 5]:

$$D_f(\rho, T) = D_d(\rho) x_d(\rho, T), \quad \text{где } \rho = N/V, \quad (6)$$

$$D_d(\rho) = f_{\text{cor}} (4/\pi) (c / k_p^{1/3})^2 (k_b \Theta_0 / 8 \pi \hbar), \quad (7)$$

где f_{cor} — «фактор корреляции», учитывающий то, что ушедшая в вакансию частица может сразу же вернуться обратно, не внося вклада в диффузию.

Представим молекулы р-Н₂ или о-D₂ как сферы, и допустим, что взаимодействие двух молекул описывается потенциалом Ми–Леннарда–Джонса:

$$\phi(r) = \frac{D}{(b-a)} \left[a \left(\frac{r_0}{r} \right)^b - b \left(\frac{r_0}{r} \right)^a \right], \quad (8)$$

где D и r_0 — глубина и координата минимума потенциальной ямы, b и a — параметры: $b > a$.

Тогда, используя метод из [2, гл. 2; 3] можно рассчитать зависимость $\Theta(V/V_0)$, и функции (1)–(7). Здесь $V/V_0 = (c_0 / r_0)^3$ — отношение объемов при давлении P и температуре T и при $P = 0$ и $T = 0$ К:

$$V = N(\pi / 6 k_p) c_0^3, \quad V_0 = N(\pi / 6 k_p) r_0^3. \quad (9)$$

Таблица 1. Параметры потенциала (8) для сферических молекул р-Н₂ и о-D₂ из [2, стр. 69], а также полученные из них значения Θ и параметра Грюнайзена (γ) при $V/V_0 = 1$ методом из [2, гл. 2; 3]. В нижних строках для $\Theta(1)$ и $\gamma(1)$ указан интервал экспериментальных значений из работ [2, 4].

Кристалл	m a.m.u.	r_0 10^{-10} m	D / k_b К	b	a	V_0 из (9) cm^3/mol	$\Theta(1)$ К	$\gamma(1)$	$D_d(1)$ из (7) $10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$
р-Н₂	2.016	3.791	37.53	23.57	5.21	23.203	118.50 116-125	2.47 2-2.58	1.0784
о-D₂	4.028	3.604	44.56	19.91	6.04	19.933	113.983 106-114	2.50 2-2.5	0.9374

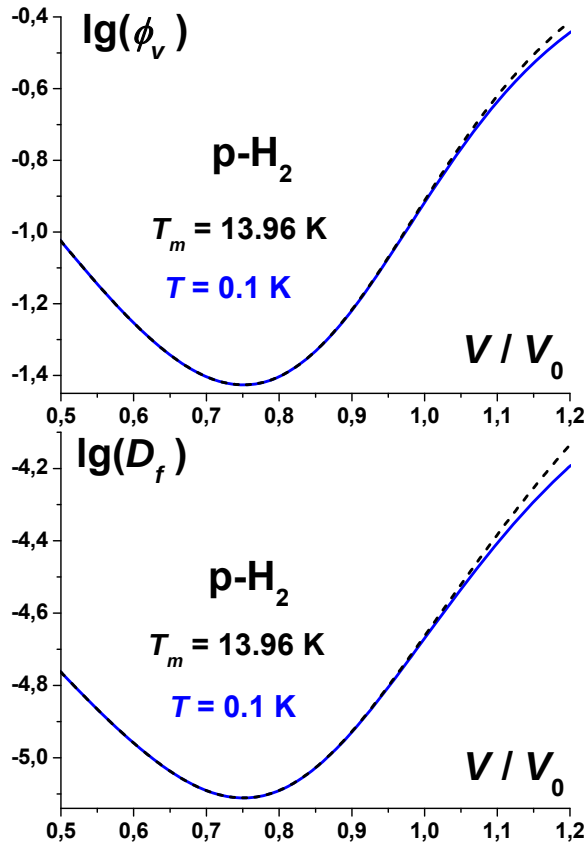


Рис. 1. Зависимость логарифма вероятности образования вакансии (верхний рис.) и логарифма коэффициента самодиффузии (в cm^2/s) – нижний рис.) от аргумента V/V_0 для ГПУ кристалла p-H₂.

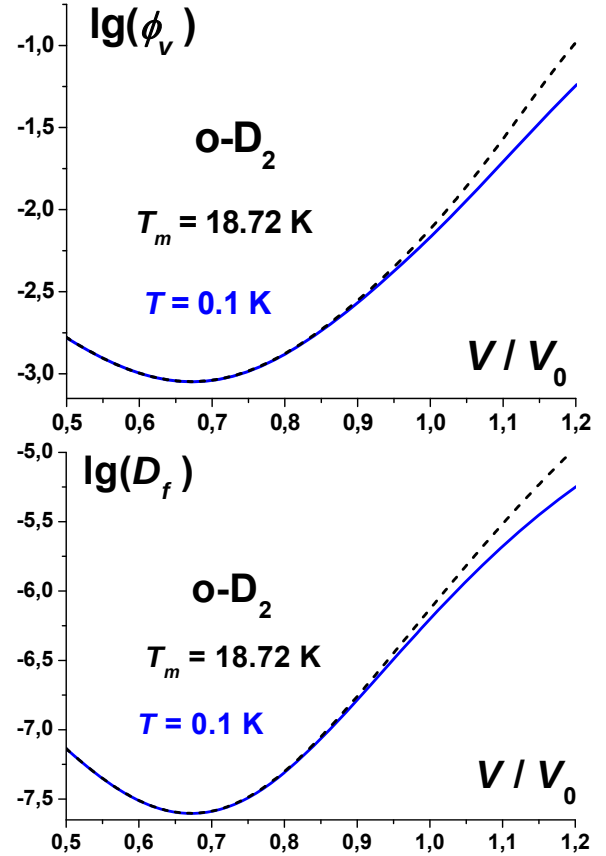


Рис. 2. Зависимость логарифма вероятности образования вакансии (верхний рис.) и логарифма коэффициента самодиффузии (в cm^2/s) – нижний рис.) от аргумента V/V_0 для ГПУ кристалла o-D₂.

Таблица 2. Значения логарифмов от вероятности образования вакансии, доли делокализованных молекул и коэффициента самодиффузии для ГПУ кристаллов ($k_n = 12$, $k_p = 0.7405$, $f_{\text{cor}} = 0.78146$) из p-H₂ и из o-D₂ при $V/V_0 = 1$ (т.е. при $P = 0$), в точке минимума данных функций: они правее значения $(V/V_0)_{\text{min}}$.

Кристалл	T К	$-\lg(\phi_v)$	$-\lg(x_d)$	$-\lg(D_f/[\text{cm}^2/\text{s}])$	$(V/V_0)_{\text{min}}$	$-\lg(\phi_v)$	$-\lg(x_d)$	$-\lg(D_f/[\text{cm}^2/\text{s}])$
p-H ₂	0.1	0.918	1.703	4.670	0.7511	1.4264	2.2502	5.1112
	13.96	0.912	1.696	4.663	0.7511	1.4262	2.2500	5.1109
o-D ₂	0.1	2.166	3.175	6.203	0.6722	3.0483	4.7343	7.6042
	18.72	2.117	3.103	6.131	0.6722	3.0472	4.7324	7.6024

В таблице 1 приведены значения Θ и γ при $V/V_0 = 1$ (т.е. при $P = 0$) рассчитанные для ГПУ кристаллов из p-H₂ и из o-D₂. Легко видеть, что согласие их с экспериментальными оценками из работ [2, 4] вполне хорошее.

На рис. 1 и 2 показана зависимость функций $\lg(\phi_v)$ из (1) и $\lg(D_f/[\text{cm}^2/\text{s}])$ из (6) от аргумента V/V_0 при $T = 0.1$ К — сплошные линии, и при температуре плавления T_m — пунктир, для кристаллов из p-H₂ и o-D₂. Из рис. 1 и 2 видно, что данные функции имеют минимум при $(V/V_0)_{\text{min}}$. При $V/V_0 < (V/V_0)_{\text{min}}$ активационные параметры не зависят от температуры. Это обусловлено квантовым эффектом: туннельным переносом молекул по объему кристалла.

В таблице 2 показаны значения функций $\lg(\phi_v)$ из (1), $\lg(x_d)$ из (4) и $\lg(D_f)$ из (6) в двух точках: $V/V_0 = 1$, в точке минимума функций $(V/V_0)_{\text{min}}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-00085-а) и Программы Президиума РАН (проект № П-2.1).

1. М.Н. Магомедов, ФТП, **44**, 3, 289 (2010).
2. М.Н. Магомедов, Изучение межатомного взаимодействия, образования вакансий и самодиффузии в кристаллах, Физматлит, Москва (2010)
3. М.Н. Магомедов, ФТТ, **45**, 1, 33 (2003).
4. Криокристаллы. Под ред. Б.И. Веркина и А.Ф. Приходько, Наукова Думка, Киев (1983).

Влияние коррелированного беспорядка на термодинамические свойства сверхтекучего ^3He

Е.В. Суровцев^{1,2}, И.А. Фомин^{1,2}

¹ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334, Россия

² Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская область 141700, Россия

На примере сверхтекучего ^3He в высокопористом аэрогеле рассмотрено влияние коррелированных примесей на термодинамические свойства сверхтекучей ферми-жидкости с куперовским спариванием в состоянии вблизи температуры сверхтекучего перехода. Дано объяснение наблюдаемой в сверхтекучем ^3He аномалии в температурной зависимости сдвига частоты ЯМР и сверхтекучей плотности.

Для описания влияния примесей на свойства сверхтекучей жидкости обычно используется теория сверхпроводящих сплавов Абрикосова и Горькова [1]. В рамках данной теории корреляции в распределении примесей не учитываются. Эксперименты по мало-угловому рассеянию рентгеновских лучей на аэрогеле, а также математическая симуляция структуры аэрогеля указывают на наличие существенных корреляций в распределении образующих его частиц с характерным масштабом R , сравнимым по величине с длиной когерентности сверхтекучего ^3He – ξ_0 [2, 3].

В представленной работе показано, что учет указанных корреляций приводит к заметному отличию термодинамических свойств сверхтекучего ^3He вблизи температуры сверхтекучего перехода от тех, которые следуют из теории среднего поля Абрикосова и Горькова. Учет влияния корреляций между примесями проведен в рамках теории Гинзбурга и Ландау. Удачное сочетание параметров системы позволяет рассматривать эффект корреляций как возмущение [4]. Параметром, характеризующим малость корреляций, является комбинация $R^2/\xi_0 l$, где R — это корреляционный радиус аэрогеля, l — длина свободного пробега фермиевских возбуждений. Используемые в экспериментах аэрогели из двуокиси кремния имеют фрактальную структуру с фрактальной размерностью $D=1.7\div 1.9$. Такие корреляции соответствуют увеличению спектральной плотности флуктуаций с малыми волновыми векторами, что в свою очередь приводит к изменению температурной зависимости квадрата среднего параметра порядка от температуры вблизи T_c . Зависимость $\langle\psi\rangle^2$ от $\tau=(T-T_c)/T_c$ уже не является линейной. Изменение наклона кривой $\langle\psi\rangle^2(\tau)$ происходит в области температур, при которой зависящая от температуры корреляционная длина $\xi(T)=\xi_0/\tau^{1/2}$ в сверхтекучей жидкости становится порядка R . При дальнейшем удалении от T_c зависимость возвращается к линейной. Специфические для сверхтекучей жидкости термодинамические величины, такие как сверхтекучая плотность ρ_s или сдвиг частоты ЯМР вблизи T_c пропорциональны квадрату параметра порядка и потому обнаруживают такие же аномалии. В работе найдены температурные зависимости величины сдвига частоты ЯМР для обеих сверхтекучих фаз ^3He в аэрогеле и произведено сравнение с литературными данными для 98%-ного аэроге-

ля [5, 6]. Существенные отклонения зависимости сдвига частоты ЯМР от линейности наблюдаются вплоть до температур порядка $0.85T_c$, что согласуется с результатами нашего анализа. Для реалистической корреляционной функции аэрогеля удастся получить удовлетворительное согласие с экспериментальными данными.

Область применимости использованного нами подхода ограничена условиями применимости теории Гинзбурга и Ландау. С одной стороны это условие $\tau \ll 1$, с другой — малость флуктуаций. Оценки показывают, что учет корреляций между частицами аэрогеля увеличивает флуктуационную область вблизи температуры перехода по сравнению со случаем некоррелированного беспорядка [7]. Тем не менее из-за малости параметра $R^2/\xi_0 l$ флуктуации параметра порядка становятся сравнимыми с его средней величиной лишь при температурах порядка $0.01T_c$. Таким образом существует широкий интервал температур $0.01 \ll \tau \ll 1$, в котором происходит переход от флуктуационной области к режиму среднего поля и который достаточно хорошо описывается в рамках предложенного в работе подхода. При выполнении сформулированных выше условий использованный здесь подход можно применять для учета влияния коррелированного беспорядка на свойства сверхпроводников с необычным куперовским спариванием.

1. А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, ЖЭТФ, **39**, 1781 (1961).
2. T. Freltoft, J.K. Kjems et al., Phys Rev B, **33**, 269 (1986).
3. J.V. Porto and J.M. Parpia, Phys. Rev B, **59**, 14583 (1999).
4. I.A. Fomin, JETP Letters, **93**, 159 (2011).
5. J.M. Parpia, A.D. Fefferman et al., J. Low Temp. Phys., **150**, 482 (2008).
6. V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin et al, JETP Letters, **86**, 594 (2007).
7. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, ЖЭТФ, **61**, 1221 (1971).

Транспортные характеристики поверхностных электронов над гелием в макропорах структурированной кремниевой подложки

А.В. Смородин¹, В.А. Николаенко¹, С.С. Соколов¹, Л.А. Карачевцева², О.А. Литвиненко²

¹ *Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, 61103, Харьков*

² *Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарева НАН Украины
пр. Науки, 41, 03028, Киев*

Предложена и реализована нульмерная электронная система над сверхтекучим гелием в цилиндрических макропорах структурированной подложки из кремния, которая переходит в диэлектрическое состояние при гелиевых температурах. Показано, в присутствии прижимающего электрического поля величина потенциальной ямы для электрона над сферически-вогнутой поверхностью гелия существенно зависит от радиуса жидкой поверхности, что позволяет варьировать параметры системы в широких пределах. Измерена проводимость поверхностных электронов. Эксперименты проведены в интервале температур $T = 0,5 - 1,6$ К, для плотностей электронов от 6×10^6 до 10^8 см⁻² при прижимающих полях вплоть до 10^3 В/см. Установлено, характер переноса заряда над гелием сильно зависит как от концентрации носителей, так и от радиуса. При большом радиусе кривизны и, соответственно, при относительно большой толщине плёнки гелия на подложке проводимость электронов при низких температурах носит термоактивационный характер. С уменьшением радиуса кривизны температурная зависимость проводимости сглаживается; при некоторых значениях радиуса на зависимости проводимости от прижимающего потенциала имеет место локальный «провал» («dip»-эффект). Для малых радиусов поверхности гелия проводимость электронной системы слабо зависит от температуры, «dip»-эффект не наблюдается. Предлагается интерпретация наблюдаемых зависимостей, основанная на предположении об образовании в районе макропор локализованных состояний электронов или электронных кластеров.

Нелинейность спектра двухуровневых бозонов, вызванная контактным сдвигом частоты перехода

А.И. Сафонов^{1,2}, И.И. Сафонова¹, И.С. Ясников³

¹ НИЦ «Курчатовский Институт», Москва 123182, Россия

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская область 141700, Россия

³ Тольяттинский государственный университет, Тольятти 445667, Россия

Предсказан новый нелинейный эффект в спектре резонансного перехода в газе двухуровневых бозонов, вызванный столкновительным сдвигом частоты перехода $\Delta\omega_{12}(n_1, n_2)$ вследствие изменения заселенности $n_{1,2}$ состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Если скорость вызванного накачкой $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ изменения резонансной частоты $d\omega_{12}/dt$, пропорциональная плотности газа n и частоте Раби Ω , оказывается выше скорости развертки частоты переменного поля, наблюдаемая форма резонансной кривой и конечное состояние системы существенно зависят от направления прохождения резонанса. Даже относительно небольшие вариации n , Ω , и скорости развертки вблизи критических значений ведут к радикальному изменению характера спектра и многократному изменению заселенности состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$.

Взаимодействие атомов или молекул, вообще говоря, зависит от их внутренних состояний и поэтому приводит к сдвигу частот переходов между различными внутренними уровнями энергии. Подобный так называемый контактный сдвиг частоты резонансного перехода ω_{12} в холодном газе двухуровневых бозонов вследствие их упругих столкновений друг с другом имеет вид [1–3]

$$\hbar\Delta\omega_{12} = n(\lambda_{22} - \lambda_{11}) + w(\lambda_{11} + \lambda_{22} - 2\lambda_{12}), \quad (1)$$

где $n = n_1 + n_2$ — полная плотность, $w = n_2 - n_1$ — инверсия населенности, λ_{ij} — амплитуда псевдопотенциала $V_{ij}(\mathbf{r}) = \lambda_{ij}\delta(\mathbf{r})$ контактного взаимодействия двух атомов, находящихся во внутренних состояниях i и j с волновой функцией пары, симметричной по отношению к их перестановке.

В общем случае поведение заселенностей описывается уравнением эволюции спиновой матрицы плотности ρ (уравнением Лиувилля–фон Неймана) $i\hbar d\rho/dt = [H(t), \rho] - i\hbar\Gamma(t)\rho$, где $H(t) = H_0 + U(t)$ — гамильтониан, включающий зависящее от времени возмущение $U(t)$, $\Gamma(t)$ — матрица релаксации. В представлении не зависящих от времени собственных волновых функций невозмущенного (также не зависящего от времени) гамильтониана двухуровневой системы H_0 , в отсутствие гибели частиц ($n = \text{const}$), это уравнение в компонентах «намагниченности» $\mathbf{M} = (u, v, w)$ пространственно однородного образца имеет вид [4]

$$du/dt = [\Delta\omega' - (\Delta\lambda/\hbar)w]v - \gamma u, \quad (2a)$$

$$dv/dt = -[\Delta\omega' - (\Delta\lambda/\hbar)w]u - \Omega w - \gamma v, \quad (2b)$$

$$dw/dt = \Omega v - \Gamma w, \quad (2c)$$

где u и v — действительная и мнимая часть медленно меняющейся составляющей недиагонального элемента матрицы плотности $\rho_{12}e^{-i\omega t} = (u + iv)/2$; Ω и $\Delta\omega' = \omega - \omega'_{12}$ — вообще говоря, зависящие от времени частота Раби и отстройка частоты переменного поля ω от текущего перенормированного значения частоты перехода $\omega'_{12} = \omega^0_{12} + \hbar^{-1}n(\lambda_{22} - \lambda_{11})$; γ и Γ — скорость, соответственно, поперечной и продольной релаксации; $\Delta\lambda = \lambda_{11} + \lambda_{22} - 2\lambda_{12}$.

В отличие от обычных оптических уравнений Блоха, уравнения (2a) и (2b) содержат заведомо нелинейные члены, пропорциональные контактно-му сдвигу резонансной частоты. Тем не менее, как нетрудно видеть, в отсутствие релаксации ($\Gamma = \gamma = 0$) абсолютное значение намагниченности по-прежнему сохраняется: $d(u^2 + v^2 + w^2)/dt = 0$. Нелинейность наиболее ярко проявляется в спектре при достаточно низкой скорости развертки. Так, если скорость изменения резонансной частоты вследствие изменения заселенностей $\hbar^{-1}\Delta\lambda dw/dt \sim \hbar^{-1}\Omega n \Delta\lambda$ больше скорости развертки частоты $d\omega/dt$, то осцилляции Раби происходят на фоне сравнительно медленного изменения намагниченности вместе с частотой переменного поля, так что система все время остается вблизи резонанса $w\Delta\lambda \approx \hbar\Delta\omega'$. При этом периодически, при выполнении резонансных условий, заселенности изменяются сравнительно быстро, что в свою очередь на некоторое время выводит систему из точного резонанса до тех пор, пока частота переменного поля вновь не подстроится под изменившееся значение частоты перехода. Картина такого «догоняющего» резонанса повторяется до тех пор, пока резонансная частота не перестанет меняться вследствие достижения предельного значения инверсии (например, $w = n$). При противоположном направлении развертки имеет место обычное поведение заселенностей, так как повторное выполнение резонансных условий невозможно. Таким образом, при выполнении условия

$$|\Omega n \Delta\lambda|/\hbar|\dot{\omega}| \quad (3)$$

возникает «гистерезис» спектра (рис. 1), причем радикальное изменение его вида при достижении некоторого критического значения полной плотности или любого другого параметра, входящего в условие (3), происходит практически скачкообразно (рис. 2). Так, при увеличении плотности от докритического до сверхкритического уровня конечная заселенность состояния $|2\rangle$ после прохождения резонансных условий резко возрастает от небольшой величины $n_2 \sim \Omega^2|d\omega/dt|^{-1}$, определяемой произведением частоты Раби Ω и времени прохождения резо-

нансной линии $\Omega|d\omega/dt|^{-1}$, почти до единицы¹. При дальнейшем росте плотности увеличивается лишь частотная отстройка, при которой достигается предельная заселенность. Нетрудно видеть, что эта отстройка как раз совпадает с максимально возможным контактным сдвигом частоты $n\Delta\lambda$. При обратном направлении развертки конечная заселенность состояния $|2\rangle$, напротив, уменьшается с ростом плотности. Как и следовало ожидать, конечная заселенность не зависит от направления развертки в пределе низкой плотности, когда контактный сдвиг стремится к нулю. Таким образом, вид спектра зависит от направления и скорости развертки частоты переменного поля, а также от его амплитуды.

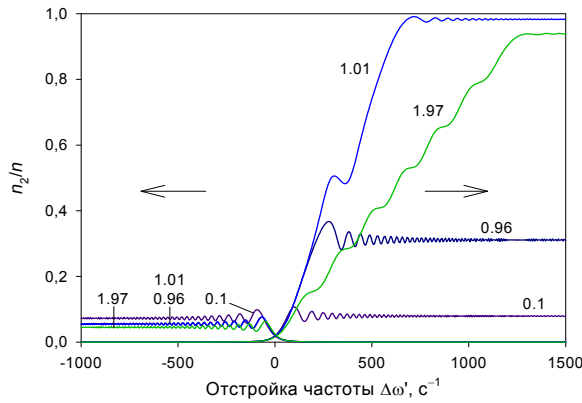


Рис. 1. Эволюция заселенности состояния $|2\rangle$ в процессе линейной развертки частоты СВЧ поля сверху вниз (слева) и снизу вверх (справа) по данным численного решения уравнений (2). Полная плотность, соответствующая каждой кривой, указана в единицах критической плотности n_c . Значения параметров соответствуют сверхтонкому переходу $b \rightarrow a$ в трехмерном атомарном водороде: $\Omega = 10 \text{ c}^{-1}$, $d\omega/dt = 2 \times 10^3 \text{ c}^{-2}$, $\Delta\lambda/\hbar = -3 \times 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{c}$, $n_c \approx 2.23 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\gamma = 0.3 \text{ c}^{-1}$, $\Gamma = 0$ [5].

Как видно на рис. 2, критическое значение плотности n_c (определенное по максимуму производной) не в точности соответствует условию $|\Omega n_c \Delta\lambda|; |\hbar d\omega/dt|$, следующему из (3), а возрастает с ростом $|d\omega/dt|$ быстрее, чем по линейному закону. Причины подобного поведения предстоит выяснить. Отметим лишь, что при низкой скорости развертки частоты СВЧ (левая кривая на рис. 2) период осцилляций Раби $2\pi/\Omega$ становится сопоставимым со временем прохождения резонансной линии.

Наблюдающиеся при $n > n_c$ затухающие осцилляции конечной заселенности состояния $|2\rangle$, по видимому, объясняются тем, в какой именно фазе эффективных осцилляций Раби (волны на наклонных участках кривых на рис. 1 при $n > n_c$) система окончательно выходит из резонансных условий.

Уравнения (2) справедливы для пространственно однородной системы. В случае пространственной неоднородности возникает перенос намагниченности вследствие обменного и диполь-дипольного взаимодействия спинов (или псевдоспинов) атомов, что приводит к появлению спиновых волн [6, 7]. Влияние контактного сдвига на спектр спиновых волн требует особого рассмотрения и выходит за рамки настоящей работы.

Рассматриваемый эффект может наблюдаться в ультрахолодных парах щелочных металлов, в атомарном водороде и в ряде других систем. При этом характер взаимодействия, приводящего к зависимости резонансной частоты от заселенности уровней, не имеет принципиального значения.

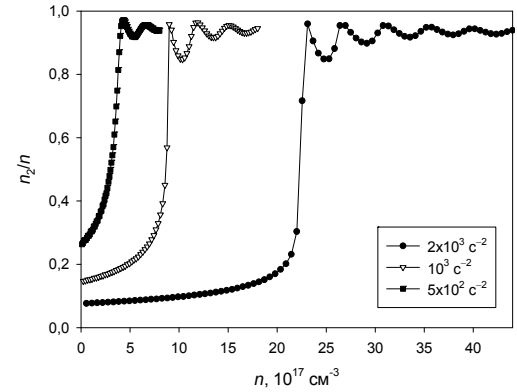


Рис. 2. Расчетная зависимость конечной заселенности состояния $|2\rangle$ от полной плотности газа при различной скорости развертки частоты $|d\omega/dt|$. Значения остальных параметров те же, что на рис. 1.

В отличие от магнитной неустойчивости, условие возникновения которой определяется скоростью поперечной релаксации, рассматриваемый эффект напрямую не зависит от поперечной релаксации, так как контактный сдвиг в двухуровневой системе не зависит от взаимной когерентности одночастичных состояний.

Авторы выражают искреннюю признательность С.А. Васильеву за плодотворные обсуждения и предоставление данных экспериментов с атомарным водородом в университете г. Турку. Работа выполнена при финансовой поддержке фонда «Научный Потенциал» (контракт № 211) и РФФИ (проект № 12-02-01276-а).

1. A.I. Safonov, I.I. Safonova, I.S. Yasnikov, J. Low Temp. Phys., **162**, 127 (2011).
2. A.I. Safonov, I.I. Safonova and I.S. Yasnikov, Eur. Phys. J. D, **65**, 279 (2011).
3. K. Gibble, Phys. Rev. Lett., **103**, 113202 (2009).
4. Y.B. Band, *Light and matter: electromagnetism, optics, spectroscopy and lasers*, Wiley, 2006, Ch. 9.
5. J. Ahokas, J. Järvinen and S. Vasiliev, Phys. Rev. Lett. **98**, 043004 (2007).
6. Е.П. Башкин, Письма в ЖЭТФ, **33**, 11 (1981).
7. O. Vainio *et al.*, arXiv:1112.3775v3 [cond-mat.quant-gas] and references therein.

¹ В пространственно однородном образце резонансная кривая имеет лоренцеву форму с шириной Ω .

Усиленный взаимодействием двойной резонанс в холодных газах

А.И. Сафонов^{1,2}, И.И. Сафонова¹, И.С. Ясников³

¹ НИЦ «Курчатовский Институт», Москва 123182, Россия

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская область 141700, Россия

³ Тольяттинский государственный университет, Тольятти 445667, Россия

Описана принципиально новая разновидность спектроскопии двойного резонанса в квантовом газе, основанная на модуляции частоты рабочего перехода $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$, вызванной осцилляциями Раби заселенностей состояний $|1\rangle$ и $|3\rangle$ при непрерывном возбуждении управляющего перехода $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ и взаимодействием частиц в различных внутренних состояниях. Модуляция частоты перехода $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ приводит к изменению поглощения на рабочей частоте, что многократно повышает чувствительность по сравнению с традиционным методом «выжигания провала» на резонансной кривой, в котором изменение поглощения вызвано только снижением заселенности исходного состояния $|1\rangle$. Показано, что ширина резонансной кривой определяется величиной контактного сдвига и амплитудой управляющего поля и не зависит от градиента постоянного поля. Расчетная форма и ширина линии согласуются со спектрами двойного электронно-ядерного резонанса в двумерном атомарном водороде при температурах ниже ~ 0.1 К.

Сдвиг частоты перехода $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ в пространственно-однородном газе трехуровневых бозонов вследствие их взаимодействия друг с другом при отличной от нуля заселенности третьего состояния $|3\rangle$ (рис. 1) составляет $[0-0]$

$$\hbar\Delta\omega_{12(3)} = 2n_1(\lambda_{12}^+ - \lambda_{11}) + 2n_2(\lambda_{22} - \lambda_{12}^+) + 2n_3|C_{13}^+|^2(\lambda_{23}^+ - \lambda_{13}) \quad (1)$$

Здесь n_i – заселенность внутреннего состояния $|i\rangle$, $\lambda_{ij}^\pm \equiv \langle ij|\lambda|ij\rangle_\pm$ – спиновая часть матричного элемента параметра контактного взаимодействия $\lambda = 4\pi\hbar^2 a/m$, m – атомная масса, a – длина рассеяния. $C_{ij}^\pm$ – амплитуда симметричной (+) или антисимметричной (–) компоненты полной волновой функции пары атомов. Ниже для простоты рассматривается ситуация $\lambda_{11} = \lambda_{12}^+ = \lambda_{22}$, когда в отсутствие третьего состояния ($n_3 = 0$) сдвиг обращается в ноль. Особенности спектра двухуровневых бозонов в обратном случае обсуждаются в отдельной работе, также представленной на совещании.

В эксперименте по двойному резонансу в бозе-газе, осцилляции Раби заселенности состояний $|1\rangle$ и $|3\rangle$ при непрерывной накачке управляющего перехода $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ приводят к модуляции частоты рабо-

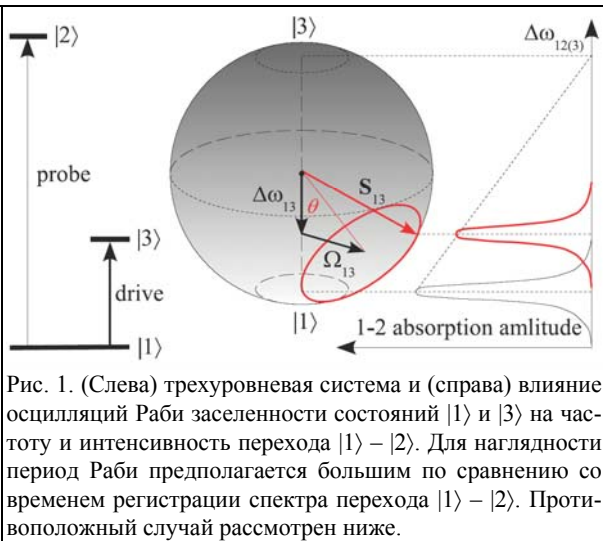


Рис. 1. (Слева) трехуровневая система и (справа) влияние осцилляций Раби заселенности состояний $|1\rangle$ и $|3\rangle$ на частоту и интенсивность перехода $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$. Для наглядности период Раби предполагается большим по сравнению со временем регистрации спектра перехода $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$. Противоположный случай рассмотрен ниже.

чего перехода $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$. При низкой интенсивности накачки спектр резонанса $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ целиком перемещается вверх и вниз по частоте, одновременно изменяясь по амплитуде (рис. 1, справа). Поглощение СВЧ на фиксированной рабочей частоте ω_p также периодически изменяется благодаря изменению как заселенности исходного состояния $|1\rangle$ так и частоты перехода, что формирует усиленный взаимодействием двойной резонанс (УВДР) [2].

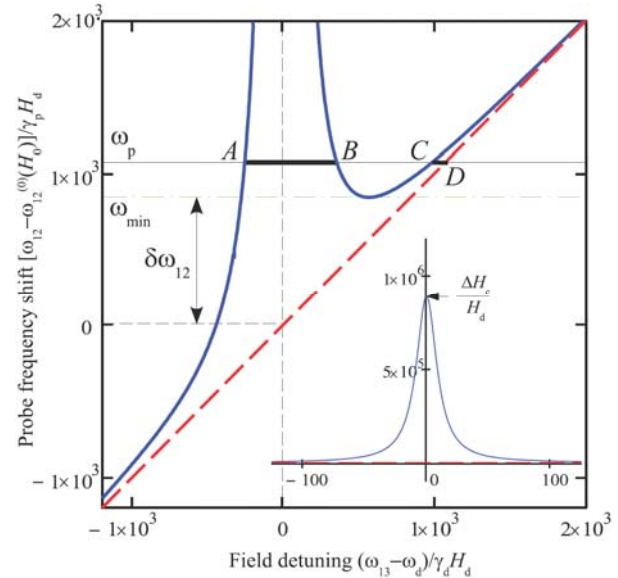


Рис. 2. Зависимость частоты перехода $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ (в единицах $\gamma_d H_d$) от поля при непрерывной накачке перехода $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$. По горизонтали отложена отстройка поля от резонанса $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ $(\omega_{13} - \omega_d)/\gamma_d$ в единицах амплитуды СВЧ поля H_d . Сплошная линия – верхняя граница суммы зеемановского и среднестатистического вклада в ω_{12} , штриховая – только зеемановский вклад. Штрих-пунктирная горизонтальная линия – значение ω_{12} в минимуме, сплошная – значение рабочей частоты. Вертикальная линия отвечает резонансному значению поля для перехода $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$. Параметры, кроме знака контактного сдвига, соответствуют двумерному атомарному водороду с плотностью $3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в поляризующем поле 4.5 Т: $H_d = 1 \text{ мГс}$, $\Delta H_c = 89 \text{ Гс}$, $\gamma_p = \gamma_e$, $\gamma_d = \gamma_p$. Общий вид зависимости показан на вставке.

Благодаря зеемановскому вкладу в эффективную частоту прецессии и в статическую (отвечающую нулевой плотности) часть частоты перехода, ω_{12} колеблется между зависящими от поля чисто зеемановской нижней границей (пунктир на рис. 2)

$$\omega_{12}^{(0)}(H_0 + h) = \omega_{12}^{(0)}(H_0) + \gamma_p h \quad (2)$$

и верхней границей – суммой зеемановского и среднее полевого вклада (сплошная кривая на рис. 2)

$$\omega_{12} = \omega_{12}^{(0)}(H_0) + \gamma_p h + \left(\frac{2n\Delta\lambda}{h} \right) \frac{H_d^2}{H_d^2 + h^2}. \quad (3)$$

где $\Delta\lambda = \lambda_{23}^+ - \lambda_{13}^-$. Если частота Раби управляющего поля достаточно высока по сравнению с постоянной времени детектирования, то амплитуда поглощения интегрируется системой регистрации по многим циклам Раби. Усредненная по времени амплитуда поглощения пропорциональна плотности вероятности обнаружить систему при заданных h и ω_p и имеет резкие максимумы на нижней (2) и верхней (3) границе ω_{12} .

На рис. 3 показан спектр пространственно однородного бесконечного образца в линейном градиенте постоянного поля. Это объясняет похожие на сигнал дисперсии спектры поглощения ДЭЯР двумерного атомарного водорода [4, 5]. Острый максимум поглощения вызван тем, что возбуждение управляющего перехода создает в некоторой области образца нулевой градиент частоты рабочего перехода $|1\rangle - |2\rangle$. В итоге гораздо большее число атомов оказываются в резонансных условиях. Снижение заселенности исходного состояния $|1\rangle$ в точке нулевого градиента оказывается несуществен-

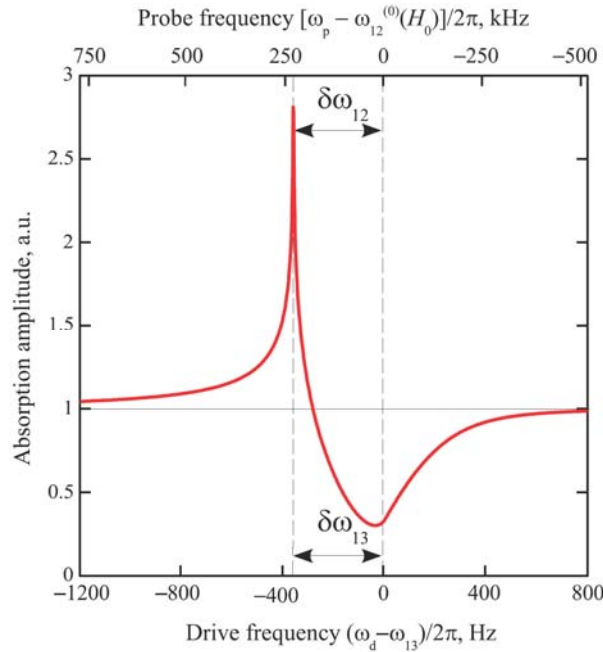


Рис. 3. Амплитуда поглощения перехода $|1\rangle - |2\rangle$ в зависимости от управляющей (нижняя ось) и рабочей (верхняя ось) частоты для бесконечно узкого спектра рабочего поля. Острый пик соответствует минимуму на рис. 2. Значения параметров те же.

ным при выбранных значениях параметров. Однако, согласно (3), оно может стать заметным при $|2n\Delta\lambda| \sim \leftarrow \gamma_p H_d$, что имеет место при низкой плотности газа n в сильном управляющем поле H_d .

Ширину линии двойного резонанса в единицах рабочей частоты можно оценить как разность $\omega_{12} - \omega_{12}^{(0)}(H_0)$ (см. рис. 2). При $|2n\Delta\lambda| \gg \leftarrow \gamma_p H_d$ и $h \gg H_d$ минимум правой части (3) наблюдается при

$$h^3 \simeq \frac{4n\Delta\lambda H_d^2}{h\gamma_p}. \quad (4)$$

Это соответствует

$$\delta\omega_{12} \equiv \omega_{12}(h) - \omega_{12}^{(0)}(H_0) \simeq \frac{3}{2}\gamma_p h, \quad (5)$$

и окончательно получаем

$$\delta\omega_{13} = \frac{\gamma_d}{\gamma_p} \delta\omega_{12} \simeq \frac{3}{2}\gamma_d(2\Delta H_c H_d^2)^{1/3}, \quad (6)$$

где $\Delta H_c = 2n\Delta\lambda(\leftarrow \gamma_p)^{-1}$ – максимальный контактный сдвиг перехода $|1\rangle - |2\rangle$ в единицах поля. Необходимо особо отметить, что ширина спектра УВДР не зависит от градиента постоянного поля и связана с плотностью газа и амплитудой управляющего поля соотношением $\delta\omega_{13} ; n/3H_d/2/3$.

В двумерном атомарном водороде при типичной плотности $3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что соответствует трехмерной плотности $6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, имеем $\Delta H_c \approx 90 \text{ Гс}$. Амплитуда управляющего ВЧ поля составляет $H_d \sim 10^{-3} \text{ Гс}$ [0], откуда из уравнений (7) и (9) находим $h \approx 5.7 \times 10^{-2} \text{ Гс}$ и $\delta\omega_{ab}/2\pi \approx 350 \text{ Гц}$ (рис. 3), что по порядку величины совпадает с экспериментальной шириной спектра поглощения ДЭЯР (120 Гц) [4, 5].

Авторы выражают искреннюю признательность С.А. Васильеву за плодотворные обсуждения и предоставленные данные экспериментов с атомарным водородом в университете г. Турку. Работа выполнена при финансовой поддержке фонда «Научный Потенциал» (контракт № 211) и РФФИ (проект № 12-02-01276-а).

1. A.I. Safonov, I.I. Safonova and I.S. Yasnikov, J. Low Temp. Phys. **162**, 127 (2011).
2. A.I. Safonov, I.I. Safonova and I.S. Yasnikov, Eur. Phys. J. D, **65**, 279 (2011).
3. G. Baym, C.J. Pethick, Z. Yu, and M.W. Zwierlein, Phys. Rev. Lett. **99**, 190407 (2007).
4. J. Ahokas, J. Järvinen and S. Vasiliev, J. Low Temp. Phys. **150**, 577 (2007).
5. J. Ahokas, J. Järvinen and S. Vasiliev, Phys. Rev. Lett. **98**, 043004 (2007).

О двух способах описания разреженных сверхтекучих бозе-газов

С.И. Шевченко, А.С. Рукин

Физико-технический институт им. Б. И. Веркина НАН Украины, Харьков 61103, Украина

На примере атомов щелочных металлов изучен вопрос об адекватности описания частиц, состоящих из четного числа фермионов, как точечных бозонов. В приближении низкой плотности получено уравнение для параметра порядка $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ разреженного газа щелочного металла. Уравнение отличается от аналогичного уравнения для точечных бозонов дополнительным слагаемым, обусловленным обменным взаимодействием. Показано, что в случае чисто кулоновского взаимодействия пренебрежение обменными эффектами приводит к качественно неверным результатам. Исследована проблема спонтанной электрической поляризации сверхтекучих систем. Получено выражение для электрической поляризации неоднородной сверхтекучей системы.

В недавних экспериментах [1, 2] обнаружено, что относительное движение нормальной и сверхтекучей компонент ⁴He сопровождается появлением в системе электрических полей. Наблюдаемые явления, несомненно, связаны с наличием внутренней структуры у атомов гелия, и возникает необходимость построения теории сверхтекучих систем с учетом внутреннего движения атомов. Один из возможных способов микроскопического описания эффектов состоит в применении к описанию этих систем метода Зубарева [3, 4]. Метод Зубарева в приложении к сверхтекучим системам применялся в работе [5].

Другой подход предложен в [6, 7]. Бозе-система моделировалась разреженным электрон-дырочным газом, частицы которого взаимодействуют по кулоновскому закону. Оказалось, что случай частиц, взаимодействующих друг с другом по кулоновскому закону, является выделенным, и, ограничиваясь этим законом взаимодействия, мы не учитываем часть существенных для реальных физических систем эффектов. В настоящей работе на примере атомов щелочных металлов дано обобщение результатов [6, 7] на общий случай и рассмотрен вопрос об адекватности подходов работ [5] и [6, 7].

Идея метода Зубарева состоит во введении полевых операторов, описывающих рождение и уничтожение частицы в i -м возбужденном состоянии, и потенциалов взаимодействия, которые приводят к переходам частиц из состояний i, j в состояния k, l . Для этих полевых операторов получены простые уравнения движения [3, 4].

Подход Зубарева позволяет дать простое описание разреженных бозе-газов. Для точечных бозонов поведение разреженного бозе-газа, как известно, можно описывать с помощью комплексного параметра порядка $\Psi(\mathbf{R})$, который совпадает с волновой функцией частиц в бозе-конденсате. Если допустить, что в результате взаимодействия частиц с внутренней структурой возникает сразу несколько бозе-конденсатов [5], описываемых своими параметрами порядка $\Psi_i(\mathbf{R})$, то уравнения для этих параметров порядка можно получить, заменяя в

уравнениях движения Зубарева полевые операторы на C -числа $\Psi_i(\mathbf{R})$.

Эти результаты можно также получить, постулировав, что волновая функция основного состояния многочастичной системы $|\Phi_0\rangle$ есть собственная функция операторов $\hat{\Psi}_i(\mathbf{R})$, которая имеет вид

$$|\Phi_0\rangle = \exp\left(\sum_i \int \Psi_i(\mathbf{R}) \hat{\Psi}_i^+(\mathbf{R}) d\mathbf{R} - h.c.\right) |0\rangle. \quad (1)$$

Здесь $\hat{\Psi}_i^+(\mathbf{R})$ — оператор рождения бозона в точке $\mathbf{R}$, а комплексные функции $\Psi_i(\mathbf{R})$ можно найти в стационарном случае (которым мы ограничиваемся), вычислив с помощью $|\Phi_0\rangle$ энергию системы и проварьировав ее по $\Psi_i^*(\mathbf{R})$. Полученные уравнения для $\Psi_i(\mathbf{R})$ в точности совпадают с уравнениями, следующими из уравнений движения для полевых операторов $\hat{\Psi}_i(\mathbf{R})$ после их замены на C -числа.

Хотя такой подход к описанию поведения системы частиц с внутренними степенями свободы представляется естественным, он является не вполне адекватным. Причина в том, что связанный комплекс из двух или любого четного числа фермионов не ведет себя в общем случае как бозон. Повидимому, с этой проблемой впервые столкнулись Бардин, Купер и Шриффер при построении теории сверхпроводимости. Теория БКШ описывает системы с высокой плотностью, в которых размер куперовских пар велик по сравнению с расстоянием между парами. Позже Келдыш и Козлов [8] показали, что и в системах с низкой плотностью нельзя пренебрегать отклонением статистики экситонов от бозевской.

В работе изучается разреженный бозе-газ, образованный атомами некоторого щелочного металла. Каждый атом рассматриваем как состоящий из двух фермионов: валентного электрона и атомного остова. Полагаем, что $\Psi_e^+(\mathbf{r})$ и $\Psi_c^+(\mathbf{r})$ есть соответственно операторы рождения электрона и атомного остова в точке $\mathbf{r}$, удовлетворяющие фермиевским коммутационным соотношениям. Таким образом, в теории учитываются не все внутренние движения в атоме, а лишь движение валентного электрона и атомного остова как целого. Оправданием такого

приближения служит то обстоятельство, что энергия связи электронов на внутренних оболочках гораздо больше, чем для электрона на внешней оболочке. Поскольку валентный электрон и атомный остов образуют связанное состояние, то волновую функцию основного состояния ищем в виде когерентного состояния (ср. с [9], [6, 7])

$$|\Phi_0\rangle = \exp\left\{\int [\Psi_c^*(\mathbf{r}_1)\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)\Psi_e^*(\mathbf{r}_2) - h.c.] d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2\right\} |0\rangle. \quad (2)$$

Неизвестную функцию $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ — волновую функцию атомов с учетом внутреннего движения валентных электронов можно найти, вычислив энергию системы и проварьировав ее по $\Phi^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$. Оказывается, что энергия представляет собой функционал в виде бесконечного ряда по степеням $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ и $\Phi^+(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \equiv \Phi^*(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)$. Соответственно и уравнение для функции $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ содержит $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ в произвольной степени. Ряды по $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ можно оборвать при рассмотрении системы низкой плотности, в которой расстояние между атомами намного превосходит их размер. Уравнение для $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ имеет вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_c} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}_1^2} - \frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}_2^2} + U_{ce}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) - \mu \right] \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + \int R_d(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_4) \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \Phi^+(\mathbf{r}_4, \mathbf{r}_3) \Phi(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4 + \int R_{ex}(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_4) \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_4) \Phi^+(\mathbf{r}_4, \mathbf{r}_3) \Phi(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4 = 0. \quad (3)$$

Здесь ядра R_d и R_{ex} обусловлены соответственно прямым и обменным взаимодействием.

Для сверхтекучих систем, образованных частицами с внутренними степенями свободы, уравнение (3) заменяет уравнение Гросса–Питаевского.

Зная $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$, легко исследовать электрические свойства системы, например, ее поляризацию. Для рассматриваемых систем низкой плотности дипольный момент единицы объема равен

$$\mathbf{P}(\mathbf{R}) = e \int \Phi^*(\mathbf{R}, \mathbf{r}) \mathbf{r} \Phi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (4)$$

где $\mathbf{R}$ — координата центра масс и $\mathbf{r}$ — относительная координата.

Соответствие между двумя изложенными подходами можно установить, учитывая полноту набора собственных функций внутренних степеней свободы $\phi(\mathbf{r})$ и записывая функцию $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ в виде

$$\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_k \phi_k(\mathbf{r}_{12}) \Psi_k(\mathbf{R}_{12}). \quad (5)$$

Подставляя (5) в (3), умножая полученное уравнение на $\phi^*(\mathbf{r}_{12})$, отвечающую энергии ε_i , и интегрируя результат по $\mathbf{r}_{12}$, получим систему уравнений для $\Psi_k(\mathbf{R}_{12})$. Если опустить в этой системе слагаемые, обусловленные обменным взаимодействием, то мы приходим к системе уравнений для $\Psi_k(\mathbf{R})$, которая следует из подхода Зубарева. Таким обра-

зом, описание систем с внутренними степенями свободы в терминах параметров порядка $\Psi_i(\mathbf{R})$ является адекватным только в пренебрежении обменными эффектами. Но даже в пренебрежении обменным взаимодействием система может быть адекватно описана с помощью набора одночастичных параметров порядка $\Psi_i(\mathbf{R})$ лишь в том случае, когда учитываются все внутренние состояния частиц. При этом необходимо решать бесконечную систему уравнений для $\Psi_i(\mathbf{R})$, что в действительности представляет собой неразрешимую проблему. При описании системы с помощью двухчастичного параметра порядка $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ учитывается сразу весь набор внутренних состояний частиц.

В общем случае прямое и обменное взаимодействия дают вклад одного порядка, однако показано, что в случае чисто кулоновского взаимодействия частиц пренебрежение обменным взаимодействием приводит к абсурдным результатам.

Исследован вопрос об электрической поляризации электронейтральных сверхтекучих однородных и неоднородных систем. Проблема состоит в решении уравнения (3) для параметра порядка $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$. В однородном случае речь идет о возможности спонтанной поляризации сверхтекучих систем [5]. Чтобы понять на качественном уровне возможность появления спонтанного дипольного момента, рассматривается случай двухуровневой системы, когда параметр порядка $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ можно записать в виде $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \phi_0(\mathbf{r})\Psi_0 + \phi_1(\mathbf{r})\Psi_1$, где ϕ_0 отвечает основному состоянию атома в отсутствие взаимодействия с другими атомами, а ϕ_1 отвечает первому возбужденному уровню. Показано, что явление носит пороговый характер (энергия взаимодействия бозонов должна превышать расстояние между основным и возбужденным состояниями). В пространственно неоднородной системе с неизбежностью (без всякого порога) возникает дипольный момент $\mathbf{P} = C e n a_B^3 \partial n / \partial \mathbf{R}$, где n — плотность частиц, a_B — боровский радиус, C порядка единицы.

1. А.С. Рыбалко, ФНТ **30**, 1321 (2004).
2. А.С. Рыбалко, С.П. Рубец, ФНТ **31**, 820 (2005).
3. Д.Н. Зубарев, ДАН СССР **162**, 794 (1965).
4. Д.Н. Зубарев. Неравновесная статистическая термодинамика, М.: Наука, 1971.
5. Ю.М. Полуэктов, ФНТ **37**, 1239 (2011).
6. С.И. Шевченко, А.С. Рукин, Письма в ЖЭТФ **90**, 46 (2009).
7. С.И. Шевченко, А.С. Рукин, ФНТ **36**, 186 (2010).
8. Л.В. Келдыш, А.Н. Козлов, ЖЭТФ **54**, 978 (1968).
9. Л.В. Келдыш, в книге: Проблемы теоретической физики, М.: Наука, 1972, с. 433.

Низкотемпературный магнетизм нанопорошков PrF_3

Е.М. Алакшин, Р.Р. Газизулин, А.В. Клочков, С.Л. Кораблева, В.В. Кузьмин, А.М. Сабитова, Т.Р. Сафин, М.С. Тагиров

Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань 420008, Россия

Синтезирована серия наноразмерных кристаллических порошков PrF_3 . Исследования при помощи XRD и HRTEM показали высокую степень кристалличности. Показано, что прекурсоры и время гидротермальной обработки влияют на форму и размер синтезированных наночастиц. Показана зависимость времен продольной релаксации ^{141}Pr и ^{19}F от времени гидротермальной обработки. Исследована спиновая кинетика ^3He в системе “ PrF_3 – ^3He ”. Предложена модель релаксации продольной намагниченности ядер ^3He .

Ван-флековский диэлектрический парамагнетик PrF_3 вызывает интерес с прикладной точки зрения как материал для динамической поляризации ядерных спинов ^3He . Ранее, в системе “ ^{141}Pr – ^3He ” был обнаружен эффект кросс-релаксации между ядерными спинами ^{141}Pr и ^3He [1, 2] на ларморовской частоте ^3He 6,63 МГц, при этом использовался порошок PrF_3 с размером частиц 10–45 мкм. Переход от микронных порошков PrF_3 к наноразмерным, возможно, позволит получить высокосвязанную спиновую систему “ ^{141}Pr – ^3He ” и повысить эффективность кросс-релаксации.

Синтезирована серия образцов, при синтезе варьировалось время гидротермальной обработки микроволновым излучением [3]. Используя фотографии, полученные на просвечивающем электронном микроскопе, построено распределение наночастиц PrF_3 по размерам.

Обнаружена зависимость времен продольной релаксации ядер ^{141}Pr и ^{19}F от времени гидротермальной обработки. Показано, что время продольной релаксации ядер ^{141}Pr и ^{19}F возрастает с увеличением времени гидротермальной обработки.

Проведены измерения скоростей продольной релаксации ядер жидкого ^3He , находящихся в контакте с порошком PrF_3 , на разных частотах ЯМР при температуре 1,5 К. Так как наноразмерный порошок имеет экстремально развитую кристаллическую поверхность, то должен работать механизм релаксации за счет адсорбированной пленки [6–8]. Однако, поскольку PrF_3 является ван-флековским парамагнетиком, он создает большие неоднородные поля в пространстве между частицами, значит, может работать механизм релаксации в неоднородном поле [9]. Данная модель предполагает рост скорости релаксации с ростом магнитного поля.

На рис. 1 представлены экспериментальные результаты измерений зависимости скорости релаксации продольной намагниченности ядер ^3He в системе “ PrF_3 – ^3He ” от поля. Они согласуются с предложенной моделью: $1/T_1 = A/H_0 + BH_0$.

Согласно теоретической модели, являющейся модификацией механизма БПП (Бломбергена-Парселла-Паунда), предложенной в статье [9], неоднородность магнитного поля должна быть пропорциональна приложенному полю. Полученные данные согласуются с теорией.

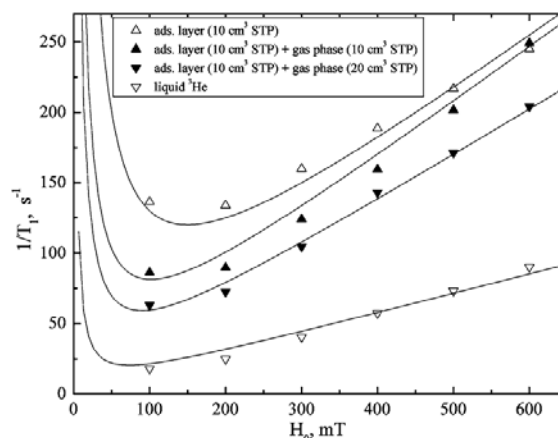


Рис. 1. Зависимость скорости релаксации продольной намагниченности ядер ^3He в системе PrF_3 (~32 нм) – ^3He от поля

Исследована спиновая кинетика ^3He в системе “ PrF_3 – ^3He ”. Предложена модель релаксации продольной намагниченности ядер ^3He , согласно которой релаксация ^3He осуществляется как за счет адсорбированной на поверхности частиц пленки ^3He , так и за счет модуляции диполь-дипольного взаимодействия в сильных неоднородностях внешнего магнитного поля, создаваемых наноразмерными частицами PrF_3 .

1. А.В. Егоров и др., Письма в ЖЭТФ, **86**, n.6, с.475-478 (2007).
2. A.V. Egorov and al., J. Phys.: Conf. Series, **150**, 032019 (2009).
3. Е.М. Алакшин and al., arXiv:condmat, Vol.1104, p.0208 (2011).
4. Е.М. Алакшин and al., J. Low. Temp. Phys., Vol.162, n. 5/6, p.645–652 (2011).
5. Е.М. Алакшин and al., JETP Letters, Vol.94, n.3, p.259-261 (2011).
6. B.P. Cowan, J. Low Temp. Phys., Vol.50, № 1-2, p.135-142 (1983).
7. R.C. Richardson, Physica B., Vol.126, Is.1-3, p.298-305 (1984).
8. А.В. Клочков, ЖЭТФ, т.88, с.944 (2008).
9. Н.Ф. Фаткуллин, ЖЭТФ, т.101, с.1561 (1992).

Универсальное поведение теплопроводности стеклоподобных молекулярных кристаллов при низких температурах

А.И. Кривчиков¹, О.О. Романцова¹, О.А. Королюк¹, Г.А. Вдовиченко¹, И.В. Шарапова¹, L.C. Pardo², M.D. Ruiz-Martin², J.Ll. Tamarit², and F.J. Bermejo³

¹ Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Харьков, Украина

² Grup de Caracterització de Materials, Departament de Física i Enginyeria Nuclear, ETSEIB, Universitat Politècnica de Catalunya, Diagonal 647, E-08028 Barcelona, Catalonia, Spain

³ Instituto de Estructura de la Materia, CSIC, Serrano 123, E-28006 Madrid and Department of Electricity and Electronics, University of the Basque Country, P.O. Box 664, E-48080 Bilbao, Spain

Проведен комплексный анализ экспериментальных данных теплопроводности двух типов стеклоподобных молекулярных кристаллов: ориентационных стекол (этанол, фреона 112, циклогексанола, цианогексана и циклогексена) и кристаллических клатратных гидратов: метана, ксенона и тетрагидрофурана в области температур от 2 К до 150 К. Температурная зависимость теплопроводности $\kappa(T)$ в этих веществах подобна зависимости теплопроводности аморфных веществ и может быть описана суммой двух вкладов: $\kappa(T) = \kappa_I(T) + \kappa_{II}(T)$, где $\kappa_I(T)$ соответствует переносу тепла долгоживущими акустическими возбуждениями, а $\kappa_{II}(T)$ соответствует переносу тепла переносу тепла делокализованными колебательными возбуждениями (диффузонами). Показано, что вклад $\kappa_I(T)$ может быть хорошо описан универсальной кривой в рамках модели мягких потенциалов.

Разупорядоченные молекулярные тела — структурные и ориентационные стекла, стеклоподобные кристаллы, кристаллы с частичным ориентационным упорядочением, метастабильные полиморфы и другие более сложные системы относятся к широкому классу твердых тел, в которых наблюдается ряд новых физических явлений, относящихся к разделу физики разупорядоченных систем. Природа и происхождение низкочастотных локальных колебательных состояний — туннельных состояний и квазилокальных колебаний (бозонный пик) в плотности колебательных состояний аморфных материалов, — остается в центре внимания физики конденсированного состояния. Вещества с кристаллической структурой, у которых наблюдаются характерные особенности тепловых свойств, которые присущие аморфным телам, называются стеклоподобными кристаллами. Наиболее простыми стеклоподобными кристаллами являются ориентационные стекла и клатратные гидраты. Ориентационные стекла — это кристаллические материалы, в которых центры масс молекул располагается в узлах кристаллической решетки, а ориентации и (или) конформации являются разупорядоченными.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование теплопроводности простых молекулярных систем, таких, как молекулярные ориентационные стекла (ОС) и клатратные гидраты (КГ) в температурной области от 2 К до 150 К. К исследованным веществам относятся молекулярные ориентационные стекла этанола (C_2H_5OH), фреона 112 ($C_2F_2Cl_4$), цианоциклогексана ($C_6H_{11}CN$), циклогексанола ($C_6H_{11}OH$) и циклогексена (C_6H_{10}), и клатратные гидраты метана ($CH_4 \cdot 5.75H_2O$), ксенона ($Xe \cdot 6.2H_2O$) и тетрагидрофурана ($C_4H_8O \cdot 16H_2O$).

Теплопроводность $\kappa(T)$ твердых поликристаллических образцов была измерена на установке [1] при равновесной упругости пара в интервале от 2 К

до температуры стеклования стационарным методом теплового линейного потока.

На рис. 1 приведены экспериментальные данные $\kappa(T)$ для поликристаллических образцов ОС и КГ. В области низких температур $\kappa(T)$ увеличивается с ростом температуры, проходит через размытое “плато” в интервале $5 \div 10$ К и достигает размытого максимума выше $T = 30 \div 50$ К.

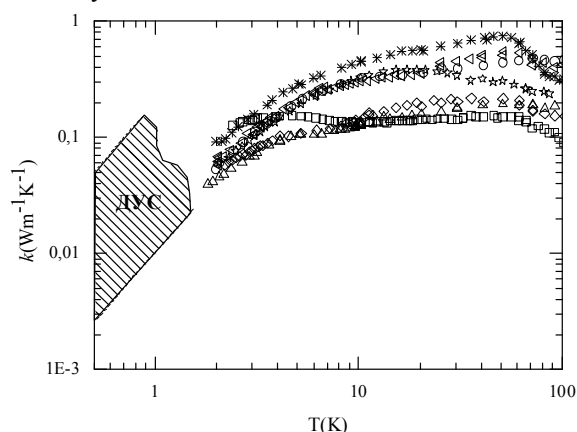


Рис. 1 Зависимость $\kappa(T)$ от температуры различных стеклоподобных кристаллов. Обозначение символов приведено в Таблице 1.

В результате исследований было обнаружено, что зависимость теплопроводности от температуры для данных стеклоподобных молекулярных поликристаллов необычно низка и имеет температурную зависимость, которая является характерной для аморфных тел. Теплопроводность $\kappa(T)$ слабо зависит как от типа молекулярного взаимодействия так и от молекулярного состава вещества, а главным фактором, определяющим такое поведение $\kappa(T)$, является наличие беспорядка в системе. $\kappa(T)$ с понижением температуры приближается к зависимости $\kappa(T) \approx 0.10 T^2 / (\bar{C} v)$ ($Вт м^{-1} К^{-1}$), где $\bar{C}$ — безразмерная постоянная связи фононов с двухуровневой

туннельной системой (ΔV_C) и v — средняя скорость звука. Для аморфных веществ и для некоторых разупорядочных веществ параметр $\bar{C} \approx 10^{-4} \div 10^{-3}$, что является универсальным низко-температурным поведением теплопроводности.

Поведение $\kappa(T)$ для данных веществ при низких температурах хорошо описывается феноменологической моделью мягких потенциалов (ММП) [6,7], а при высоких температурах — моделью Кахилла и Поля. $\kappa(T)$ можно представить как сумму двух вкладов:

$$\kappa(T) = \kappa_I(T) + \kappa_{II}(T),$$

где $\kappa_I(T)$ — вклад баллистических акустических фононов (феноменологическая ММП [6, 7]) и $\kappa_{II}(T)$ — вклад локальных фононных мод (феноменологическая модель Кахила–Поля [8]). Вклад $\kappa_I(T)$ определяется туннельными состояниями, классическими релаксаторами и мягкими квазигармоническими колебаниями, которые являются основными источниками резонансного рассеяния акустических фононов. Вклад $\kappa_{II}(T)$ становится доминирующим в области температур, больших энергии бозонного пика.

Таблица 1.

Вещество	W/k_B (K)	C 10^{-4}	v (m/c)	Символы на рис.
C_2H_5OH	4	8.8	1600	$\triangle$ - [2]
$C_2F_2Cl_4$	2.3	2.8	1200	$\square$ - [3]
$C_6H_{11}CN$	3.5	4.8	2100	$\diamond$ - [3]
$C_6H_{11}OH$	3.5	4.6	2200	[4]
C_6H_{10}	8.0	11	1600	$\star$
$CH_4 \bullet 5.75H_2O$	6.0	5.5	2000	$\triangleleft$ - [5]
$Xe \bullet 6.2H_2O$	5.0	4.7	1500	$\ast$ - [5]
$C_4H_8O \bullet 16H_2O$	6.2	5.8	1900	$\circ$ - [5]

Показано, что температурная зависимость теплопроводности стеклоподобных кристаллов при низких температурах проявляет универсальное поведение [3], предсказанное феноменологической моделью мягких потенциалов. На рис. 2 в приведенных координатах модели мягких потенциалов показаны экспериментальные данные в сравнении с предсказанием модели. Параметрами ММП являются W — характерная энергия ангармонического потенциала, $\bar{C}$ — безразмерная постоянная связывания фононов и ΔV_C , и v — средняя скорость звука.

Подтверждено предположение о том, что ангармонизм колебаний гостевых молекул является доминирующим фактором в процессах теплопереноса в стеклоподобных кристаллах.

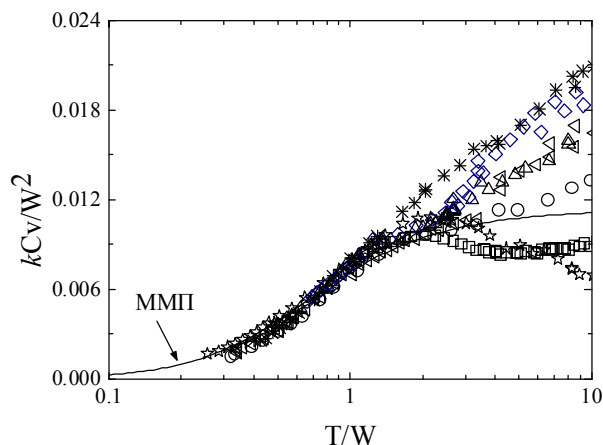


Рис. 2. Зависимость приведенной теплопроводности $\kappa(T)$ от приведенной температуры различных стеклоподобных кристаллов. Обозначения символов и значения параметров модели мягких потенциалов приведены в таблице 1.

Таким, образом, в результате комплексного анализа экспериментальных данных теплопроводности двух типов стеклоподобных молекулярных кристаллов — ориентационных стекол и кристаллических клатратных гидратов, показано, что температурная зависимость теплопроводности $\kappa(T)$ в этих веществах подобна зависимости теплопроводности аморфных веществ. Теплопроводность может быть описана суммой двух вкладов: $\kappa(T) = \kappa_I(T) + \kappa_{II}(T)$, где вклад $\kappa_I(T)$ соответствует переносу тепла долгоживущими акустическими возбуждениями, а вклад $\kappa_{II}(T)$ соответствует переносу тепла переносу тепла делокализованными колебательными возбуждениями (диффузонами). Показано, что вклад $\kappa_I(T)$ может быть хорошо описан универсальной кривой в рамках модели мягких потенциалов.

1. А.И. Кривчиков и др., Приборы и техника эксперимента, 153(2005).
2. A.I. Krivchikov et al. Phys. Rev. B 74, 060201(R) (2006).
3. I.V. Sharapova et al. Phys. Rev. B 81, 094205 (2010).
4. A.I. Krivchikov et al. Phys. Rev. B 85, 014206 (2012).
5. O.A. Korolyuk et al. ФНТ, 35, 380 (2009).
6. U. Buchenau et al. Phys. Rev. B 46, 2798 (1992).
7. D.A. Parshin, Phys. Rev. B 49, 9400 (1994).
8. D.G. Cahill and R.O. Pohl, Phys. Rev. B 35, 4067 (1987).

Гидродинамическая модель сверхтекучей жидкости во фрактальном пространстве

Ю.В. Лысогорский, Д.А. Таюрский

Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань 420018, Россия

Сложное поведение таких квантовых жидкостей, как жидкий ^4He и жидкий ^3He в нанопористых средах определяется влиянием случайно расположенного геометрического конфайнмента, а также существенным вкладом от поверхностных атомов. В данной работе было выдвинуто предположение, что для микроскопического описания динамики сверхтекучей жидкости в нанопористой среде может быть использовано фрактального уравнения Шредингера и предпринята попытка получить фрактальные уравнения двухжидкостной гидродинамической модели. В рамках данной модели возникают нелинейные уравнения колебаний давления и температуры (т.н. первый и второй звуки). Эти колебания оказываются связанными друг с другом. Связанность звуков должна линейно зависеть от температуры.

Жидкость из стабильных изотопов гелия ^4He при температуре ниже $T_\lambda = 2.17$ К является примером квантовой жидкости с сильными корреляциями между атомами. Присутствие наноразмерных примесей (например, нанопористая среда, аэрогели) оказывает существенное влияние на свойства такой жидкости [1, 2], т.к. ее характерная длина корреляций совпадает с размерами конфайнмента, и, также, образуется слой приповерхностных атомов.

Для теоретического описания ^4He в сверхтекучей фазе Ландау была предложена двухжидкостная гидродинамическая модель [3], которая позволила объяснить и предсказать ряд физических свойств сверхтекучего гелия, в частности, существование нескольких типов колебаний: колебания давления (первый звук) и колебания температуры (второй звук). В пренебрежении аномально малым коэффициентом температурного расширения гелия эти колебания остаются независимыми в объемном макроскопическом образце гелия. Однако, экспериментально было обнаружено «смешивание» первого и второго звука в сверхтекучем гелии, помещенном в аэрогель [4]. В работе [5] была предпринята попытка описать это явление с учетом фрактальности пространства нанопор и неэкстенсивности энергии и энтропии.

Известно, что, в формализме Фейнмана, динамика квантовой частицы может быть рассмотрена как движение по всем возможным траекториям с соответствующим комплексным коэффициентом. Траектории, в данном случае, аналогичны траекториям броуновского движения и имеют фрактальную размерность $\alpha=2$. На масштабах от 10 до 100 Å аэрогель обладает фрактальной массовой размерностью [6]. Длина волны Де Бройля при $T = 1$ К для атома гелия составляет около 10 Å, что соразмерно с характерными размерами фрактальной структуры, формирующей аэрогель. Таким образом, фейнмановские траектории, из-за влияния структуры аэрогеля, должны претерпеть изменения и их фрактальная размерность станет меньше 2, что напоминает явление диффузии в пористых средах (субдиффузия). В работе [7] было предложено обобщение фейнмановских интегралов по траекториям на случай произвольной фрактальной размерности траек-

торий α . Получающийся фрактальный Гамильтониан для одиночной частицы имеет вид

$$\hat{H}_\alpha = D_\alpha |\mathbf{p}|^\alpha + V(\mathbf{r}, t),$$

где D_α – некоторый обобщенный коэффициент, который можно представить через массу m и характерную скорость v_0 как $\alpha D_\alpha = v_0^{2-\alpha} m^{1-\alpha}$.

В данной работе было показано, что такая форма Гамильтониана приводит к нарушению галилеевской инвариантности [8]. Это указывает на существование выделенной системы отсчета, например, система отсчета, в которой нанопористая среда покоится.

Используя представления Гейзенберга, можно получить динамические уравнения для операторов $\hat{\mathbf{r}}$ и $\hat{\mathbf{p}}$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{p}} &= \alpha D_\alpha |\hat{\mathbf{p}}|^{\alpha-2} \hat{\mathbf{p}}, \\ \frac{d\hat{\mathbf{r}}}{dt} &= -\frac{\alpha(\alpha-1)D_\alpha}{(\alpha D_\alpha)^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} |\hat{\mathbf{p}}|^{\frac{\alpha-1}{\alpha}}} \hat{\mathbf{p}} V(\mathbf{r}). \end{aligned}$$

Из этих уравнений может быть выведена фрактальная двухжидкостная гидродинамическая модель. Получаемые из этой модели нелинейные уравнения колебаний давления и температуры оказываются связанными. Коэффициент пропорциональности между амплитудой колебаний давления и температуры линейно зависит от температуры, что может быть проверено на эксперименте.

Работа выполнена при поддержке ФЦП "Кадры", госконтракт N 02.740.11.0797.

1. V.V. Naletov, M.S. Tagirov, D.A. Tayurskii, Low Temp. Phys., **28**, 431–448 (2002).
2. K. Matsumoto, H. Tsuboya, K. Yoshino, et al., J. of Low Temp. Phys. **148**, 615–620 (2007)
3. D. Tilley and J. Tilley, Superfluidity and superconductivity - Moscow: Mir, 1990
4. M.J. McKenna, T. Slawcki, and J.D. Maynard, Phys.Rev. Lett., **66** 1878 (1991)
5. D.A. Tayurskii, Y.V. Lysogorskii, J. of Low Temp. Phys. **158**, 237–243, (2009)
6. J. Porto and J.M. Parpia Phys. Rev. B **59** 14583 (1999).
7. N. Laskin, Phys. Rev. E. **66**, 56108 (2002).
8. D. Tayurskii, Y. Lysogorskiy, Chinese Science Bulletin **56** 3617–3622 (2011).

Исследование флуктуаций в Бозе-газе

А.В. Петрова, О.В. Недопекин, Д.А. Таюрский

Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань 420008, Россия

На основе канонического ансамбля, предлагается простая схема учёта флуктуаций в форме Гаусса в конечной системе идеального Бозе-газа. В рамках схемы было исследовано влияние флуктуаций на распределение частиц в Бозе-газе в двух случаях: с учетом числа частиц в основном состоянии и без этого предположения. Был определен характер изменения распределения Бозе–Эйнштейна в зависимости от температуры, а также от параметра флуктуаций. Была получена зависимость температуры конденсации от параметра флуктуаций.

Настоящая работа посвящена исследованию флуктуаций в квантовой системе, подчиняющейся статистике Бозе–Эйнштейна. Бозе-конденсат давно находится в сфере повышенного интереса исследователей. Он, прежде всего, притягивает внимание в связи с проблемами сверхпроводимости и сверхтекучести. Сравнительно недавно возникла новая волна интереса к исследованию Бозе-конденсата, в связи с проведением успешных экспериментов по охлаждению атомов до рекордно низких температур порядка 10^{-7} К [1]. При таких температурах удаётся получать Бозе-конденсат атомов при небольших их концентрациях. Экспериментальные возможности обнаружения нескольких и даже одного атома, заключённых в магнитной или оптической ловушке, с высокой точностью открывает новые перспективы для изучения корреляций и флуктуаций в атомных и молекулярных газах на мезоскопическом уровне. Между тем с теоретической точки зрения ситуацию с описанием флуктуаций ещё нельзя считать вполне удовлетворительной. Разумно предположить, что место физики флуктуаций в будущем станет ещё более значительным. При слишком низких температурах или при слишком быстром изменении величины, флуктуации нельзя рассматривать термодинамически, и на первый план выступают чисто квантовые флуктуации [2]. Квантовые системы, такие как Бозе-газы, обладают малым размером, поэтому флуктуации в них играют существенную роль.

В настоящей работе, основываясь на каноническом ансамбле [3], предложена простая схема учёта тепловых флуктуаций в Бозе-газе с использованием гауссова приближения для распределения флуктуаций. Ниже записано выражение для полного числа частиц системы в виде свёртки функции, учитывающей флуктуации, в форме Гаусса и распределения Бозе–Эйнштейна для случая N частиц, заключённых в ящике объёма V в трёхмерном пространстве:

$$N = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{f(x-\varepsilon)}{\exp\left(\frac{x-\mu}{kT}\right) - 1} dx g(\varepsilon) d\varepsilon,$$

где функция Гаусса представляет плотность вероятности флуктуаций с дисперсией σ^2 , и средним значением энергии ε и определяется следующим образом:

$$f(x-\varepsilon) = \frac{1}{\sigma \sqrt{\frac{\pi}{2} \left(1 + \operatorname{erf}\left[\frac{\varepsilon}{\sigma\sqrt{2}}\right]\right)}} \exp\left[-\frac{(x-\varepsilon)^2}{2\sigma^2}\right]$$

Функция плотности состояний в трёхмерном случае имеет следующий вид:

$$g(\varepsilon) = \frac{V}{(2\pi)^3} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{\varepsilon}$$

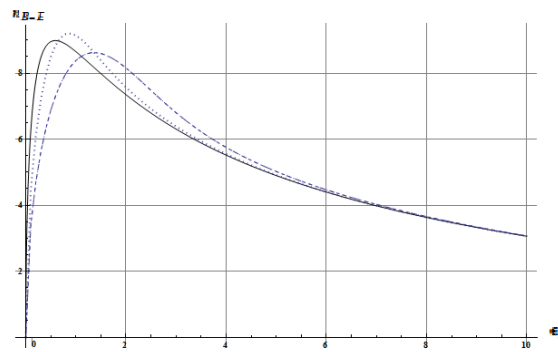


Рис. 1. Модифицированное распределение числа частиц по энергии в зависимости от параметра флуктуаций. Сплошная чёрная линия показывает распределение Бозе–Эйнштейна без учёта флуктуаций. Сплошная и штрих-пунктирные линии показывают распределение Бозе–Эйнштейна при $\sigma = 0,1, 0,5, 1,0$, соответственно ($N = 100, T = 15\varepsilon_0$).

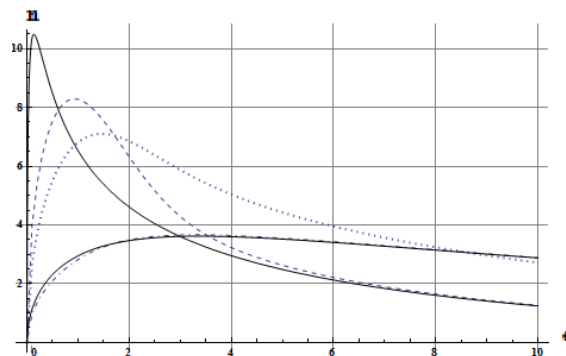


Рис. 2. Распределение числа частиц по энергии в зависимости от температуры T . Верхняя и нижняя сплошные линии показывают обычное распределение Бозе–Эйнштейна при температурах $T = 8\varepsilon_0$ и

$T = 20\varepsilon_0$, соответственно. Пунктирная, точечная и штрих-пунктирные линии показывают модифицированные распределения при температурах $8\varepsilon_0, 14\varepsilon_0, 20\varepsilon_0$, соответственно ($N = 100, \sigma = 1$).

Выше представлены графики зависимости от энергии модифицированного (с учётом флуктуаций) распределения числа частиц для различных значений параметра флуктуаций σ и T (рис. 1, 2 соответственно).

Хотелось бы отметить, что все энергетические параметры (температура, параметр флуктуаций) выражены через единицы энергии $\varepsilon_0 = (4\pi^2 / V)^{2/3} \times (\hbar^2 / 2m)$ и безразмерны.

Также, была получена зависимость температуры конденсации от параметра флуктуаций.

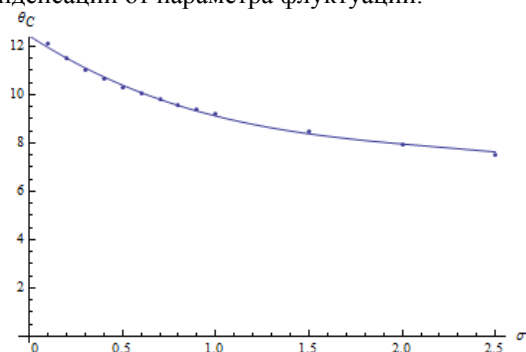


Рис. 3. Сплошная линия показывает зависимость температуры конденсации от параметра флуктуаций σ .

Температура конденсации T_c связана с параметром θ с помощью следующего соотношения:

$$T_c = \frac{\varepsilon_0 * \theta}{k_b}$$

Значение температуры конденсации, полученное в рамках модели для $\sigma=0$, равняется 3.11 К. Оно сравнимо с теоретически рассчитанным значением температуры перехода для ^4He 3.07 К с учётом неэкстенсивности [4].

Показано, что учет флуктуаций приводит к изменению поведения Бозе-газа, особенно в случае низких температур, а также влияет на температуру конденсации. Таким образом, предложенная методика может быть полезной при учёте флуктуаций в системах конечного размера.

1. Ya.A. Avetsyan, E.D. Trifonov J. of Experimental and Theoretical Physics., **130** (2006)
2. V.I. Yukalov Laser Physics Letters **1** (2004)
3. L.D. Landau, E.M. Lifshitz and L.P. Pitaevskii. Statistical physics **5** (2005)
4. Q.A. Wang, M. Pezeril, A.Le Mehaute Physica A **278** (2000)

Об использовании кварцевого камертона в качестве термометра в рефрижераторе растворения

С.Т. Болдарев, Р.Б. Гусев, С.И. Данилин, А.Я. Паршин

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334, Россия

Измерены температурные зависимости резонансной частоты и ширины резонанса кварцевого резонатора камертонного типа, расположенного непосредственно в камере растворения рефрижератора, с целью проверки возможности его использования в качестве вторичного термометра в таких условиях. Измерения были проведены как в верхней, так и в нижней фазе расслоившегося раствора ^3He в ^4He в области температур 15–350 мК. Полученные зависимости говорят о том, что параметры резонаторов зависят не только от температуры, что делает проблематичным их использование для термометрии в камере растворения криостата.

При исследовании свойств жидких ^3He и ^4He , а также их растворов, широкое применение находят кварцевые камертоны — quartz tuning fork. В чистых ^3He , ^4He и в слабых растворах ^3He в ^4He их используют в качестве быстрых и точных детекторов температуры и давления. Главным достоинством кварцевых камертонов по сравнению с термометрами сопротивления является их нечувствительность к электромагнитным наводкам.

Особенности работы кварцевых камертонов в чистых ^3He и ^4He , а также в слабых растворах ^3He в ^4He ранее исследованы в [1–3]. Параметры резонатора зависят от свойств окружающей среды, в основном от вязкости η и плотности ρ . Ширина резонанса пропорциональна величине $\rho\delta$, где $\delta = \sqrt{2\eta/\rho\omega}$ — вязкая глубина проникновения, а сдвиг резонансной частоты — присоединённой массе жидкости, зависящей от её плотности, геометрии резонатора и глубины проникновения. В работе [1] отмечается, что температурные зависимости резонансных параметров для кварцевых камертонов в вакууме, принадлежащих к одной и той же серии, могут заметно отличаться друг от друга. По этой причине необходимо проводить калибровку каждого конкретного кварцевого камертона, после чего его можно использовать как датчик давления или вторичный термометр. Сильная зависимость вязкости ^3He и растворов ^3He в ^4He от температуры ниже 100 мК обеспечивает достаточную чувствительность такого термометра.

Технически удобно расположить кварцевый камертон непосредственно в камере растворения рефрижератора, потому что это не требует изготовления дополнительных ячеек, заполненных гелием. Однако, только в работе [1] кварцевый камертон был использован как сенсор в камере растворения. В этой работе приводится график зависимости ширины резонанса такого кварцевого камертона от времени в течение процесса охлаждения криостата, но какой-либо анализ этих данных отсутствует. В связи с этим представляется интересным проверить возможность использования кварцевого камертона как вторичного термометра, расположенного непосредственно в камере растворения рефрижератора, что и составляло цель данной работы.

Были проведены две серии экспериментов. В первой из них кварцевый камертон располагался в верхней (концентрированной) фазе расслоившегося раствора в камере растворения криостата, во второй — в нижней (разбавленной) фазе. На рисунке 1 показано расположение измерительных элементов внутри камеры растворения. Кварцевый камертон 1 с удалённым металлическим чехлом показан в положении, использовавшемся в первой серии экспериментов.

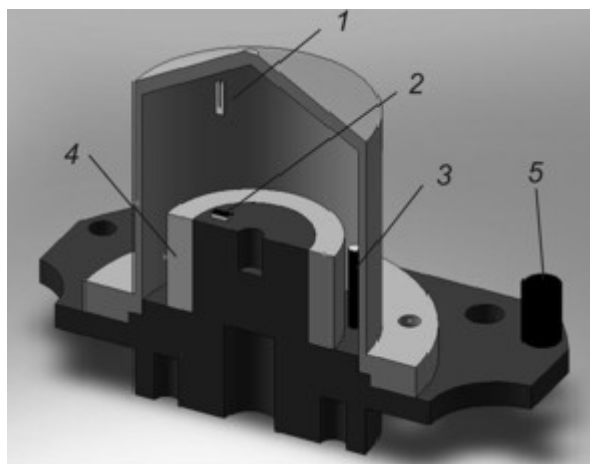


Рис. 1. Камера растворения криостата. 1 – кварцевый камертон; 2 – термометр сопротивления; 3 – внутренний нагреватель; 4 – теплообменник из спечённого серебра; 5 – наружный нагреватель.

Для определения резонансной частоты и ширины резонанса камертона, вообще говоря, необходимо измерять его амплитудно-частотную характеристику в широком диапазоне частот. Но типичное время, затрачиваемое на одно такое измерение, составляло не менее 10 минут, что представляло существенное неудобство. Однако, на основании многочисленных данных [1–3] можно заключить, что резонансные кривые камертона имеют лоренцеву форму. Пользуясь этим, можно, измерив две компоненты сигнала при одной частоте возбуждающего напряжения, определить резонансную частоту и ширину резонанса. Это позволяет непрерывно следить за резонансными характеристиками камертона в процессе работы криостата, время от времени

записывая спектр полностью для корректировки рабочей частоты.

При измерениях в верхней фазе раствора была обнаружена зависимость резонансных характеристик не только от температуры, но также и от направления и скорости изменения температуры, расположения камертона относительно границы раздела фаз. Помимо этого в системе иногда возникали спонтанные колебания, при которых параметры среды менялись периодически с характерным временем в десятки секунд. Были проведены также эксперименты, в которых в камере растворения подавались кратковременные импульсы тепла. Вопреки ожиданиям, при выделении тепла ширина линии увеличивалась, что противоречило температурной зависимости вязкости верхней фазы.

Причина такого аномального поведения резонатора может быть связана с наличием сверхтекучей плёнки нижней фазы, покрывающей все поверхности внутри камеры растворения, находящиеся выше границы расслоения [4], в том числе и поверхность резонатора. На гладкой поверхности ширина плёнки имеет толщину 20–30 нм. Но характерный размер шероховатости поверхности кварцевого камертона составляет несколько микрометров (рисунок в [3]). Учитывая значения коэффициента поверхностного натяжения на границе плёнки и верхней фазы [5], можно заключить, что толщина плёнки сравнима с размером шероховатости поверхности камертона, а значит и с вязкой глубиной проникновения, составляющей от 1,5 до 15 мкм в интересующем диапазоне температур. По этой причине влияние плёнки оказывается весьма значительным. В работе предложена модель, хорошо описывающая зависимость резонансных параметров от толщины плёнки. При возникновении градиентов температуры в камере растворения может начаться перетекание сверхтекучей компоненты по плёнке, которое в некоторых случаях [4] сопровождается автоколебаниями. По-видимому, колебания именно такого типа наблюдались в наших экспериментах.

Общий вид зависимостей ширины резонанса и резонансной частоты от температуры в нижней фазе (рис. 2) позволяет заключить, что в этой фазе резонансные параметры камертона пригодны для грубого определения температуры. Тем не менее, в области температур от 75 до 140 мК наблюдался систематический сдвиг в ширинах резонансных кривых, который может быть связан с разными градиентами температуры в рассматриваемых процессах. Множественные пики на кривой $\Delta(T)$ выше 100 мК, вероятнее всего, связаны с резонансами второго звука, подобными наблюдавшимся в работе [2]. Результаты, представленные кривыми 1 на рис. 2, получены в разовом режиме работы криостата. На зависимости $\Delta(T)$ кривой 1 присутствуют резкие пики, возникающие, как было выяснено,

при определённых положениях границы раздела фаз. Их появление не зависело от температуры в камере растворения. Эти пики представляют собой резонансы первого звука в нижней фазе расслоившегося раствора.

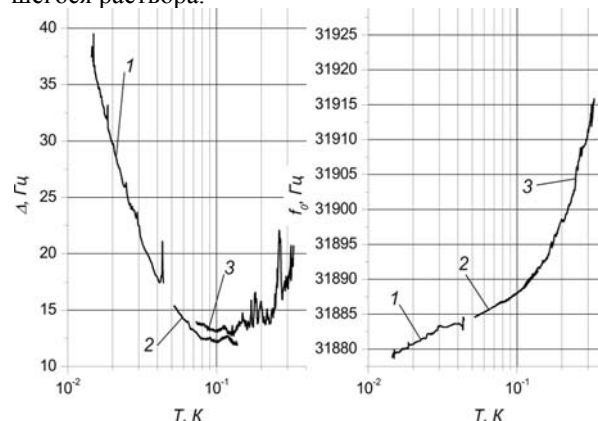


Рис. 2. Зависимость ширины резонанса и резонансной частоты от температуры в разбавленной фазе. Цифрами обозначены зависимости, полученные при разных режимах работы криостата.

Таким образом, измерения резонансных характеристик кварцевого камертона, размещенного непосредственно в хладагенте рефрижератора растворения, выявили ряд отклонений от ожидавшейся плавной температурной зависимости частоты и ширины резонанса, обусловленной изменениями вязкости и плотности окружающей камертон среды. При размещении камертона в различных фазах жидкости камеры растворения отклонения носили различный характер, но в обоих случаях обнаруживали корреляцию с геометрическими и тепловыми характеристиками прибора и эксперимента. В связи с этим использование неизолированного от хладагента кварцевого камертона в качестве термометра камеры растворения представляется нецелесообразным.

1. Blaauwgeers R., Blazkova M., Clovecko M. et al., J. Low Temp. Phys., **146**, 537 (2007).
2. Salmela A., Tuoriniemi J., Pentti E. et al., J. Phys.: Conf. ser., **150**, 012040 (2009).
3. Blazkova M., Clovecko M., Eltzov V.B. et al., J. Low Temp. Phys., **150**, 525 (2008).
4. Пешков В.П., Письма в ЖЭТФ, Т. 21, Вып. 6, С. 356 (1975).
5. Есельсон Б.Н., Иванцов В.Г., Коваль В.А. и др. Свойства жидкого и твердого гелия. Растворы ^3He - ^4He . М.: Наука (1973).

Фазовая диаграмма сверхтекучего ^3He в «упорядоченном» аэрогеле

Р.Ш. Асхадуллин¹, В.В. Дмитриев², Д.А. Краснихин², П.Н. Мартынов¹, А.А. Осипов¹, А.А. Сенин²,
А.Н. Юдин²

¹ Физико-энергетический институт им. А. И. Лейпунского, Обнинск 249033, Россия

² Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334, Россия

Методами ядерного магнитного резонанса проведены исследования жидкого ^3He в новом типе аэрогеля на основе оксида алюминия. Принципиальное отличие этого аэрогеля от стандартного кремниевого аэрогеля заключается в том, что составляющие его нити ориентированы вдоль одного направления. Исследованы свойства обнаруженных сверхтекучих фаз и проведена их предварительная идентификация.

Асимметрия объема заполненного сверхтекучим ^3He может влиять на вид сверхтекучего параметра порядка. Например в случае ограниченной геометрии, границы контейнера могут подавлять некоторые компоненты параметра порядка сверхтекучих фаз. Это искажение сохраняется на расстоянии порядка корреляционной длины. В результате, в условиях ограниченной геометрии могут, в принципе, наблюдаться сверхтекучие фазы, которые не реализуются в объемном ^3He [1]. Например, недавно было обнаружено, что в тонких пленках или узких щелях наблюдается В фаза с сильным планарным искажением [2]. Другая возможность внести асимметрию в ^3He — это использовать анизотропный аэрогель. Установлено, что сверхтекучие фазы ^3He в обычном кремниевом высокопористом аэрогеле (А-подобная и В-подобная) имеют тот же параметр порядка, что и соответствующие фазы (А и В) объемного ^3He . В этом случае анизотропия аэрогеля влияет только на ориентацию и пространственное распределение параметра порядка. В случае сильной анизотропии типа «растяжение» теория предсказывает возможность полярной сверхтекучей фазы, которая в объемном ^3He не реализуется [3]. Однако, получить сильную анизотропию такого типа в обычном аэрогеле сложно из-за его хрупкости.

В наших экспериментах с ^3He мы использовали принципиально новый тип аэрогеля. Этот аэрогель состоит из нитей оксида алюминия, причем эти нити ориентированы вдоль одного направления на макроскопических расстояниях (~2–3 мм) [4]. Таким образом, этот аэрогель соответствует практически бесконечно растянутому обычному аэрогелю. Эксперименты проводились с помощью методов непрерывного и импульсного ядерного магнитного резонанса. Обнаружено, что при охлаждении в область температур порядка 1 мК ^3He в аэрогеле переходит в сверхтекучее состояние во всем диапазоне использованных давлений (0–29.3 бар). Оказалось, что в зависимости от условий и предыстории, наблюдаются три разные сверхтекучие фазы: две высокотемпературные и одна низкотемпературная (НТ фаза). На основании результатов экспериментов составлена фазовая диаграмма сверхтекучих фаз (Рис.1) и обнаружено, что эти фазы отличаются по свойствам от случаев

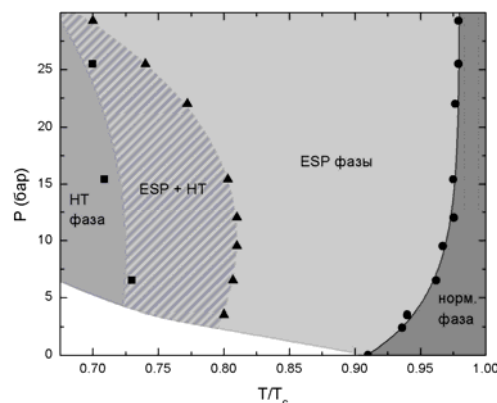


Рис. 1. Фазовая диаграмма жидкого ^3He в «упорядоченном» аэрогеле. Температура нормирована на температуру сверхтекучего перехода в объемном ^3He .

объемного ^3He или ^3He в обычном кремниевом аэрогеле. Установлено, что высокотемпературные фазы принадлежат к семейству так называемых Equal Spin Pairing (ESP) фаз. Эти фазы, названные ESP1 и ESP2 фазами, имеют качественно схожие свойства, но отличаются по количественным характеристикам. Анализ результатов показал, что их параметр порядка соответствует параметру порядка объемного ^3He -А с сильным полярным искажением, причем параметры этого искажения у них различны и зависят от температуры и давления, а сам параметр порядка находится в двумерном состоянии Ларкина–Имри–Ма. Получены также указания на то, что при низких давлениях фаза ESP1 в некоторой области температур вблизи температуры сверхтекучего перехода может соответствовать пространственно однородной полярной фазе [5]. Низкотемпературная же фаза является, по всей видимости, фазой Бальяна–Вертхамера с полярным искажением.

1. G. Barton and M.A. Moore, J. of Low Temp. Phys. **21**, 75 (1975).
2. L.V. Levitin, R.C. Benett, A.J. Casey, et al., J. of Low Temp. Phys. **158**, 159 (2010).
3. K. Aoyama and R. Ikeda, Phys. Rev. **B 73**, 060504 (2006).
4. R.Sh. Askhadullin, P.N. Martynov, P.A. Yudintsev et al., J. Phys.: Conf. Ser. **98**, 072012 (2008).
5. R.Sh. Askhadullin, V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin et al., Письма в ЖЭТФ **95**, 355 (2012).

Влияние дополнительной анизотропии типа «сжатие» на сверхтекучесть ^3He в «упорядоченном» аэрогеле

Р.Ш. Асхадуллин¹, В.В. Дмитриев², Е.Е. Ефименко², Д.А. Краснихин², П.Н. Мартынов¹, А.А. Осипов¹,
А.А. Сенин², А.Н. Юдин²

¹ Физико-энергетический институт им. А. И. Лейпунского, Обнинск 249033, Россия

² Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334, Россия

Методами ядерного магнитного резонанса проведены исследования свойств жидкого ^3He в «упорядоченном» аэрогеле с дополнительно внесенной анизотропией, которая была создана путем сжатия образца в поперечном нитям аэрогеля направлении. Обнаруженные свойства ^3He не соответствуют ранее изученным фазам получаемым в «упорядоченном» аэрогеле. Для идентификации получаемых фаз будут проведены дополнительные экспериментальные исследования.

В наших экспериментах с ^3He мы использовали принципиально новый тип аэрогеля. Этот аэрогель состоит из нитей оксида алюминия, причем эти нити ориентированы вдоль одного направления на макроскопических расстояниях (~2–3 мм) [1]. Таким образом, этот аэрогель соответствует практически бесконечно растянутому обычному (кремниевому) аэрогелю. Ранее было установлено [2], что в данном аэрогеле реализуются несколько сверхтекучих фаз ^3He . Особый интерес представляют высокотемпературные фазы принадлежащие к семейству так называемых Equal Spin Pairing (ESP) фаз. Анализ результатов показал, что параметр порядка этих фаз соответствует параметру порядка объемного $^3\text{He-A}$ с сильным полярным искажением, причем параметры этого искажения зависят от температуры и давления, а сам параметр порядка находится в двумерном состоянии Ларкина–Имри–Ма.

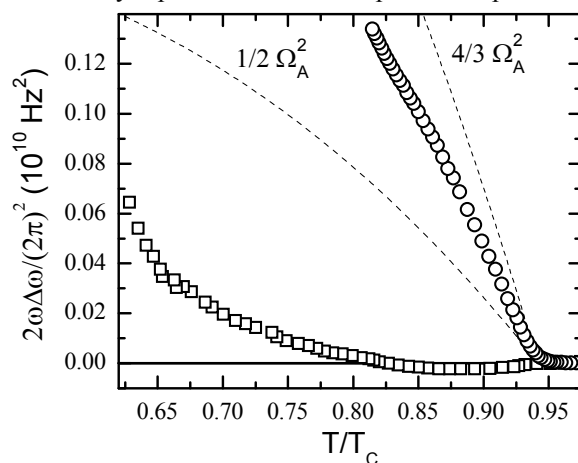


Рис. 1. Температурная зависимость сдвига частоты ЯМР для ^3He в сжатом «упорядоченном» аэрогеле при ориентации внешнего магнитного поля вдоль нитей аэрогеля (кружки) и в перпендикулярном направлении (квадратики) при давлении 6,5 бар. Температура нормирована на температуру сверхтекучего перехода в объемном ^3He .

Для точной идентификации фаз в дальнейших экспериментах нами было решено внести дополнительную анизотропию в систему сжав аэрогель в направлении перпендикулярном нитям. Дело в том, что качественно свойства ЯМР сверхтекучего ^3He в двумерном состоянии Ларкина–Имри–Ма и полярной фазе [3] эквивалентны и различаются лишь ко-

личественно. Например, сдвиг частоты непрерывного ЯМР от ларморовской в двумерном состоянии Ларкина–Имри–Ма при ориентации магнитного поля вдоль оси анизотропии составляет $\Omega_A^2/4\omega$, а в полярной фазе $2\Omega_A^2/3\omega$, где Ω_A — легеттовская частота для параметра порядка Андерсона–Бринкмана–Морея (АБМ). Для оценок мы использовали значения Ω_A для объемной А фазы (пунктирные линии на рис.1), реальное значение данной величины в аэрогеле неизвестно, но оно должно быть меньше. Реально получаемые значения сдвига лежат между двумя приведенными величинами (кружки на рис. 1) и соответствуют двумерному состоянию Ларкина–Имри–Ма фазы АБМ с полярным искажением, однако возможно, в действительности соответствуют полярной фазе.

При наличии дополнительной анизотропии, как ожидалось, двумерное состояние Ларкина–Имри–Ма уже не сможет реализоваться или будет иметь выделенную ось анизотропии. Полученное в такой геометрии фазовое состояние ^3He должно иметь принципиальное отличие, отражающееся в свойствах ЯМР. И такое отличие действительно имело место в проведенных нами экспериментах — при ориентации внешнего магнитного поля перпендикулярно нитям аэрогеля наблюдался положительный сдвиг частоты ЯМР при понижении температуры, в то время как в двумерном состоянии Ларкина–Имри–Ма сдвиг отсутствует.

Для более детального исследования и точной идентификации полученного в данной работе фазового состояния будут проведены дополнительные эксперименты методами непрерывного и импульсного ЯМР.

Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки России (договор № 16.120.11.3532-МК) и РФФИ (грант № 11-02-12069).

1. R.Sh. Askhadullin, P.N. Martynov, P.A. Yuditsev et al., J. Phys.: Conf. Ser. **98**, 072012 (2008).
2. R.Sh. Askhadullin, V.V. Dmitriev, D.A. Krasnikhin et al., Письма в ЖЭТФ **95**, 355 (2012).
3. K. Aoyama and R. Ikeda, Phys. Rev. **B 73**, 060504 (2006).

Вторичная сверхтекучесть

Л.А. Мельниковский

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334

В движущемся сверхтекучем гелии-4 при достаточно низкой температуре возможен второй сверхтекучий переход — бозе-эйнштейновская конденсация ротонов. Получающееся состояние обладает рядом интересных свойств.

Возникновение сверхструктуры в конденсированных средах обычно ассоциируется с сужением группы пространственной симметрии — появлением сверхрешетки. В более широком смысле можно говорить о сверхструктуре всегда, когда понижается симметрия (уже упорядоченной) системы. Среди известных примеров магнетики и сверхпроводники. В этой классификации рядом оказываются сверхтекучие смеси [1], характеризующиеся двукратным нарушением калибровочной симметрии. В определенном смысле аналогичное явление (особенно активно обсуждаемое в последнее десятилетие) — сверхтекучесть кристалла [2]. Это (как и сверхпроводимость) нарушение калибровочной симметрии в системе с нарушенной трансляционной симметрией. Такой кристалл должен был бы обладать, с первого взгляда, противоречивыми свойствами: быть твердым и сверхтекучим одновременно. Интересно отметить, что это «однокомпонентная» система: за кристаллический и сверхтекучий порядки «отвечают» одни и те же атомы (в сверхпроводнике по-другому!).

Сверхтекучий кристалл можно рассматривать как результат возникновения когерентного конденсата нулевых вакансий. Похожий механизм обсуждался [3] в связи с возможностью бозе-эйнштейновской конденсации ротонов в сверхтекучем гелии-4: их энергию можно обратить в ноль критическим (нарушающим критерий Ландау) сверхтекучим противотоком. Если же энергетический спектр системы не имеет нулей, то, вообще говоря, традиционная равновесная бозе-эйнштейновская конденсация квазичастиц невозможна. Это связано с тем, что их число не сохраняется и само определяется условиями термодинамического равновесия. Можно [4] показать, однако, что при достаточно низкой температуре в газе движущихся ротонов выполняется приближенный закон сохранения ротонов: тепловое равновесие устанавливается гораздо быстрее чем релаксирует их число. В этих условиях возможна конденсация квазичастиц на фоне конденсата атомов гелия, иными словами «вторичная» сверхтекучесть. Нарушение калибровочной симметрии в такой (исходно однокомпонентной) системе происходит дважды.

Легко понять причину возникновения (приближенного) запрета на изменение числа ротонов. Для выполнения законов сохранения энергии и импульса в превращении двух ротонов в один ротон и фонон необходимо удовлетворить жестким условиям (см. рис. 1) на угол между импульсами сталкиваю-

щихся ротонов. При достаточно низкой температуре доля ротонов, удовлетворяющих этим условиям, экспоненциально мала. Заметим, что для упругого рассеяния (без изменения числа ротонов) такого запрета нет, поэтому установление теплового равновесия в ротонном газе не подавлено. Вычисления подтверждают, что с логарифмической точностью тепловое равновесие устанавливается быстрее в $\exp(\nu P_0/T)$ раз чем релаксирует число ротонов. Здесь ν — скорость ротонного газа, P_0 — импульс ротонов, а T — температура.

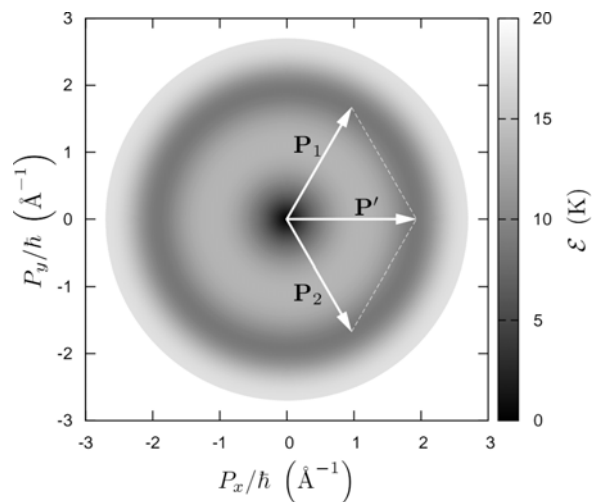


Рис. 1. Спектр возбуждений сверхтекучего гелия-4. Темное кольцо (сферический слой в трехмерном пространстве) соответствует ротонам. Превращение двух ротонов с импульсами $\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{P}_2$ в один с моментом $\mathbf{P}'$ невозможно если угол между сталкивающимися ротонами меньше $2\pi/3$. На рисунке не изображен фон (с малым импульсом), уносящий лишнюю энергию.

Отметим, что кроме двукратного нарушения калибровочной симметрии в таком состоянии нарушена и трансляционная инвариантность, фактически система является одномерным сверхтекучим кристаллом. Это связано с тем, что конденсация ротонов происходит в состоянии с определенным ненулевым моментом.

1. А.Ф. Андреев, И.М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **29**, 1107 (1969).
2. А.Ф. Андреев, Е.П. Башкин, *ЖЭТФ* **69**, 319 (1975).
3. С.В. Иорданский, Л.П. Питаевский, *УФН* **131**, 293 (1980).
4. L.A. Melnikovsky, *Phys.Rev.* **B84**, 024525 (2011).

Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца на поверхности сверхтекучего гелия

Л.В. Абдурахимов¹, А.А. Левченко¹, И.А. Ремизов¹, И.М. Халатников²

¹ Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, 142432, Россия

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

При мощности теплового потока под поверхностью сверхтекучего гелия выше порогового значения $7 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$ на поверхности наблюдаются колебания с характерными частотами около 200 Гц. Пороговое значение мощности почти в десять раз меньше теоретической оценки [3] и растет с понижением температуры.

В работе Коршунова С.Е. [1] было отмечено, что возможная причина потери устойчивости поверхностью сверхтекучего гелия в экспериментах Olsen J.L. [2] заключается в формировании неустойчивости типа Кельвина–Гельмгольца.

В присутствии тепловой нагрузки спектр поверхностных колебаний модифицируется и записывается в виде

$$\omega^2 = g \kappa + \sigma / \rho \kappa^3 - \rho_n / \rho_s * (V_n \kappa)^2,$$

где V_n — скорость нормальной компоненты, κ — волновой вектор, g — ускорение свободного падения, σ — поверхностное натяжение, ρ_n , ρ_s — плотность нормальной и сверхтекучей компонент. Как видно из структуры уравнения при некоторых значениях V_n квадрат частоты становится отрицательным, что означает потерю устойчивости поверхности.

В работе [3] показано, что поверхность сверхтекучего гелия теряет устойчивость, когда разность скоростей нормальной и сверхтекучей фаз превышает пороговое значение. С учетом вязкости нормальной компоненты пороговое значение разности скоростей нормальной и сверхтекучей компонент равно

$$w_c \equiv \left[\frac{2(\rho g \sigma)^{1/2}}{\rho_s} \right]^{1/2} = \left(\frac{\rho_n}{\rho} \right)^{1/2} w_{c0}$$

Регистрация поверхностных колебаний проводилась оптической методикой описанной в [4]. Лазерный луч отражается от поверхности жидкого гелия. Мощность отраженного луча зависит от угла падения. Поэтому по измерениям временных вариаций мощности $P(t)$ можно судить о характере волновых процессов, происходящих на поверхности. Размер лазерного луча на поверхности составляет несколько миллиметров. Эксперименты выполнялись в открытой ячейке с размерами 16x25 мм и глубиной 5 мм, заполненной сверхтекучим гелием. Тепловой поток создавался пленочным нагревателем напыленным на кварцевую подложку с размерами 5x25 мм и толщиной 0.5 мм. Напыление выполняли на установке ВУП-5 из сплава олово-медь.

Оказалось, что при мощностях выше некоторого критического значения наблюдается переход поверхности сверхтекучего гелия из плоского в нестационарное состояние. Нестабильность возникла при мощностях выше $7 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$ при темпе-

ратуре $T=1.8 \text{ К}$. На поверхности возникали колебания с угловыми амплитудами, превосходящими 0.2. При меньших уровнях накачки поверхность оставалась плоской. Пороговое значение мощности зависит от температуры.

На рис. 1 приведена зависимость пороговой мощности от температуры.

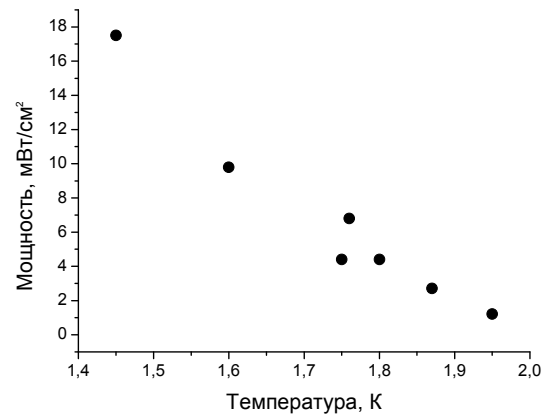


Рис. 1. Зависимость пороговой мощности от температуры.

В нестационарном состоянии при умеренных мощностях поверхность колеблется с характерной частотой около 200 Гц. При повышении мощности на поверхности развиваются дополнительные колебания на частоте около 100 Гц. Температурная зависимость пороговой мощности качественно согласуется с предсказанием теоретической модели. Однако, как показывают оценки, полученные в наших экспериментах пороговые значения мощности почти на порядок меньше теоретических предсказаний [3].

1. J.L. Olsen, J.L. Temp. Phys. Vol. 61, 17, (1985)
2. S.E. Korshunov, Europhys. Lett. 16, 673, (1991)
3. S.E. Korshunov, arXiv:cond-mat/020337v3-19Apr 2002
4. М.Ю. Бражников, А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин, ПТЭ 6, 31 (2002)

Кинетическая и дискретная турбулентность на поверхности квантовой жидкости

Л.В. Абдурахимов, М.Ю. Бражников, А.А. Левченко, И.А. Ремизов, С.В. Филатов
Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, 142432, Россия

На поверхности сверхтекучего гелия при умеренной по амплитуде монохроматической накачке происходит переход турбулентного распределения в дискретный режим и наблюдается конденсация энергии в узком частотном диапазоне вблизи высокочастотного края инерционного интервала.

В условиях ограниченной геометрии спектр капиллярных волн из непрерывного становится дискретным, причем расстояние между резонансными модами возрастает с повышением частоты. Для случая монохроматического возбуждения поверхности жидкости турбулентный каскад состоит из гармоник, частота которых кратна частоте возбуждающей силы. Простые рассуждения для трехволновых процессов приводят к выводу, что при таком возбуждении поверхности система уравнений

$$\omega_1 \pm \omega_2 = \omega_3$$

$$\kappa_1 \pm \kappa_2 = \kappa_3.$$

решений не имеет [1, 2]. Однако, как показано в [3] это ограничение снимается, если учесть нелинейное уширение резонансных пиков. Тогда законы сохранения следует переписать в следующей форме

$$||\kappa_1|^{3/2} \pm |\kappa_2|^{3/2} - |\kappa_3|^{3/2}| < \delta,$$

$$\kappa_1 \pm \kappa_2 - \kappa_3 = 0,$$

где δ — характерная величина нелинейного уширения резонансного пика. Кроме того, следует принять во внимание, что для классической жидкости на высоких частотах дискретный спектр становится квазинепрерывным в силу вязкого уширения резонансных пиков.

В жидком водороде и гелии коэффициент кинематической вязкости в 10 и 100 раз соответственно меньше, чем в воде. Поэтому, условия дискретности могут играть существенную роль в переносе энергии по каскаду [4] на поверхностях этих жидкостей при монохроматическом возбуждении.

В выполненных исследованиях была использована методика [5], основанная на измерении изменений мощности лазерного луча, отражающегося от колеблющейся поверхности жидкости. Измерения проводились на оптических ячейках, расположенных в вакуумной полости гелиевого криостата.

При умеренной амплитуде монохроматической возбуждающей силы на турбулентном каскаде наблюдается новое явление — формирование хорошо выраженного локального максимума вблизи высокочастотного края инерционного интервала ω_b . При дальнейшем уменьшении амплитуды накачки локальный максимум сдвигается в сторону низких частот.

В случае возбуждения поверхности шумом локальный максимум не наблюдается. На рис. 2 приведено турбулентное распределение при возбуждении поверхности гелия шумом в полосе 60–130 Гц.

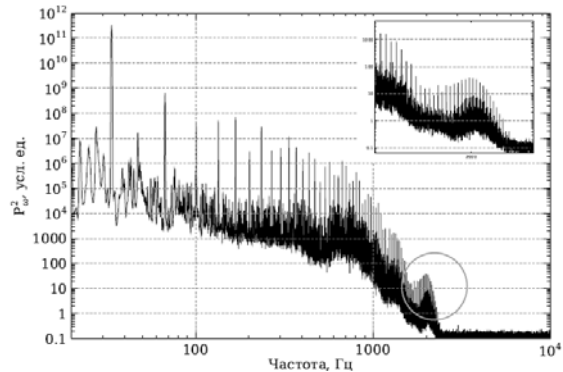


Рис. 1. Турбулентный спектр при накачке на частоте $\omega/2\pi = 34$ Гц. Локальный максимум виден в диссипативной области и на вставке в увеличенном масштабе

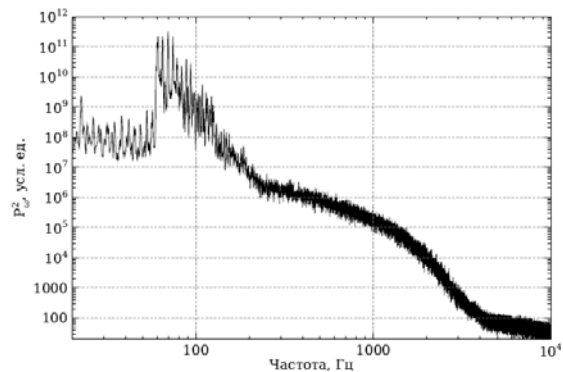


Рис. 2. Турбулентный каскад капиллярных волн при накачке шумом в полосе 60–130 Гц.

Амплитуда накачки подбиралась таким образом, чтобы край инерционного интервала находился на тех же частотах, что и на рис. 1. Видно, что этот спектр отличается качественно от спектра, полученного при гармонической накачке, он непрерывный и плавный.

Отметим общие особенности наблюдаемых экспериментальных результатов. Во-первых, локальный максимум формируется на высоких частотах вблизи края инерционного интервала. Во-вторых, форма и положение максимума зависят от частоты накачки ω_p и амплитуды возбуждающей волны.

Формирование локального максимума можно интерпретировать как накопление энергии в узком частотном диапазоне вблизи края инерционного интервала, где начинается переход от нелинейного распространения энергии по каскаду к вязкому затуханию. Возможной причиной такого накопления может быть наличие узкого горла, препятствующе-

го переносу энергии в диссипативный интервал. В работе [6] было показано, что, в принципе, недостаточная скорость диссипации энергии в силу вязкосных потерь может приводить к существенному изменению формы каскада на высоких частотах в инерционном интервале. Однако, судя по частотной и амплитудной зависимостям положения максимума, его формирование не связано с тривиальным влиянием вязкости. С другой стороны, мы имеем дело со слабо взаимодействующей нелинейной дискретной волновой системой, и как показано в работах [1, 2] можно ожидать влияние дискретности на взаимодействие волн. В более поздней работе [3] предлагается модель замороженной турбулентности, и показывается, что дискретность может приводить к осциллирующему турбулентному спектру в случае волн на поверхности с квадратными граничными условиями, когда пространство волновых векторов является двумерным. В наших экспериментах граничные условия цилиндрические, колебания поверхности описываются функциями Бесселя, а пространство волновых векторов является одномерным. Так как форма и размеры ячейки определяют плотность резонансных мод, мы выполнили некоторые оценки, чтобы понять влияние дискретности в спектрах на турбулентный каскад в наших экспериментах. Мы полагаем, что основная причина для формирования узкого горла и как следствие этого, для формирования максимума, заключается в явлении расстройки частот двух дискретных спектров, а именно: дискретного спектра поверхностных колебаний в ячейке конечных размеров и спектра гармоник турбулентного каскада. При возбуждении поверхности гармонической силой частота первого пика в турбулентном каскаде совпадает с частотой резонансной гармоники ω_r .

Для поверхностных волн в цилиндрической ячейке диаметром D расстояние между двумя ближайшими резонансами в частотном пространстве растет с повышением частоты

$$\Delta\omega \approx (3\pi/D) (\sigma/\rho)^{1/3} \omega^{1/3}$$

Уширение резонансного пика в силу вязкосных потерь растет с частотой

$$\delta\omega_v = 4\nu k_\omega^2 = 4\nu(\rho/\sigma)^{2/3} \omega^{4/3}$$

Уширение, обусловленное нелинейным транспортом энергии волн по турбулентному каскаду при монохроматической накачке уменьшается с ростом частоты и зависит от амплитуды накачки. $\delta\omega_{nl} \sim \omega^{-1/6}$. С увеличением амплитуды возбуждающей силы A нелинейность волн на фиксированной частоте возрастает. Поэтому можно записать

$$\delta\omega_{nl} \approx \varepsilon(A) \omega^{-1/6}$$

Очевидно, что расстройка по частоте может быть существенной, тогда когда уширение резонанса $\delta\omega$ мало по сравнению с расстоянием между резонансами $\Delta\omega$.

$$(4\nu(\rho/\sigma)^{2/3} \omega^{4/3} + \varepsilon(A) \omega^{-1/6}) / (3\pi/D)(\sigma/\rho)^{1/3} \omega^{1/3} < 1$$

Из оценок следует, что в наших экспериментах полное относительное уширение резонансного пика удовлетворяет этому условию в конечном частотном диапазоне вблизи высокочастотного края ω_b . В этом диапазоне реализуется дискретный режим капиллярной турбулентности.

Следуя логике работы [10] полагаем, что именно в этой области формируется узкое горло для потока энергии, что и определяет специфическую форму распределения P_ω^2 . При высоких амплитудах накачки (или на высоких частотах) относительное уширение больше единицы, система становится квазинепрерывной и реализуется кинетический режим турбулентности. Однако, на основании этого простого предположения невозможно точно рассчитать положение локального максимума и его форму. Необходимы подробные теоретические исследования и численные расчеты.

1. E.A. Kartashova. *Physica D* **46** 43 (1990)
2. E.A. Kartashova. *Physica D* **54** 125 (1991)
3. A.N. Pushkarev, V.E. Zakharov, *Physica D* **135**, 98 (2000)
3. V.E. Zakharov, A.O. Korotkevich, A.N. Pushkarev, A.I. Dyachenko, *Письма в ЖЭТФ* **82** 544 (2005)
4. М.Ю. Бражников, А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин. *ПТЭ* **6**, 31 (2002)
5. I.V. Ryzhenkova, G.E. Falkovich. *JETP* **98**, 1931 (1990).

Л

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ
МАГНЕТИЗМ
И НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
ФИЗИКА
ДИЭЛЕКТРИКОВ

Нематические фазы в квазиодномерных фрустрированных магнетиках

Л.Е. Свистов

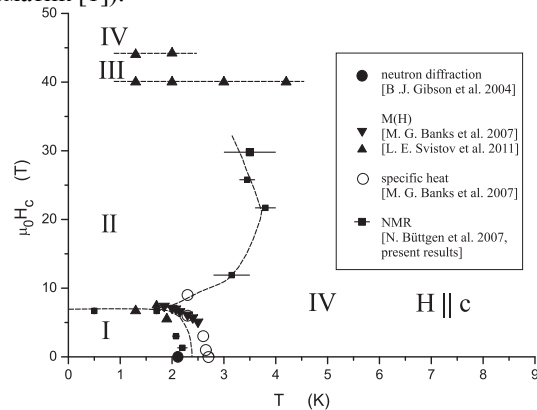
Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва 119334, Россия

В докладе обсуждается магнитная фазовая диаграмма квазиодномерного фрустрированного антиферромагнетика LiCuVO_4 со спином $S=1/2$.

Магнитные свойства фрустрированной квантовой цепочки спинов $S=1/2$ с ферромагнитным обменным взаимодействием ближайших соседних ионов (J_1) и антиферромагнитным взаимодействием соседей, следующих за ближайшими (J_2) интенсивно исследуются теоретически в последнее десятилетие. Внешнее статическое магнитное поле, одноосная анизотропия и слабое междоцепочечное взаимодействие в таких квазиодномерных спиновых системах могут привести к особому дальнему порядку, характеризующегося парными корреляционными функциями. Понятие о таком спиновом упорядочении, названном спин нематическим, было введено теоретически Андреевым и Гришчуком [1], однако реальных объектов с таким магнитным порядком, по-видимому, до сих пор не было известно.

В докладе обсуждается магнитная фазовая диаграмма квазиодномерного фрустрированного антиферромагнетика LiCuVO_4 со спином $S=1/2$ и соотношением $J_1/J_2 \approx 0,3$. На рис. 1 приведена H - T фазовая диаграмма LiCuVO_4 , фазовые границы которой получены с помощью различных экспериментальных методик [2–7]. Реализующиеся магнитные фазы исследовались методами рассеяния нейтронов [2,3], электронного спинового резонанса и методом ЯМР немагнитных ионов Li^+ , V^{5+} [5,6]. Эти исследования показали, что в области низких температур ($T < 2$ K) и полей до 7.5 T реализуется планарная несоизмеримая спиральная магнитная структура, ориентация плоскости которой определяется анизотропией кристалла и ориентацией приложенного магнитного поля (фаза I на рисунке). Волновой вектор этой структуры практически не зависит от величины приложенного поля. В полях больших 7.5 T реализуется спин-модулированная несоизмеримая структура, в которой магнитные моменты ионов ориентированы вдоль статического поля и их величина меняется вдоль цепочки по синусоидальному закону. Волновой вектор этой структуры определяется намагниченностью образца. Такая структура реализуется, по крайней мере, вплоть до величины магнитного поля $H = 30$ T, что соответствует 70 % от поля насыщения. Указанные магнитные фазы, наблюдаемые в эксперименте, по своим корреляционным свойствам находятся в соответствии с киральной фазой (p-нематик [1]) и фазой волны спиновой плотности, которые были получены теоретически для одномерной цепочки спинов $S=1/2$ с фрустрированными обменными взаимодействиями [8,9]. В докладе обсуждаются полученные экспериментально значения параметров магнитных структур этих фаз.

В области полей вблизи поля насыщения обнаружен фазовый переход в фазу, обозначенную на диаграмме, как фаза III. В работе М. Житомирского и Х. Цунецугу [10] показано, что для фрустрированного квазиодномерного антиферромагнетика со значениями внутрицепочечных и междоцепочечных обменных интегралов близкими к параметрам антиферромагнитного LiCuVO_4 вблизи поля насыщения ожидается дальний спин-нематический порядок. Экспериментально полученные нижнее и верхнее критические поля, а также величина дифференциальной восприимчивости в фазе III совпадают со значениями предсказанными теоретически. Этот факт дает существенные основания предполагать, что эта фаза является спин-нематической (p-нематик [1]).

Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма LiCuVO_4 .

1. A.F. Andreev, I.A. Grishchuk, *Sov. Phys. JETP* **60**, 267 (1984).
2. B.J. Gibson *et al.* *Physica B* **350**, e253 (2004).
3. M. Enderle *et al.* *Europhys. Lett.* **70**, 237 (2005).
4. M.G. Banks *et al.* *J. Phys.: Condens. Matter*, **19**, 145227 (2007).
5. N. Büttgen *et al.*, *Phys. Rev. B* **76**, 014440 (2007).
6. N. Büttgen *et al.*, arXiv:1201.6182.
7. L.E. Svistov *et al.* *JETP Letters* **93**, 21 (2011).
8. T. Hikihara *et al.* *Phys. Rev. B* **78**, 144404 (2008).
9. F. Heidrich-Meisner *et al.* *Phys. Rev. B* **80**, 44417 (2009).
10. M.E. Zhitomirsky and H. Tsunetsugu, *Europhys. Lett.* **92**, 37001 (2010).

Модель для количественного описания магнитооптики фемтосекундных лазерных импульсов

М.И. Куркин¹, Н.Б. Орлова²

¹ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, 620990, Россия

² Новосибирский технический университет, Новосибирск, 630092, Россия
kurkin@imp.uran.ru

Обнаружение процессов сверхбыстрой магнитной динамики при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на вещества со спиновым упорядочением [1] привлекли внимание многих исследователей тем, что эти процессы не удается вписать в рамки привычных представлений о магнитных свойствах таких веществ. В настоящее время отсутствует даже твердый ответ на вопрос: в какой степени обнаруженные аномалии относятся к оптике, а в какой к магнетизму? В своем докладе мы хотим обсудить следующие проблемы, связанные с магнитооптикой лазерных импульсов с длительностью $\tau_p < 10^{-13}$ с.

(1) Описание фемтосекундной оптики требует решения динамических уравнений с начальными условиями.

(2) Решения этих уравнений должны быть нелинейными по амплитуде световой волны, чтобы состояния электронов успели измениться за время τ_p .

(3) Эффект замораживания орбитальных моментов в кристаллическом поле не позволяет использовать магнитное квантовое число m для анализа оптических переходов.

(4) Необходимо учитывать большую ширину оптической полосы, обусловленную зависимостью энергии электрона от квазинепрерывного волнового вектора k в зоне Бриллюэна.

(5) Большая величина характерного времени спиновой динамики τ_s ($\tau_s/\tau_p > 10^3$) создает трудности при оценке влияния электронных спинов на фемтосекундную магнитооптику.

Основные положения модели для описания фемтосекундной магнитооптики, удовлетворяющие перечисленным выше требованиям (1)-(5):

1. Световая волна в среде описывается уравнениями Максвелла для электрического и магнитного полей.

2. Среда в этих уравнениях представлена вектором электрической поляризации $\mathbf{P}$, что соответствует электродипольному приближению.

3. Динамика $\mathbf{P}$ описывается квантовыми уравнениями Гейзенберга для оператора P .

4. Гамильтониан $\hat{H}$ в уравнениях для P

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \Delta\hat{H} \quad (1)$$

упрощается за счет слагаемого $\Delta\hat{H}$, которое не успевает заметно изменить волновую функцию электрона за время τ_p .

5. Предполагается, что $\Delta\hat{H}$ включает часть $\hat{H}$, ответственную за замораживание орбитального

момента электрона. В этом приближении состояния $\hat{H}_0$ описываются магнитным квантовым числом m .

6. Реабилитация квантового числа m позволяет учитывать только два состояния H_0 , между которыми происходит оптический переход. В этом (двухуровневом) приближении уравнение для $\mathbf{P}$ сводится к уравнению типа Блоха:

$$d\mathbf{P}/dt = p[\mathbf{P}, \mathbf{E}], \quad (2)$$

которое описывает прецессию вектора $\mathbf{P}$ вокруг поля $\mathbf{E}$. Параметр p определяется недиагональным матричным элементом P с волновыми функциями состояний, задействованных в оптическом переходе.

7. Поперечные проекции $P^{x,y}$ в (2) те же, что и в уравнениях Максвелла. Продольная компонента P^z в (2) пропорциональна орбитальному моменту электрона M_L , который меняется под действием электрического поля $\mathbf{E}$ в соответствии с электродипольными правилами отбора по орбитальному l ($\Delta l = \pm 1$), магнитному m ($\Delta m = 0, \pm 1$) и спиновому σ ($\Delta \sigma = 0$) квантовым числам.

8. Поперечные компоненты $E^{x,y}$ те же, что и в уравнениях Максвелла. Продольная компонента E^z пропорциональна частоте оптического перехода, поэтому $E^z = E^z(k)$ является функцией волнового вектора k в зоне Бриллюэна.

Решения уравнений (2) подробно исследовались в теории импульсного магнитного резонанса. Используя результаты этого анализа, мы получили следующее выражение для угла фарадеевского вращения плоскости поляризации световой волны:

$$\theta_F \sim M_L \cdot d g(\Omega - \omega) / d\omega \quad (3)$$

M_L - орбитальный магнитный момент электронов перед прохождением лазерного импульса, $g(\Omega - \omega)$ - функция формы полосы оптического поглощения вблизи частоты Ω (ω - частота световой волны). Влияние спиновой намагниченности M_S на θ_F проявится, если учесть частичное размораживание M_L за счет спин-орбитального взаимодействия с M_S . В докладе предполагается обсудить влияние оптической накачки на θ_F пробного импульса в методе pump-probe.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Проект 11-02-00093) и Президиума РАН (Проект 09-П-2-1008)

A. Kirilyuk, Kimel A., Rasing Th., Rev. Mod. Phys. **82**, 2731 (2010).

Discovering Strongly Correlated Spin Liquid

V.R. Shaginyan

*Petersburg Nuclear Physics Institute, NRC Kurchatov
Institute, Gatchina, 188300, Russia*

In the insulator herbertsmithite, an exotic strongly correlated quantum spin liquid (SCQSL) is formed with such hypothetic particles as fermionic spinons carrying spin 1/2 and no charge. The key features of our findings are the presence of spin-charge separation and SCQSL formed with itinerant spinons in herbertsmithite. We show that herbertsmithite represents a fascinating experimental example of a new strongly correlated insulator.

A quantum spin liquid (QSL) can be viewed as an exotic quantum state of matter composed of hypothetic particles like chargeless fermionic spinons with spin 1/2. Presently herbertsmithite $\text{ZnCu}_3(\text{OH})_6\text{Cl}_2$ has been exposed as Heisenberg antiferromagnet on a perfect kagome lattice [1]. A frustration of simple kagome lattice leads to a dispersionless topologically protected branch of the spectrum with zero excitation energy known as the flat band. In this case the fermion condensation quantum phase transition can be considered as quantum critical point (QCP) of the herbertsmithite QSL composed of chargeless fermions with $S=1/2$ occupying the corresponding Fermi sphere with the Fermi momentum p_F [2–4].

In our report, we analyze the thermodynamic and relaxation properties, and unveil the fundamental properties of QSL, forming strongly correlated quantum spin liquid (SCQSL). The key features of our findings are the presence of spin-charge separation and SCQSL formed with itinerant spinons in herbertsmithite. Herbertsmithite represents a fascinating experimental example of insulator when new particles-spinons, non-existing as free ones, dominate its properties at low temperatures. Thus, herbertsmithite can be viewed as a new type of strongly correlated electrical insulator that possesses properties of heavy-fermions metals with one exception: it resists the flow of electric charge.

Magnetic response of herbertsmithite displays scaling relation in the bulk ac susceptibility, with the low temperature heat capacity strongly depending on magnetic field [3,4]. This scaling is seen in certain heavy-fermion metals as a signature of proximity to a quantum critical point. The low-temperature specific heat follows the linear temperature dependence [3,4]. These results suggest that the SCQSL state with essentially gapless excitations is realized in Herbertsmithite.

The behavior of χ shown in Fig. 1 is a visible parallel to that of the HF metal YbRh_2Si_2 observed in measurements of C/T and displayed in Fig. 2. Also we present a theory of the dynamic magnetic susceptibility of SCQSL. The obtained results are in good agreement with experimental facts collected on herbertsmithite and on heavy-fermion metals, and allow us to predict a new scaling in magnetic fields in the dynamic susceptibility of herbertsmithite.

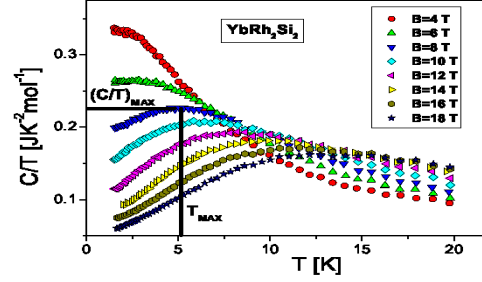


Fig. 1: T-dependence of the electronic specific heat C/T of YbRh_2Si_2 at different magnetic fields as shown in the legend. The values of $(C/T)_{\text{max}}$ and T_{max} at $B=8$ Tesla are shown. The maximum $(C/T)_{\text{max}}$ decreases with growing magnetic field B , while T_{max} shifts to higher T reaching 14 K at $B=18$ Tesla.

Observing that $C/T \sim \chi \sim M^*$, one concludes that SCQSL in $\text{ZnCu}_3(\text{OH})_6\text{Cl}_2$ shown in Fig. 2 exhibits the similar behavior as heavy fermions in YbRh_2Si_2 .

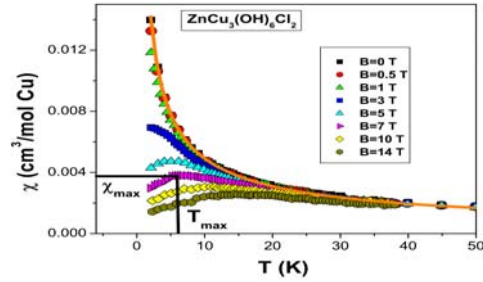


Fig. 2: T-dependence of the magnetic susceptibility χ at different magnetic fields for $\text{ZnCu}_3(\text{OH})_6\text{Cl}_2$. The values of χ_{max} and T_{max} at $B=7$ Tesla are shown. T-dependence $T^{(-2/3)}$ at $B=0$ is depicted by the solid curve. The maximum $\chi_{\text{max}}(T)$ decreases as magnetic field B grows, while $T_{\text{max}}(B)$ shifts to higher T reaching 15 K at $B=14$ Tesla. Observing that $\chi \sim C/T \sim M^*$, one concludes that the specific heat of YbRh_2Si_2 shown in Fig. 1 exhibits the similar behavior as χ does. Thus, SCQSL in $\text{ZnCu}_3(\text{OH})_6\text{Cl}_2$ behaves as heavy fermions in YbRh_2Si_2 .

1. L. Balents, Nature **464**, 199 (2010).
2. V.R. Shaginyan *et al.*, Physics Reports **492**, 31 (2010).
3. V.R. Shaginyan, A.Z. Msezane, and K.G. Popov, Phys. Rev. B **84**, 060401(R) (2011).
4. V.R. Shaginyan *et al.*, EPL **97**, 56001 (2012).

Магнитное рассеяние и магнитная фазовая диаграмма MnSi

С.В. Демишев, В.В. Глушков, И.И. Лобанова, В.Ю. Иванов, Н.Е. Случанко, А.В. Семенов
Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, 119991, Москва, Россия

У монокристаллов MnSi в интервале температур 1.8-100 К были исследованы температурные и полевые зависимости намагниченности, удельного сопротивления, магнитосопротивления, а также эффект Холла. Показано, что граница между парамагнитной (P) и спин-поляризованной (SP) фазами не имеет предполагавшегося ранее положительного наклона, а отвечает практически не зависящей от магнитного поля температуре $T_c \sim 30$ К. Найдено, что в парамагнитной фазе $T > T_c$ имеет место универсальная связь между магнитосопротивлением и намагниченностью вида $\Delta\rho/\rho = -aM^2$, выполняющаяся в широком диапазоне температур и магнитных полей, где величина $\Delta\rho/\rho$ изменяется более чем на два порядка величины. Полученные данные свидетельствуют в пользу того, что магнитные свойства MnSi обусловлены локализованными магнитными моментами гейзенберговского типа. Обсуждается возможный спин-поляронный механизм перенормировки локализованного магнитного момента при SP-P переходе.

Моносилицид марганца, MnSi, принято считать типичным представителем класса зонных магнетиков с геликоидальным упорядочением. В классической монографии Мори [1] данный материал рассматривается в качестве важного экспериментального примера, подтверждающего теорию

критического анализа природы магнетизма моносицида марганца.

Цель настоящей работы заключалась в исследовании магнитной фазовой диаграммы MnSi в области сильных магнитных полей. Известно, что в слабом магнитном поле $B < 0.6$ Тл и (или) окрестности критической температуры перехода в геликоидальное состояние $T_{c0} \sim 29$ К у MnSi существуют различные магнитные фазы. Однако в сильном магнитном поле структура магнитной фазовой диаграммы MnSi существенно упрощается и имеет место единственный переход между высокотемпературной парамагнитной (P) фазой и низкотемпературной спин-поляризованной (SP) или ферромагнитной фазой. Считается, что этот переход имеет размытый характер [5], связанный со спин-флуктуационной природой магнетизма в этом соединении, причем фазовая граница $B(T)$ имеет заметный положительный наклон и соответствует широкому максимуму магнитной восприимчивости [5].

Нами были исследованы температурные и полевые зависимости намагниченности $M(B, T)$, удельного сопротивления $\rho(B, T)$, магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$, а также эффект Холла. Измерения проводились в магнитном поле до 8 Тл в области температур 1.8-100 К. Найдено, что в области SP-P перехода температурные зависимости производных $\partial M/\partial B$ и $\partial\rho/\partial T$ в фиксированном магнитном поле обнаруживают широкие максимумы. Магнитосопротивление MnSi оказывается отрицательным, причем температурная зависимость $\Delta\rho/\rho = f(B = \text{const}, T)$ имеет минимум. Положение особенностей различных физических характеристик суммировано на магнитной фазовой диаграмме (рис. 1). Видно, что линии $(\Delta\rho/\rho)_{\min}$, $(\partial\rho/\partial T)_{\max}$ и $(\partial M/\partial B)_{\max}$ не совпадают между собой, причем если $(\partial\rho/\partial T)_{\max}$ и $(\partial M/\partial B)_{\max}$ имеют положительный наклон, то положение минимума магнитосопротивления практически не зависит от магнитного поля. Отметим, что полученные нами значения $(\partial M/\partial B)_{\max}$ хорошо согласуются с литературными данными по магнитной восприимчивости [5].

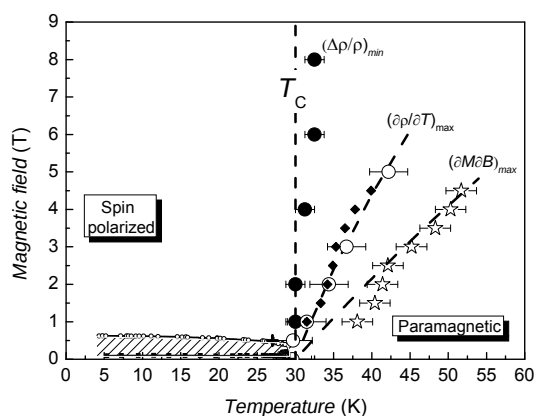


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма MnSi в области сильных магнитных полей (точки - эксперимент, пунктирные линии - теоретический расчет).

спиновых флуктуаций. В последнее время теоретические и экспериментальные исследования MnSi переживают своего рода ренессанс, в частности, интенсивно обсуждаются возможное возникновение квантовой критичности под давлением, а также скирмионные состояния и топологический эффект Холла в A-фазе (см. например литературу, цитированную в [2,3]). При этом зонная природа магнетизма MnSi практически не подвергается сомнению. Однако результаты расчетов спиновой плотности по методу LDA показывают, что магнитный момент у MnSi не распределен по элементарной ячейке, а локализован на ионах Mn [4]. Выполненное в [2,3] исследование магнитного резонанса показало, что динамические магнитные свойства MnSi наиболее адекватно описываются в модели гейзенберговских локализованных магнитных моментов (JIMM) и не могут быть объяснены в рамках теории Мори. Эти результаты показывают актуальность

Из данных рис. 1 следует, что определение SP-P фазовой границы у MnSi представляет собой нетривиальную задачу, для решения которой следует привлечь дополнительную информацию. Совместный анализ температурных и полевых зависимостей магнитосопротивления и намагниченности позволил установить, что в области $T > 30$ К у MnSi справедлив скейлинг вида $\Delta\rho/\rho = -aM^2$, где коэффициент a не зависит от температуры и магнитного поля, а при $T < 30$ К универсальная связь между амплитудой отрицательного магнитосопротивления (ОМС) и намагниченностью нарушается (рис. 2).

Универсальный скейлинг для $T > 30$ К (рис. 2) может быть интерпретирован в теории ОМС Иосиды [6] для случая рассеяния зонных электронов на ЛММ марганца. Поскольку в этой модели существенно наличие двух каналов рассеяния соответствующих параллельной и антипараллельной ориентации спинов электрона и магнитного иона, то переход в спин-поляризованную фазу будет приводить к «выключению» магнитного рассеяния [3].

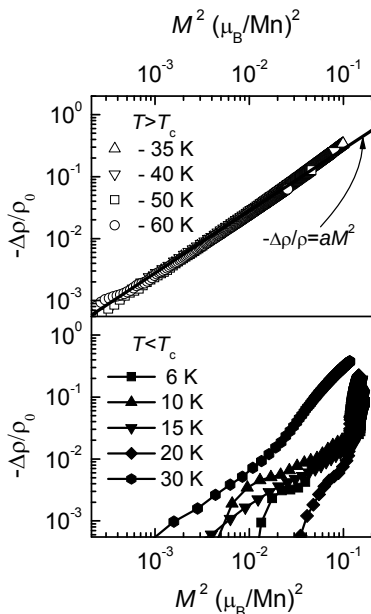


Рис. 2. Отрицательное магнитосопротивление у MnSi и модель Иосиды.

Мы показали, что возможный больцмановский вклад в магнитосопротивление у MnSi оказывается много меньше магнитного [3], что, в результате, приводит к формированию минимума $\Delta\rho/\rho = f(B=\text{const}, T)$ на SP-P фазовой границе [3].

Таким образом, данные магнитного рассеяния свидетельствуют о том, что температура SP-P перехода T_c является хорошо определенной и практически не зависит от магнитного поля вплоть до $B \sim 8$ Тл. Можно показать [3], что при $T > T_c$ для намагниченности выполняется простая интерполяционная формула $M(B, T) = M_\infty \text{th}[\mu^* B / (T - T_c)]$, в которой параметры M_∞ и μ^* являются слабыми функциями

температуры. Тогда, с учетом универсального скейлинга $\Delta\rho/\rho = -aM^2$, легко рассчитать положение особенностей $\partial M/\partial B$ и $\partial \rho/\partial T$ (рис. 1). Хорошее согласие между расчетом и экспериментом подтверждает правильность предложенного описания магнитной фазовой диаграммы MnSi в области сильных магнитных полей.

Возможность описания экспериментальных данных в теории ОМС Иосиды указывает на локализованную природу магнитного момента у MnSi. Если исходить из картины гейзенберговских ЛММ, то изменение магнитного момента иона Mn при переходе из парамагнитной в спин-поляризованную фазу (следующее из величины константы Кюри и намагниченности насыщения при $T = 0$ [1]) не является фиктивным как в теории Мории, и, следовательно, требует новой интерпретации. Мы предполагаем [2], что при переходе из парамагнитной фазы в одну из магнитоупорядоченных фаз происходит образование спинового полярона малого радиуса, сопровождающееся экранировкой «голового» магнитного момента иона Mn зонными носителями. Оценим величину ренормализованного магнитного момента в спин-поляризованной фазе для $T < T_c$. Константа Кюри в парамагнитной фазе MnSi в расчете на ион марганца составляет $C = 1.66 \mu_B^2/k_B$, что соответствует «голому» моменту равному $\mu_{Mn} = 1.29 \mu_B$ для иона Mn со спином $S = 1/2$. В случае MnSi измерения эффекта Холла дают для приведенной концентрации электронов $n_e/n_{Mn} = 0.89$, и, следовательно, при образовании спинового полярона средний локализованный магнитный момент будет $\mu(0) = \mu_{Mn} - \mu_B n_e/n_{Mn} \approx 0.4 \mu_B$. Данная оценка хорошо согласуется с экспериментальными данными по намагниченности насыщения MnSi в SP фазе.

Работа поддержана Государственной программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и программами РАН «Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах», «Квантовая физика конденсированных сред».

1. T. Moriya, Spin fluctuations in itinerant electron magnetism, Springer-Verlag, 1985
2. S.V. Demishev, A.V. Semeno, A.V. Bogach, et al., JETP Lett., **93**, 213 (2011)
3. S.V. Demishev, V.V. Glushkov, I.I. Lobanova et al., Phys. Rev. B, **85**, 045131 (2012)
4. M. Corti, F. Carbone, M. Filibian et al., Phys. Rev. B, **75**, 115111 (2003)
5. C. Thessieu, C. Pfleiderer, F.N. Stepanov, J. Flouquet, J. Phys.: Condens. Matter, **9**, 6677 (1997)
6. K. Yosida, Phys. Rev., **107**, 396 (1957)

Низкотемпературная проводимость прессованных порошков CrO_2 с различными типами межгранульных диэлектрических прослоек

Н.В. Далакова¹, Б.И. Белевцев¹, Е.Ю. Беляев¹, М.Г. Осмоловский², О.М. Осмоловская²

¹ Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, Харьков 61103, Украина,

² Санкт-Петербургский государственный университет, химический факультет, Санкт-Петербург, 198504, Россия

Исследованы резистивные, магнорезистивные и магнитные свойства четырех видов прессованных порошков CrO_2 , синтезированных гидротермальным методом из хромового ангидрида. Форма частиц была игольчатой или округленной. Получены новые результаты: 1) обнаружена немонотонная зависимость МС при повышении магнитного поля при низких температурах в порошках с игольчатыми частицами; 2) обнаружена немонотонная температурная зависимость $H_p(T)$, где H_p - поле, при котором сопротивление в магнитном поле максимально.

Исследованные порошки состояли либо из округленных частиц CrO_2 (диаметром 120 нм), либо из игловидных кристаллов со средним диаметром 22,9 нм и средней длиной 302 нм. Все частицы порошков имели диэлектрическую оболочку различной толщины и различного вида.

Диоксид хрома CrO_2 представляет собой ферромагнитный (ФМ) половинный металл. В половинных металлах на уровне Ферми имеются электроны только одной спиновой поляризации. При достаточно низких температурах величина спиновой поляризации в CrO_2 может быть близка к 100%. Собственное (intrinsic) магнитосопротивление (МС) монокристаллического CrO_2 составляет около 1%/Тл при комнатной температуре [1]. Прессованный порошок CrO_2 представляет собой гранулированный ФМ, в котором прослойки препятствуют прямому ФМ обмену между соседними гранулами, допуская, однако, межгранульное туннелирование электронов. МС такого гранулированного материала является несобственным (extrinsic). Вероятность туннелирования зависит от относительной ориентации вектора намагниченности в соседних гранулах [3], и очень чувствительна к магнитному полю. В случае прессованного порошка CrO_2 МС может достигать более 30% при низких температурах в небольших полях [2,3]. По этой причине наноккомпозит на основе CrO_2 может представлять интерес для использования в спинтронике и в нанотехнологиях. Низкотемпературное поведение такой системы изучено недостаточно.

Целью настоящей работы являлось изучение влияния свойств и толщины межгранульных диэлектрических прослоек, а также формы частиц CrO_2 , на величину туннельного сопротивления и МС прессованных порошков.

Основные характеристики образцов приведены в таблице 1. Образец № 4 представлял собой порошок со сферическими частицами и диэлектрическими прослойками $\beta\text{-CrOOH}$. Плотность этого порошка составляла $\sim 60\%$ рентгеновской плотности. Образцы №№ 1-3 состояли из игловидных частиц и имели плотность $\sim 40\%$ рентгеновской плотности. Удельная поверхность, $S_{уд}$, этих образцов была вы-

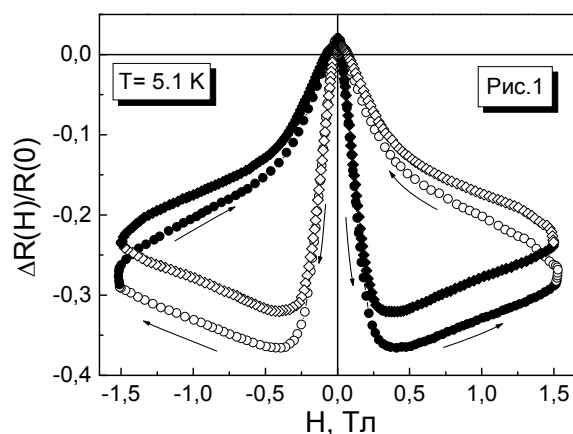
ше, чем у образца №4. Порошок № 3 имел более толстую прослойку антиферромагнитного (АФМ) Cr_2O_3 , чем образец №2. Образец №1 имел естественную деградированную диэлектрическую оболочку частиц. Эта оболочка была довольно рыхлая и неоднородная по толщине, однако, обеспечивала туннелирование электронов.

Таблица 1

№	Диэлектрическая оболочка	$S_{уд}$, $\text{м}^2\text{г}^{-1}$	H_c , Тл (комн. темп.)	МС, %
1	Деградированная (смесь хромовой кислоты и $\beta\text{-CrOOH}$)	~ 34	0,429	-19,98 (0,6 Тл)
2	Cr_2O_3	~ 34	0,0421	-31,98 (0,4 Тл)
3	Cr_2O_3	~ 34	0,0422	-36,57 (0,4 Тл)
4	$\beta\text{-CrOOH}$	10,5	0,0149	-18,65 (0,5 Тл)

Измерения сопротивления проводились на постоянном токе $J = 100$ мкА. Магнитное поле было направлено перпендикулярно току. Для всех образцов при низких температурах был обнаружен немалый отрицательный температурный ход сопротивления и гигантское отрицательное МС. Наиболее резистивным был образец №4, наименее резистивным – образец №1. Выше $T \approx 140$ К для образца №1 наблюдался переход к металлическому температурному ходу сопротивления. Максимальные величины МС при низких температурах ($T \approx 5$ К) составляли $\approx 37\%$ в относительно малых полях $\sim 0,4$ Тл (Рис.1). При повышении температуры МС быстро уменьшалась (до $\approx 1\%$ /Тл при $T \approx 200$ К).

При низких температурах ($T < 15$ К) для всех образцов наблюдалось два вида гистерезисного поведения МС: гистерезис в области малых полей с двумя максимумами положительного МС в полях $|H| = H_p$ и гистерезис в более высоких полях.

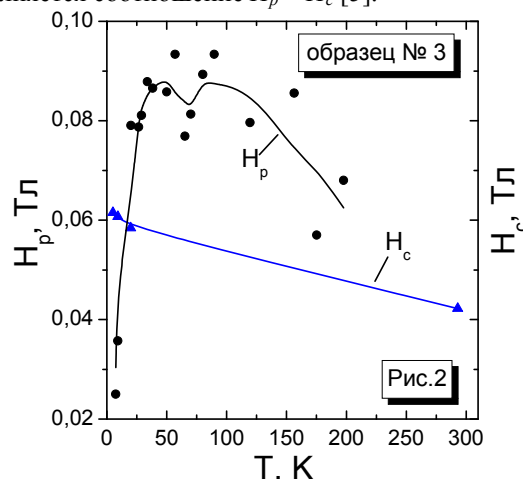


Гистерезис в малых полях отражает поведение кривых намагниченности. Поле максимума сопротивления H_p соответствует коэрцитивной силе H_c . Гистерезис в полях $H > H_p$ связан с переключением небольшого количества перколяционных токовых каналов при вводе и выводе поля при низких температурах. Такой вид гистерезиса наблюдался ранее и подробно обсуждался в [4].

Из новых результатов, полученных в данной работе, следует отметить: (1) обнаружение при низких температурах (≤ 5 K) в порошках с игольчатыми частицами немонотонной зависимости МС (при повышении магнитного поля МС сначала быстро возрастает с полем, а затем заметно убывает (рис.1)); (2) обнаружение немонотонной температурной зависимости $H_p(T)$, а также несоответствия по величине полей H_p и коэрцитивной силы H_c (рис. 2). Пример немонотонного поведения МС показан на рис.1 для образца №2 (ромбы) и №3 (кружки). Такая зависимость МС не соответствует полевой зависимости намагниченности и не наблюдалась ранее для магнитных оксидов переходных металлов. Наиболее заметно эффект уменьшения МС в высоких полях проявляется в образцах с диэлектрическими прослойками АФМ Cr_2O_3 . Причина такого поведения может заключаться в том, что достаточно сильное магнитное поле изменяет свойства межгранульных туннельных барьеров, состоящих из Cr_2O_3 . Отсутствие корреляции между поведением намагниченности и МС в данном случае объясняется перколяционным характером проводимости. При низких температурах в условиях ограниченного числа перколяционных токовых каналов проводимость определяется малой объемной долей гранул. Локальные магнитные свойства этой части гранул могут отличаться от поведения глобальной намагниченности, измеряемой магнитометром. Возможно, по этой же причине по мере понижения температуры наблюдается увеличение расхождения между значениями H_p и H_c . Как следует из рис. 2, H_c ведет себя ожидаемым образом, принимая максимальные значения при низких температурах и уменьшаясь с повышением температу-

ры. С повышением температуры расхождение H_p и коэрцитивной силы H_c уменьшается.

В работе [5] было обнаружено, что для многодоменных частиц манганитов выполняется соотношение $H_p \neq H_c$. Различие величин H_p и H_c уменьшается при понижении размеров частиц. При достаточном уменьшении размеров частиц они становятся однодоменными, и выполняется соотношение $H_p \approx H_c$. В однодоменных частицах при повышении магнитного поля магнитные моменты гранул ориентируются по полю путем однородного вращения магнитных моментов частиц. В этом случае имеет место однозначное соответствие величины МС и измеряемой намагниченности образца, так что выполняется соотношение $H_p \approx H_c$ [5].



В многодоменных частицах перемагничивание при $H = H_c$ более легко происходит путем зарождения и роста домена с противоположным направлением магнитного момента. При этом движение доменных стенок практически не оказывает влияния на спин-зависимое туннельное МС [5]. В таких условиях имеет место неравенство $H_p \neq H_c$ и отсутствует корреляция между измеряемой намагниченностью и МС. Эти представления применимы и к образцам №1-3 с игольчатыми частицами. Частицы (со средним диаметром 22.9 нм и средней длиной 302 нм) являются, несомненно, многодоменными, так как критический размер однодоменных частиц CrO_2 составляет 200 нм. Многие аспекты проблемы соотношения H_p и H_c , однако, до сих пор остаются неясными и требующими дальнейших исследований. В частности остается в значительной степени неясной обнаруженная в данной работе немонотонная зависимость $H_p(T)$.

1. M. Ziese, Rep. Progr. Phys., **65**, 143 (2002).
2. J.M.D. Coey, J. Appl. Phys., **85**, 5576 (1999).
3. J.M.D. Coey, A.E. Berkowitz, L.I. Balcells and F.F. Putris, Phys. Rev. Lett., **80**, 3815 (1998).
4. B.I. Belevtsev, N.V. Dalakova, M.G. Osmolowsky et al., J. Alloys and Compounds, **479**, 11 (2009).
5. I. Panagiotopoulos, N. Moutis, M. Ziese, A. Bollero, J. Magn. Magn. Mater., **299**, 94 (2006).

Низкотемпературное акустическое поглощение в условиях структурного локального перехода

С.Б. Афанасьев
Санкт-Петербург, Россия

Предсказано увеличение коэффициента поглощения гиперзвука в узкой температурной области вблизи температуры структурного локального перехода первого рода. Коэффициент поглощения гиперзвука увеличивается благодаря образованию когерентных туннельных состояний в многоямном потенциале примесного центра, испытывающего структурный локальный переход, и взаимодействию этих туннельных состояний с решеткой.

Явление структурного локального перехода (СЛП) заключается в изменении группы точечной симметрии примесного центра в кристаллической решетке при изменении температуры или другого параметра, описывающего кристалл (например, давления). При этом изменяются положения равновесия ионов (или атомов), входящих в состав примесного центра: самого примесного иона (атома) или ионов лигандов [1–4]. СЛП, наблюдался, в частности, для некоторых примесей замещения в кристаллах, спектр колебаний которых не содержит мягких мод ($KCl:BaF_2(2), SrF_2(2)$). В рамках модели мягкой квазилокальной моды СЛП в жесткой матрице описывается как изменение относительно положения минимумов потенциала, описывающих высокосимметричную и низкосимметричную конфигурации, либо появление многоямного потенциала при температуре $T < T_{SLT}$. Различают СЛП I и II родов по характеру изменения многоямного потенциала по аналогии с классификацией структурных фазовых переходов. СЛП в жестких матрицах наблюдался при температурах $T < 50 K$ [1–3].

Увеличение коэффициента акустического поглощения в условиях СЛП возникает благодаря образованию когерентных туннельных состояний в многоямном потенциале и их взаимодействию с решеткой [5]. В случае СЛП I рода (например, в $BaF_2:Mn^{2+}$) когерентные туннельные состояния возникают в узком интервале температур вблизи T_{SLT}^I . В случае СЛП II рода когерентные туннельные состояния образуются в некотором интервале температур ниже температуры T_{SLT}^{II} в случае $KCl:Cu^0$ [3], либо выше ($T > T_{SLT}^{II}$) в случае [4]. В случае центра Mn^{2+} в BaF_2 при $T \approx T_{SLT}^I = 45 K$ можно ожидать аномалию акустического поглощения на частотах 6 и 12 ГГц с коэффициентом поглощения звука. Эта величина существенно превышает стандартное решеточное поглощение гиперзвука в BaF_2 при этой температуре. Как показывают оценки, температурный интервал, внутри которого образуются туннельные состояния и, соответственно, происходит увеличение коэффициента поглощения гиперзвука, составляет величину $\Delta T \sim 5 K$. Это позволяет предложить исследование

акустического поглощения вблизи $T = T_{SLT}^I$ в качестве способа детектирования СЛП.

1. А.Г. Бадалян и др., ЖЭТФ, **88**, 1359 (1985).
2. А.Г. Бадалян и др., Письма в ЖЭТФ, **44**, 87 (1986).
3. А.Г. Бадалян и др., ФТТ, **29**, 545 (1987).
4. В.С. Вихнин и др., ФТТ, **50**, 1642 (2008).
5. С.Б. Афанасьев, В.С. Вихнин, ФТТ, **31**, 299 (1989).

Ультразвуковые исследования эффекта Яна–Теллера в кристалле GaAs:Cu

Н.С. Аверкиев¹, К.А. Барышников¹, В.В. Гудков^{2,3}, И.Б. Берсукер⁴, И.В. Жевстовских^{3,5}, В.Ю. Маякин³,
А.М. Монахов¹, М.Н. Сарычев³, В.Е. Седов¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург 194021, Россия

² Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина,
Екатеринбург 620002, Россия

³ Российский государственный профессионально-педагогический университет,
Екатеринбург 620012, Россия

⁴ Institute for Theoretical Chemistry, The University of Texas at Austin, Austin TX 78712, USA

⁵ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620219, Россия

Теоретически и экспериментально исследовано взаимодействие ультразвука с ян-теллеровскими комплексами $\text{Cu}_{\text{Ga}}4\text{As}$ в кристалле GaAs:Cu. Получены выражения для резонансного и релаксационного поглощения с учетом обменного взаимодействия двух дырок в рамках $E \otimes e$ ($\Gamma_8 \otimes e$) задачи. Измерены температурные зависимости поглощения поперечных ультразвуковых волн $\alpha(T)$ различной поляризации. Обнаружен пик поглощения для поляризации волны, упругие смещения которой соответствуют симметрии тетрагональной вибронной моды. Характер кривой $\alpha(T)$ этой волны свидетельствует о том, что имеют место как релаксационное, так и резонансное поглощение. Сделаны оценки отдельных вкладов. Построена температурная зависимость времени релаксации. На основе экспериментальных данных получена оценка величины туннельного расщепления, которая находится в хорошем согласии с оценкой теоретической.

В работе [1] показано, что элементы группы I Периодической системы (Cu, Ag, Au) создают в кристалле GaAs глубокие акцепторы, связывающие две дырки в основном состоянии, и комплекс $\text{Cu}_{\text{Ga}}4\text{As}$ оказывается подверженным сильному эффекту Яна–Теллера, что проявляется в возникновении тетрагональных искажений тетраэдра вдоль осей типа $\langle 100 \rangle$. В связи с этим представляло интерес исследовать кристалл GaAs:Cu ультразвуковыми методами, получившими развитие в последнее время и примененными к широкозонным кристаллам типа II–VI:3d (см., например, обзор [2]). Экспериментальной работе предшествовало теоретическое рассмотрение возможного проявления эффекта Яна–Теллера в поглощении ультразвука [3]. Было показано, что в этом кристалле возможно наблюдение поглощения двух типов: релаксационного и резонансного. Релаксационное поглощение наблюдалось в подавляющем большинстве ультразвуковых экспериментов, восходящих к работам в $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ni}^{3+}$ [4], в то время как резонансное, хоть и было предсказано ранее [5], но обнаружено, насколько нам известно, только в GaAs:Mn [6].

В работе [3] были получены следующие выражения для релаксационного и резонансного поглощения, обусловленного переходами между туннельными уровнями (см., например, [7]):

$$\alpha_{\text{rlx}} = k_0 \frac{4Nb_T^2}{C_0 k_B T} \left(\frac{3\sqrt{1-\kappa^2}}{8} + \frac{1-\kappa}{16} \right)^2 \frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}, \quad (1)$$

$$\alpha_{\text{res}} = k_0 \frac{32Nb_T^2}{C_0 k_B T} \left(\frac{3\sqrt{1-\kappa^2}}{8} + \frac{1-\kappa}{16} \right)^2 \frac{\omega\tau_1}{1+(\omega-\omega_0)^2\tau_1^2}, \quad (2)$$

где N — концентрация ян-теллеровских центров, k_0 — волновое число, b_T — константа деформационного потенциала, k_B — постоянная Больцмана,

C_0 — модуль упругости, ω — круговая частота ультразвуковой волны, ω_0 — круговая частота переходов между туннельными уровнями, τ — время релаксации, связанное с переориентацией локальных искажений, τ_1 — время жизни на возбужденном уровне, обусловленном туннельным расщеплением, κ — константа, учитывающая обменное взаимодействие. При этом, разумные значения $|\kappa|$ находятся в интервале $1/3 \div 1$. Оценки показывают, что $\omega_0/2\pi$ лежит в пределах $0.5 \div 7.5$ ГГц. С учетом известных констант, и в предположении, что концентрация примесей мала и ян-теллеровские комплексы можно считать невзаимодействующими, получены следующая оценка отношения релаксационного поглощения в пике и резонансного при $T=4.2$ К на частоте 150 МГц:

$$[\max \alpha_{\text{rlx}}] / \alpha_{\text{res}}(4.2\text{K}) > 5. \quad (3)$$

Эксперименты были выполнены на образце, имеющем концентрацию примесей Cu порядка 10^{17} см^{-3} .

Направление распространения соответствовало оси второго порядка $\langle 110 \rangle$. Поперечные волны возбуждались и регистрировались преобразователями из ниобата лития на частоте 53 МГц. Измерения проводились на модах, поляризованных вдоль осей типа $\langle 001 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$. Первая соответствовала быстрой поперечной моде, скорость которой определяется упругим модулем C_{44} , а вторая — медленной, связанной с модулем $(C_{11} - C_{12})$. Последняя мода создает упругие смещения, симметрия которых совпадает с локальной вибронной модой e -типа. Именно в поглощении этой моды следовало было ожидать аномалии, обусловленные взаимодействием с ян-теллеровскими комплексами $\text{Cu}_{\text{Ga}}4\text{As}$. Результаты измерений представлены на рис.1 кривыми 1 и 3. Из этого рисунка видно, что аномалия поглощения в виде пика при $T_1 \approx 11$ К наблюдается для медленной моды и полностью отсутствует на

кривой, соответствующей быстрой моде. Такая анизотропия эффекта свойственна именно проявлению эффекта Яна Теллера, когда поглощение наблюдается для волн, возбуждающих активные вибронные моды комплекса. Экстраполяция кривой 1 в область низких температур явно указывает на то, что при нулевой температуре должно оставаться поглощение, которое, по аналогии с обнаруженным в [6], естественно связать с резонансным поглощением, возрастающим при низких температурах. Для выделения релаксационного поглощения на фоне резонансного α_{res} , последнее было аппроксимировано зависимостью, показанной кривой 2 на рис. 1.

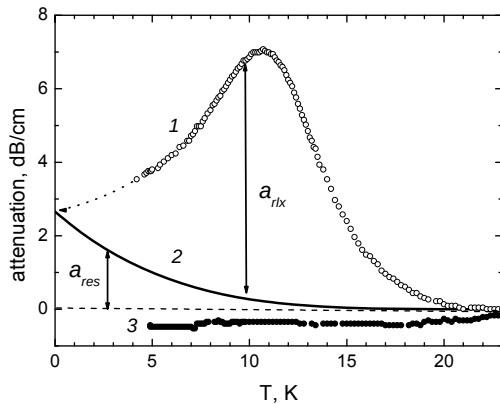


Рис. 1. Температурные зависимости поглощения $\Delta\alpha = \alpha(T) - \alpha(23\text{K})$ медленной (1) и быстрой (3) поперечных мод, распространяющихся в направлении [110], и аппроксимация резонансного поглощения (2) кривой $\alpha_{res}(T) = 0.0000095 \cdot (T - 23)^4$.

Отметим, что в данном случае резонансное поглощение связано с переходами между туннельными уровнями [5,7] и при постоянной частоте возбуждения ω должно проявляться в виде пика при $(\omega \square \omega_0)\tau_1 \approx 1$ только, если τ_1 сильно зависит от температуры. В наших условиях $\omega \ll \omega_0$, поэтому при низких температурах существенное влияние оказывает явная обратно пропорциональная зависимость от T в правой части ур.(2). Изменение характера этой зависимости связано со сменой доминирующего механизма релаксации: при высоких температурах таковым является термическая активация, а при низких – туннелирование через потенциальный барьер.

Если разделить ур.(1) на ур.(2) и учесть, что $\omega \ll \omega_0$, то для температуры T_1 , соответствующей условию $\omega\tau = 1$ пику релаксационного поглощения (т.е., приблизительно пику релаксационного поглощения) можно получить следующее выражение:

$$\omega_0 = 4 \left(\sqrt{\frac{\alpha_{rlx}}{\alpha_{res}}} \frac{1}{\tau_1 \tau} \right). \quad (4)$$

Подчеркнём, что в правой части ур.(4) все величины определены при $T = T_1$.

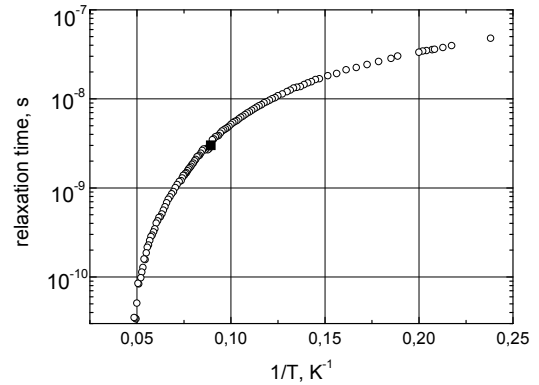


Рис. 2. Температурные зависимости времени релаксации. Черный квадрат соответствует условию $\omega\tau = 1$.

Для оценки ω_0 положим $\tau_1 = 10^{-8}$ сек, а τ возьмём из рис.2 (3×10^{-9} сек). Тогда туннельное расщепление в единицах частоты $\omega_0/2\pi \approx 0.7$ ГГц, что также согласуется с приведенной выше теоретической оценкой.

Таким образом, можно сделать вывод, о том, что теоретические расчеты находятся в полном согласии с результатами, полученными в ходе экспериментов, в которых было впервые обнаружено проявление эффекта Яна–Теллера в поглощении ультразвука в кристаллах GaAs:Cu; установлено, что в данном кристалле наблюдаются как релаксационное, так и резонансное поглощение, получена оценка величины туннельного расщепления, подтверждён тот факт, что активной вибронной модой является мода e^- типа.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и образования (гк № 14.740.11.0892), РФФИ и научных программ РАН.

1. Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, Е.Б. Осипов и др. ФТТ **32**, 2667 (1990).
2. V. Gudkov, in: H. Koppel, D.R. Yarkony, H. Barentzen (eds) *The Jahn–Teller Effect: Fundamentals and Implications for Physics and Chemistry*. – Berlin, Heidelberg: Springer, (2009), p. 743.
3. К.А. Барышников, Н.С. Аверкиев, А.М. Монахов и др. ФТТ **54**, 442 (2012).
4. E.M. Georgy, M.D. Sturge, D.B. Fraser *et al.* Phys. Rev. Lett. **15**, 20 (1965).
5. И.Б. Берсукер, ЖЭТФ **33**, 1577 (1963).
6. K. Lassmann and H. Schad, Solid State Commun. **18**, 449 (1976).
7. I.B. Bersuker, *The Jahn–Teller Effect*, Cambridge: Cambridge University Press (2006), p.179.

Спонтанная намагниченность границы металл-диэлектрик

В.И. Нижанковский

Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав 53-421, Польша

Обнаружена спонтанная намагниченность границы эвтектика $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}$ – сапфир. Магнитный момент направлен от изолятора к металлу, его плотность соответствует $1.8 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ локализованных состояний со спином $1/2$.

Свойства границы металл-диэлектрик имеют существенное значение для современной электроники. Полученные недавно экспериментальные результаты свидетельствуют о наличии предсказанных в [1] наведенных металлом локализованных состояний в энергетической щели диэлектрика. Для идеальной границы эти состояния распространяются вглубь металла и затухают в диэлектрике. Неупорядоченность потенциала на границе приводит к их локализации на поверхности диэлектрика и к появлению локализованных магнитных моментов [2]. Следует отметить, что в расчетах [3] локализованные состояния с энергией на 8.2 эВ ниже уровня Ферми алюминия получились и для идеальной границы Al-Si.

Такой подход позволил объяснить низкочастотные шумы магнитного потока СКВИД'ов; соответствующая эксперименту плотность локализованных электронов составила порядка $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ [4,5].

Другое свидетельство существования локализованных магнитных моментов на границе металл-диэлектрик было получено в измерениях магнитной восприимчивости ряда тонких металлических пленок [6]. Неожиданно большой парамагнитный сигнал, зависевший от температуры как $1/T$, соответствовал плотности локализованных состояний со спином $1/2$ равной $4 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Еще одним примером большого значения свойств границы металл-диэлектрик являются монокристаллические нанонити висмута в стеклянной оболочке [7]. В исследованиях продольного магнитосопротивления этих объектов наблюдались осцилляции Ааронова-Боме и Альтшуллера-Аронова-Спивака с периодами по магнитному полю пропорциональными h/e и $h/2e$ соответственно. Для осцилляций с периодом $h/2e$ был обнаружен фазовый сдвиг, увеличивавшийся с уменьшением магнитного поля (фаза Берри). Стабильный знак этого сдвига свидетельствует о том, что поверхностные состояния нанонитей висмута, которые ответственны за осцилляции с периодом $h/2e$, имеют только одно возможное направление спинов. Такая поляризация может быть следствием обменного взаимодействия поверхностных электронных состояний висмута с магнитными моментами, локализованными на границе висмут-стекло, если эти локализованные магнитные моменты имеют предпочтительное направление, т.е. если граница металл-диэлектрик спонтанно намагничена.

В настоящем исследовании спонтанная намагниченность границы металл-диэлектрик наблюдалась непосредственно на системах индий-галлиевая эвтектика – сапфир и висмут – сапфир.

Как известно, индий-галлиевая эвтектика $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}$ (температура плавления 16.5°C) хорошо смачивает керамику, стекло и другие изоляторы. Согласно работе [1] высокая адгезия металла к диэлектрику является следствием возникновения локализованных электронных состояний на поверхности диэлектрика. Небольшое ($\sim 1 \text{ мг}$) количество эвтектики наносилась на эпи-полированную сапфировую подложку ориентации $(3\bar{1}3)$ толщиной 0.17 мм и площадью 0.28 см^2 .

Измерения были сделаны на СКВИД-магнитометре, построенном для исследований квадратного магнитного момента антиферромагнетика Cr_2O_3 [8]. Приемная катушка имела два включенных встречно витка из провода Nb-Ti. Диаметр витков — 2.4 см, расстояние между витками — 4 см. Катушка располагалась снаружи стеклянного дьюара, внутри которого перемещался образец. Основной криостат был изготовлен из стекло-пластика и экранирован четырьмя экранами из пермаллоя. Внутренний экран имел продольную и тороидальную размагничивающие катушки, следующий экран — только продольную. Никаких сверхпроводящих экранов не применялось, даже для пленочного датчика СКВИД. Остаточное магнитное поле, измеренное с помощью сверхпроводящего свинцового шарика, не превышало $4 \times 10^{-5} \text{ Э}$. Образец помещался в токогенный тефлоновый стакан, подвешенный на длинной нити. Перемещение образца вдоль оси приемной катушки осуществлялось шаговым двигателем.

На рисунке показаны дипольные сигналы, зарегистрированные при $T=4.4 \text{ К}$ для двух положений образца. После измерений в положении “подложка снизу” (а), проверкой образца “на просвет” было обнаружено, что покрытие сапфира эвтектикой не является сплошным. Более равномерное распределение нанесенной эвтектики по поверхности сапфира привело к увеличению сигнала (б). Средняя величина магнитного момента составила $4.7 \times 10^{-7} \text{ ГСМ}$, соответствующая плотность магнитного момента равна $1.7 \times 10^{-6} \text{ ГСМ/см}^2$. Далее измерения были выполнены при более высоких температурах вплоть до комнатной. Уменьшение магнитного момента не превышало 10%.

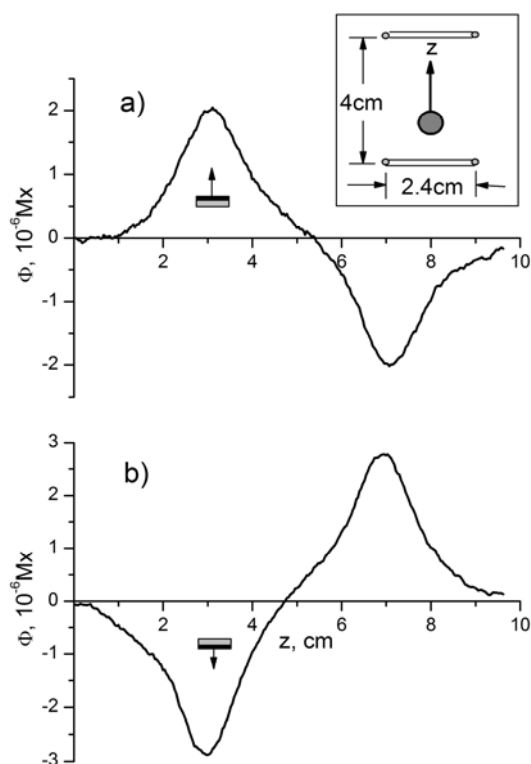


Рис. Зависимость магнитного потока от положения образца вдоль оси приемной катушки СКВИД'а (усреднено 12 проходов). Образец лежит сапфиром снизу (а) и сверху (б). На вставке показана геометрия опыта.

Качественное объяснение возникновения локализованных электронов на границе металл-диэлектрик состоит в следующем. Как хорошо известно [9], над свободной поверхностью металла имеется электронный заряд, приводящий к образованию “двойного слоя”. При контакте с диэлектриком некоторые электроны могут проникнуть в диэлектрик, при этом из-за большой диэлектрической постоянной последнего кулоновское взаимодействие этих электронов с металлом уменьшается и их энергия становится ниже уровня Ферми металла. Вернуться в металл эти электроны не могут, т.к. все состояния ниже уровня уже Ферми заняты, и они локализуются в поверхностном слое изолятора. Локализованные состояния являются одноэлектронными, поскольку любой дополнительный электрон сильно увеличит кулоновскую энергию. Наличие электрического дипольного момента на границе металл-диэлектрик приводит к неэквивалентности направлений металл-изолятор и изолятор-металл. Вполне естественно, что одно из этих направлений становится предпочтительным для спонтанной намагниченности.

Сапфир характеризуется почти идеальной гексагональной упаковкой анионов O^{2-} [10], вследствие этого поверхностная плотность октаэдрических пустот, куда могут проникать и локализоваться электроны металла, почти не зависит от направления плоскости среза и составляет $4\text{--}5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Из-

меренный на опыте спонтанный магнитный момент границы сапфир – эвтектика $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}$ соответствует 1.8×10^{14} состояний со спином $1/2$.

Пленки висмута, напыленные на сапфировые подложки ориентаций С и R также имели спонтанную намагниченность, направленную от изолятора к металлу, однако плотность магнитного момента была в 20–40 раз меньше, что коррелирует с малой величиной (40 мэВ) энергии Ферми висмута.

Несколько механизмов могут быть привлечены для объяснения ферромагнитного упорядочения электронов, локализованных на границе металл-диэлектрик: сверхобменное взаимодействие через ионы O^{2-} диэлектрика или двойное обменное взаимодействие через электроны проводимости металла [11]. В обоих случаях условия на границе должны определять направление спонтанной намагниченности. Прямое магнитоэлектрическое взаимодействие “аксионного” типа также весьма возможно [12].

Первые результаты настоящей работы опубликованы в [13].

1. G. Bordier, C. Noguera, Phys. Rev. B, **44**, 6361 (1991).
2. SangKook Choi, Dung-Hai Lee, S.G. Louie, J. Clarke, Phys. Rev. Lett., **103**, 197001 (2009).
3. S.G. Louie, M.L. Cohen, Phys. Rev. B, **13**, 2461 (1976).
4. R.H. Koch, D.P. DiVincenzo, J. Clarke, Phys. Rev. Lett., **98**, 267003 (2007).
5. S. Sendelbach, D. Hover, A. Kittel, M. Mück, J.M. Martins, R. McDermon, Phys. Rev. Lett., **100**, 227006 (2008).
6. H. Bluhm, J.A. Bert, N.C. Koshnick, M.E. Huber, K.A. Moler, Phys. Rev. Lett., **103**, 026805 (2009).
7. L. Konopko, T.E. Huber, A. Nikolaeva, J. Low Temp. Phys., **162**, 524 (2011).
8. Д.Н. Астров, А.С. Боровик-Романов, Н.Б. Ермаков, Е.Г. Колеватов, В.И. Нижанковский, Письма в ЖЭТФ, **63**, 713 (1996).
9. N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, *Solid State Physics* (Harcourt, Inc. 1976) Chapter 18.
10. E.R. Dobrovinskaya, L.A. Lytvynov, V. Pishchik, *Sapphire: Material, Manufacturing, Applications* (Springer, 2009) Chapter 2.
11. J.R. Suárez, E. Vallejo, O. Navarro, M. Avignon, J. Phys: Conference Series, **167**, 012068 (2009).
12. F.W. Hehl, Y.N. Obukhov, J.-P. Rivera, H. Schmid, Eur. Phys. J. B, **71**, 321 (2009).
13. V.I. Nizhankovskii, J. Supercond. Nov. Magn., **25**, 447 (2012).

Фокусировка фононов и фононный транспорт в кристаллах кремния в режиме граничного рассеяния

И.И. Кулеев¹, И.Г. Кулеев¹, С.М. Бахарев¹, А.В. Инюшкин²

¹ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620219, Россия

² НИЦ «Курчатовский институт», Москва 123182, Россия

Исследована фокусировка фононов и ее влияние на релаксацию фононов и фононный теплоперенос в кристаллах кремния при низких температурах. Установлена связь между направлениями фокусировки фононов различных поляризаций и максимальными значениями их длин свободного пробега.

В связи с развитием технологии наноструктурированных материалов значительно возрос интерес к исследованию их теплопроводящих свойств [1,2]. В случае, когда длина свободного пробега фононов оказывается порядка или больше наименьшего размера структуры, то такую ситуацию принято называть режимом граничного рассеяния фононов. Впервые теплопроводность диэлектрического стержня бесконечной длины при низких температурах рассмотрел Казимир [3]. Он показал, что в модели изотропного континуума для диффузного рассеяния фононов длина пробега в цилиндрическом стержне равна его диаметру. Однако в кубических кристаллах ситуация меняется: анизотропия упругих свойств кубических кристаллов приводит к эффекту фокусировки фононов, т.е. возникновению направлений, в которых будут преимущественно распространяться фононы данной колебательной моды [4–6]. Поэтому величина теплопроводности в режиме граничного рассеяния становится зависящей не только от геометрических размеров образца, но и от его ориентации относительно кристаллографических осей [6].

Анизотропия теплопроводности, обусловленная фокусировкой, наблюдается при температурах ниже максимума теплопроводности, когда длина пробега фононов превышает поперечный размер образца [6]. Выше максимума, когда длина свободного пробега становится меньше размеров образца, теплопроводность кубического кристалла становится изотропной — не зависит от направления в кристалле. Полученные для теплопроводности результаты [6] интерпретировались в рамках теории Казимира [3], обобщенной на случай упруго анизотропных кристаллов. Для модели анизотропного континуума авторам [6] удалось рассчитать величины теплопроводности и длин свободного пробега фононов кристаллов Si и CaF₂ только для симметричных направлений. Рассмотрены образцы круглого и прямоугольного сечения бесконечной и конечной длины. Расчет теплопроводности и длин свободного пробега в режиме граничного рассеяния [6] для экспериментальных образцов выполнен численным методом только в симметричных направлениях. Получить аналитические выражения для величин, определяющих влияние фокусировки на релаксацию фононов и определить времена релаксации фононов для образцов конечной длины, авторам [6] не удалось.

С другой стороны, для расчета температурных зависимостей теплопроводности в рамках релаксационного метода, прежде всего, необходимо определить времена релаксации фононов для всех актуальных процессов рассеяния (включая рассеяние фононов на поверхности образца) и найти полное время релаксации согласно правилу Матиссена. Однако за последние сорок лет со времени опубликования работы [6], насколько нам известно, ввиду отсутствия таких расчетов не было опубликовано ни одной работы, в которой бы анализировались температурные зависимости теплопроводности диэлектрических кристаллов с учетом фокусировки фононов. Такой расчет удалось выполнить в работе [7]. Это позволило определить времена релаксации фононов различных поляризаций на границах для образцов конечной длины с круглым и квадратным сечениями в виде кусочно-непрерывных функций. Так, например, для стержня квадратного сечения со стороной D и длиной L при выполнении неравенств $|V_{g3}^\lambda / V_{g1}^\lambda| \geq k_0$, $|V_{g1}^\lambda| > |V_{g2}^\lambda|$, или $|V_{g3}^\lambda / V_{g2}^\lambda| \geq k_0$, $|V_{g2}^\lambda| > |V_{g1}^\lambda|$ время релаксации фононов имеет вид [7]:

$$\tau_B^\lambda = \frac{D}{|V_{g3}^\lambda|} \left\{ 1 - \frac{k_0}{2} \frac{(|V_{g1}^\lambda| + |V_{g2}^\lambda|)}{|V_{g3}^\lambda|} + \frac{(k_0)^2}{3} \frac{|V_{g1}^\lambda| |V_{g2}^\lambda|}{(|V_{g3}^\lambda|)^2} \right\}, \quad k_0 = \frac{L}{2D}. \quad (1)$$

При выполнении противоположных неравенств $|V_{g3}^\lambda / V_{g1}^\lambda| < k_0$, $|V_{g1}^\lambda| > |V_{g2}^\lambda|$ или $|V_{g3}^\lambda / V_{g2}^\lambda| < k_0$, $|V_{g2}^\lambda| > |V_{g1}^\lambda|$ время релаксации фононов определяется выражением:

$$\tau_B^\lambda = \frac{D}{6} \frac{(3|V_{g1}^\lambda| - |V_{g2}^\lambda|)}{(|V_{g1}^\lambda|)^2}, \quad |V_{g1}^\lambda| > |V_{g2}^\lambda| \quad \text{и} \quad \tau_B^\lambda = \frac{D}{6} \frac{(3|V_{g2}^\lambda| - |V_{g1}^\lambda|)}{(|V_{g2}^\lambda|)^2}, \quad |V_{g2}^\lambda| > |V_{g1}^\lambda|. \quad (2)$$

Здесь V_{g3}^λ , V_{g1}^λ , V_{g2}^λ — проекции групповой скорости на ось и боковые грани образца, соответственно. Следует отметить, что выражение (2) определяет время релаксации фононов для образцов бесконечной длины с квадратным сечением. Для цилиндра радиуса R , длины L время релаксации фононов определяется выражением [7]:

$$\tau_B^\lambda = \frac{4R}{\pi V_{g\perp}^\lambda} \left[\left(1 + (A^\lambda)^2 \right) \sqrt{1 - (A^\lambda)^2} - \frac{1}{3} \left(\sqrt{1 - (A^\lambda)^2} \right)^3 - A^\lambda \left(\arccos(A^\lambda) + A^\lambda \sqrt{1 - (A^\lambda)^2} \right) \right], \quad (3)$$

$$A^\lambda = \frac{L}{4R} \frac{V_{g\perp}^\lambda}{|V_{g3}^\lambda|} < 1, \quad V_{g\perp}^\lambda = \sqrt{(V_{g1}^\lambda)^2 - (V_{g3}^\lambda)^2}. \quad (4)$$

В случае выполнения противоположного неравенства для времени релаксации фононов на границах имеем:

$$\tau_B^\lambda = 8R \cdot V_{g\perp}^\lambda / (3\pi), \quad \Delta^\lambda = (L/(4R)) \cdot (V_{g\perp}^\lambda / |V_{g3}^\lambda|) > 1. \quad (5)$$

Выражение (5) определяет время релаксации фононов на границах для бесконечных образцов с круглым сечением. Оно совпадает с полученным ранее выражением в работе [8].

В модели анизотропного континуума проанализирована анизотропия средних длин свободного пробега фононов и длин свободного пробега для каждой из ветвей фононного спектра кристаллов кремния при низких температурах.

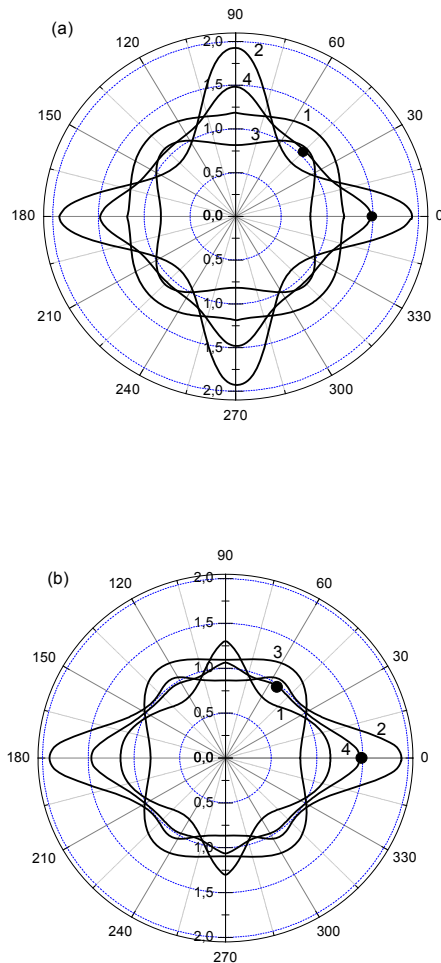


Рис. 1. Угловые зависимости средних длин свободного пробега (кривые 4) и длин свободного пробега фононов для быстрой (кривые 1), медленной поперечной (кривые 2) и продольной моды (кривые 3); нормированные на ширину образца [7]. Точки – экспериментальные значения средних длин свободного пробега [6].

Рассмотрены угловые зависимости длин свободного пробега для двух наиболее актуальных случаев: (а) ось образца (и, соответственно, градиент температуры) вращается в плоскости грани куба XZ (рис. 1а); (б) ось образца вращается в диагональной плоскости (рис. 1б). Для образцов бесконечной длины с круглым и квадратным сечениями в

случае равенства площадей поперечных сечений, угловые зависимости длин свободного пробега, нормированных на длину Казимира, совпадают. Показано, что при переходе от образцов бесконечной длины к образцам конечной длины анизотропия длин свободного пробега фононов заметно уменьшается [7].

Наиболее интересным результатом является установление связи между направлениями фокусировки фононов различных поляризаций и максимальными значениями длин свободного пробега фононов для кристаллов кремния при низких температурах. Установлено, что длины свободного пробега каждой колебательной моды достигают максимальных значений в направлениях ее фокусировки, причем, в этих направлениях они превосходят длины пробега остальных колебательных мод (см. рис. 1). Так, например, медленная поперечная мода фокусируется в направлении [001], и ее длина свободного пробега (кривая 1) значительно превосходит длины свободного пробега остальных акустических мод, а также среднюю длину свободного пробега фононов (кривая 4). продольные фононы фокусируются в направлении [111], для этого направления их длина свободного пробега (кривая 3) заметно превышает длины свободного пробега быстрых (кривая 2) и медленных поперечных фононов, а также среднюю длину свободного пробега фононов. Отметим, что проблема фокусировки фононов не ограничивается расчетом теплопроводности диэлектрических кристаллов. Она может оказаться актуальной для анализа эффектов, связанных электрон-фононным увлечением при исследовании кинетических явлений в металлах и полупроводниках при низких температурах. В этом случае электропроводность и термоэлектрические эффекты становятся зависящими от механизма релаксации импульса фононов.

Работа выполнена по плану РАН в рамках темы № 01.2.006.13395 при поддержке программы ОФН РАН грант № 12-Т-2-1018, а также гранта ведущей научной школы НШ-6172.2012.2.

1. D.G. Cahill, W.K. Ford, K.E. Goodson, G.D. Mahan, A. Majumdar, H. J. Maris, R. Merlin, and S. R. Phillpot, *J. Appl. Phys.* **93**, 793 (2003).
2. A.D. McConnell and K. E. Goodson, *Annual Review on Heat Transfer* **14**, 128 (2005).
3. H.B.G. Casimir, *Physica* **5**, 495 (1938).
4. H.J. Maris, *J. Acoust. Soc. Am.* **50**, 812 (1971).
5. M. Lax and V. Narayanamurti, *Phys. Rev. B* **22**, 4876 (1980).
6. A.K. McCurdy, H.J. Maris, and C. Elbaum, *Phys. Rev. B* **2**, 4077 (1970).
7. И.И. Кулеев, И.Г. Кулеев, С.М. Бахарев, А.В. Инюшкин, *ФТТ* **54**, (2012), в печати.
8. Y.P. Joshi, *Pramana* **18**, 461 (1982).

К вопросу о магнитной фазовой диаграмме геликоидального магнетика MnSi

В.Н. Нарожный, В.Н. Краснорусский

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина, Троицк, МО, 142190, Россия

Для монокристаллического MnSi проведены измерения кривых намагниченности в интервале температур $(5.5 \div 35)$ К и магнитных полях H до 11 кОе. Особое внимание уделялось области температур, находящихся вблизи температуры перехода в АФМ-состояние с длиннопериодной геликоидальной структурой $T_N = 28.8$ К. Обнаружен ряд новых особенностей в магнитном поведении MnSi. На основании полученных нами данных построены магнитные фазовые диаграммы MnSi для $H \parallel (0,0,1)$, $(1,1,1)$ и $(0,1,1)$ и проведено их сравнение с диаграммами, полученными ранее другими методами.

Соединение MnSi кристаллизуется в кубической решетке без центра инверсии (тип B20). Считается, что магнитные свойства MnSi носят преимущественно зонный характер. Отсутствие центра инверсии делает возможным в этой системе (помимо обычного обмена) взаимодействие типа Дзялошинского-Мория, которое в свою очередь приводит к образованию длиннопериодной геликоидальной структуры при $T < T_N = 28.8$ К с направлением осей геликоидов, определяемым более слабым анизотропным обменным взаимодействием, см., например, [1]. Особенностью MnSi является присутствие переходной области, прилегающей к магнитному переходу со стороны более высоких температур. В этой области теплоемкость, магнитная восприимчивость, температурный коэффициент электросопротивления и пр. имеют аномалии, см., например, [2]. Природа подобного поведения MnSi до конца неясна.

Нами были проведены измерения кривых статической намагниченности $M(H)$ монокристалла MnSi при $T = (5.5 \div 35)$ К в полях до 11 кОе. Особое внимание уделялось области температур, находящейся вблизи температуры перехода $T_N = 28.8$ К, при которой ранее наблюдались пики в теплоемкости и восприимчивости. Измерения намагниченности проводились на вибрационном магнитометре для $H \parallel [001]$, $[111]$ и $[011]$. Прецизионное измерение намагниченности $M(H)$ позволило надежно определять зависимости $dM(H)/dH$, что помогло выявить ряд новых особенностей в магнитном поведении MnSi.

При $5.5 \text{ К} \leq T \leq 27.0 \text{ К}$ зависимость $M(H)$ близка к линейной в полях до $H \approx (4 \div 6)$ кОе, см. Рис. 1. При дальнейшем росте магнитного поля на зависимостях $M(H)$ наблюдался излом. Подобное поведение $M(H)$ MnSi при $T < T_N$ хорошо известно, его связывают с индуцированным полем переходом в ферромагнитную фазу, см., например, [3].

В данной работе выявлена дополнительная особенность на $M(H)$ и $dM(H)/dH$, проявляющаяся при $5.5 \text{ К} \leq T \leq 28.8 \text{ К}$ в полях от 80 Ое до 1.3 кОе, см. пример измерений при $T = 5.5$ К на Рис. 1. Аномалии в подобных полях наблюдались и ранее при изучении MnSi другими методами (при исследовании поглощения ультразвука, рассеяния нейтронов и переменноточной восприимчивости). Нами же было обнаружено, что положение этой особенности

существенным образом зависит как от направления H , так и от температуры, см. Рис. 2. Кроме того, обнаружена существенная необратимость в зависимостях $M(H)$ в области этой аномалии для $H \parallel [111]$, см. Рис. 1. Необратимость в $M(H)$ сохраняется для $H \parallel [111]$ вплоть до $T = 27.4$ К.

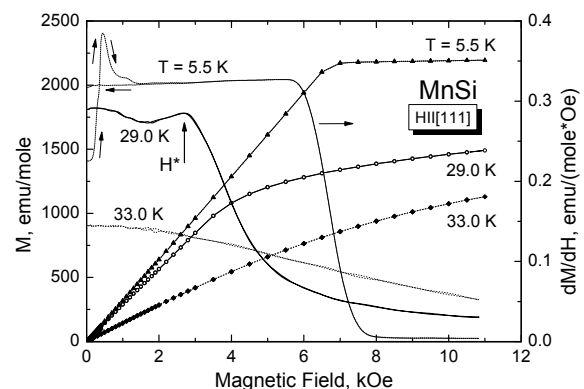


Рис. 1. M и $dM(H)/dH$ vs. H для MnSi при $H \parallel [111]$ и $T = 5.5, 29.0, 33.0$ К. Для $dM(H)/dH$ при $T = 5.5$ К стрелками показано направление изменения поля.

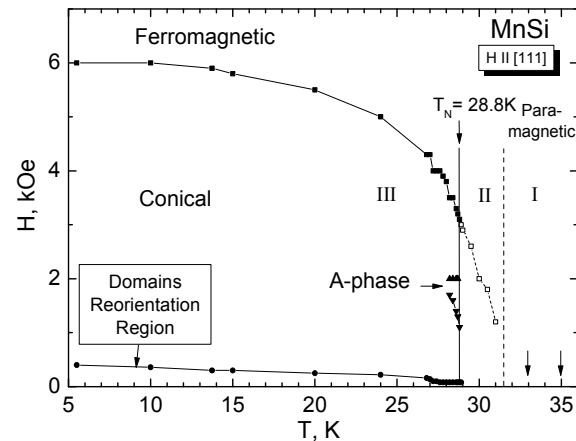


Рис. 2. Магнитная фазовая диаграмма MnSi для $H \parallel [111]$.

В работах [4, 5] было показано, что данная особенность в поведении MnSi связана с реориентацией магнитных доменов и образованием монодоменной структуры (при достижении определенной величины H). Тем не менее, в целом ряде публикаций вплоть до последнего времени эта аномалия связывается с переходом при росте поля от геликоидаль-

ной магнитной структуры к конической [6–10, 2]. Данная интерпретация является неверной, а фазовые диаграммы, построенные на ее основе, являются неточными. Действительно, в случае сохранения чисто геликоидальной структуры в малых полях намагниченность должна была бы равняться нулю. В эксперименте же зависимости $M(H)$ близки к линейным, начиная с самых малых полей при всех температурах и для всех трех используемых направлений поля. Т.о., геликоидальная магнитная структура проявляется лишь в нулевом поле, а любое конечное поле приводит к скашиванию магнитных моментов и образованию конической структуры (скошенного геликоида), что в свою очередь ведет к появлению конечной намагниченности.

При $27.2\text{ К} \leq T < T_N = 28.8\text{ К}$, т.е. в непосредственной близости от T_N , на зависимостях $M(H)$ отчетливо проявляются *еще две аномалии*. Их можно связать с образованием вблизи T_N так называемой А-фазы, для которой в некоторых работах (см., например, [11]) характерным считается перпендикулярность осей геликоидов направлению магнитного поля. В ряде недавних публикаций (в частности, в [7]) результаты по рассеянию нейтронов для А-фазы интерпретировались как свидетельство образования в ней более сложной магнитной структуры (решетки скирмионов).

При T слегка выше температуры перехода ($T_N < T \leq 31\text{ К}$) обнаружено, в частности, что на кривых $M(H)$ наблюдается *особенности*, отчетливо проявляющаяся при построении зависимостей дифференциальной восприимчивости $dM(H)/dH$, см. Рис. 1. При $T \geq 33\text{ К}$ подобных аномалий на кривых $M(H)$ не наблюдалось. При построении зависимости характерного поля особенностей H^* от температуры линия $H^*(T)$ при $T_N < T \leq 31\text{ К}$ оказывается естественной экстраполяцией зависимости поля перехода к индуцированной ферромагнитной фазе, наблюдавшейся при $T < T_N$, см. Рис. 2.

Следует отметить, что при $T > T_N = 28.8\text{ К}$ следы особенностей, связанных с А-фазой, становятся едва видимыми. Они различимы лишь в узком интервале температур, отстоящих от T_N не более, чем на 0.2 К . Согласно работе [12], описывающей поведение MnSi с помощью модели скирмионов, область существования скирмионов должна быть примерно симметричной по температуре относительно T_N . Наши же результаты показывают, что если А-фаза и существует при $T > T_N$, то лишь в очень узком интервале температур, существенно меньшем, чем область существования А-фазы при $T < T_N$, см. Рис. 2. Учитывая также, что при $T_N < T \leq 31\text{ К}$ кривая $H^*(T)$ является естественной экстраполяцией поля перехода к индуцированной ферромагнитной фазе при $T < T_N$, можно заключить, что генезис магнитных свойств промежуточной области ($28.8\text{ К} = T_N < T \leq 31\text{ К}$) связан не с А-фазой, а с областью с коническим магнитным порядком. Результаты по рассеиванию нейтронов

свидетельствуют [13], что в этой области наблюдаются весьма необычные геликоидальные флуктуации. Нетривиальным является тот факт, что при измерении статической намагниченности удается видеть следы «схлопывания» флуктуирующих частей геликоидов в поле $H^*(T)$. (Наши результаты по намагниченности MnSi в области А-фазы и возможная их связь с различными моделями магнитных структур в этой области будут обсуждаться в последующих работах.)

При $T \geq 33\text{ К}$ наблюдалось типично парамагнитное поведение без каких-либо особенностей на кривых $M(H)$ и $dM(H)/dH$.

Т.о., по результатам изучения статической намагниченности всю область температур (по мере понижения T) можно разбить на три интервала:

I. ($T \geq 31.5\text{ К}$) — область с типично парамагнитным поведением;

II. ($28.8\text{ К} = T_N \leq T < 31.5\text{ К}$) — промежуточная область, для которой наблюдается свойства как типично парамагнитной фазы, так и особенности, характерные для магнитоупорядоченной фазы;

III. ($T < T_N = 28.8\text{ К}$) — область магнитноупорядоченного состояния (внутри этой области расположена и А-фаза).

На основании полученных нами данных построены магнитные фазовые диаграммы MnSi для $H \parallel [001]$, $[111]$ и $[011]$. Анизотропия наблюдается в области III как для границ А-фазы, так и для особенностей, связанных с реориентацией магнитных доменов. В то же время, в согласии с предыдущими публикациями положение линии, соответствующей переходу к индуцированному полем ФМ-состоянию, практически изотропно. В областях II и I $M(H, T)$ не зависит от направления поля.

1. P. Bak and M.H. Jensen, J. Phys. C, **13**, L881 (1980).
2. С.М. Стишов, А.Е. Петрова, УФН, **181**, 1157 (2011).
3. D. Bloch et al, Phys. Lett., **51A**, 259 (1975).
4. S.V. Maleev, Phys. Rev. B, **73**, 174402 (2006).
5. S.V. Grigoriev et al, Phys. Rev. B, **74**, 214414 (2006).
6. C. Thessieu et al, J. Phys.: Condens. Matter, **9**, 6677 (1997).
7. S. Mühlbauer et al, Science, **323**, 915 (2009).
8. A. Neubauer, Phys. Rev. Lett., **102**, 186602 (2009).
9. C. Pfleiderer et al, J. Phys.: Condens. Matter, **22**, 1 (2010).
10. С.В. Демишев и др., Письма в ЖЭТФ, **93**, 231 (2011).
11. S.V. Grigoriev et al, Phys. Rev. B, **73**, 224440 (2006).
12. U.K. Rößler, A.N. Bogdanov & C. Pfleiderer, Nature, **442**, 797 (2006).
13. S.V. Grigoriev et al, Phys. Rev. B, **81**, 144413 (2010).

Исследование магнитных свойств монокристаллов CoSi

В.Н. Нарожный, В.Н. Краснорусский

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина, Троицк, МО, 142190, Россия

Для монокристаллов CoSi проведены измерения магнитных свойств в интервале температур T (5.5 ÷ 450) К и магнитных полях H до 11 кОе. Сравнение результатов, полученных нами для образцов, выращенных в различных лабораториях, позволило определить температурную зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T) = M(T)/H$ гипотетического «идеального» (т.е. не содержащего магнитных примесей и дефектов) кристалла CoSi. Во всем исследованном интервале температур восприимчивость такого кристалла CoSi оказалась *диамагнитной*, причем значительно увеличивающейся по абсолютной величине при понижении температуры. При самых низких температурах зависимость $\chi(T)$ «идеального» CoSi насыщается. Для четырех типов «реальных» монокристаллов CoSi определены парамагнитные вклады в их восприимчивость, а также выделены нелинейные по полю вклады в намагненность, которые учитывались при определении $\chi(T)$.

Соединение CoSi принадлежит к ряду моносилицидов переходных металлов, кристаллизующихся в кубической структуре без центра инверсии (тип B20). Наиболее подробно из этого ряда изучено соединение MnSi, которое, как считают, является зонным магнетиком и испытывает переход в длинопериодное геликоидально-упорядоченное состояние при $T_N = 28.8$ К. Соединение CoSi, в котором ионы Co (как и ионы Fe в FeSi) не несут магнитного момента, изучено менее подробно, а результаты по его магнитным свойствам зачастую весьма противоречивы [1–4].

Нами были изучены статические магнитные свойства четырех монокристаллов CoSi, выращенных в различных лабораториях. Намагниченность M образцов CoSi измерялась с помощью вибрационного магнетометра с продувным криостатом. Измерения проводились в магнитных полях H до 11 кОе в интервале температур $T = (5.5 - 450)$ К. Масса образцов составляла (130 ÷ 280) мг. Непосредственно перед измерениями намагненности образцы травились в смеси ряда кислот с добавкой глицерина. Для измерений образцы приклеивались к кварцевому держателю. Ввиду того, что $M(T)$ образцов в поле $H = 10$ кОе изменялась при варьировании T в диапазоне (-650 ÷ +300) мК, необходимо было для каждого образца определять сигнал от пустого держателя. Вклад держателя составлял при $H = 10$ кОе (в таком поле измерялась $M(T)$ образцов) (260 ÷ 420) мК в зависимости от его положения, определяемого длиной измеряемого образца. При определении зависимостей $M(H)$ в отдельных экспериментах измерялись зависимости $M(H)$ для пустого держателя, которые затем вычитались из данных для системы «образец + держатель».

Измерения зависимостей $M(H)$ показали, что в полях больших ≈ 1 кОе эти зависимости близки к линейным. В меньших полях наблюдались некоторые нелинейности в $M(H)$, более отчетливо проявлявшиеся при низких температурах. Экстраполируя результаты, полученные в сильных полях, к $H = 0$, были получены величины намагненности насыщения $M_{\text{sat}}(T)$, характеризующие нелинейный по магнитному полю вклад в намагненность измеряемых образцов. Величины $M_{\text{sat}}(T)$ вычитались из

экспериментально определяемых зависимостей $M(T)$. Т.о. определялись температурные зависимости намагненности, линейно зависящей от поля при всех T , при которых проводились измерения. Величины поправок $M_{\text{sat}}(T)$ для всех образцов не превышали 6% от намагненности $M(T)$, измерявшейся в поле 10 кОе при $T = 300$ К.

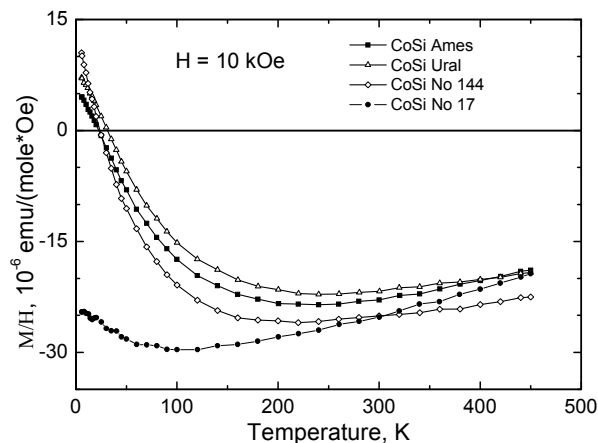


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $M(T)/H$, измеренные при $H = 10$ кОе, для четырех образцов CoSi.

На Рис. 1 для четырех образцов CoSi показаны температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T) = M(T)/H$, измеренной в поле 10 кОе. Видно, что при $T > 40$ К все образцы являются диамагнитными, причем при $T > 220$ К для всех образцов наблюдается рост намагненности при повышении температуры. В первом приближении зависимости $M(T)$ при $T > 220$ К близки к линейным. При низких температурах для всех образцов отчетливо видны парамагнитные «хвосты». При этом парамагнитный вклад в намагненность образца No 17 примерно на порядок меньше, чем у трех других образцов. Если эти три образца при $T < 40$ К становятся парамагнитными, то образец No 17 остается диамагнитным во всем рабочем интервале температур. С другой стороны, при высоких температурах (близких к 450 К) величины намагненностей образцов No 17, «Ames» и «Ural» весьма близки, в тоже время намагненность образца No 144

лежит существенно ниже. В какой-то мере это коррелирует с отличием в поведении нелинейного по полю вклада в намагниченность этого образца по сравнению с тремя другими образцами (см. ниже).

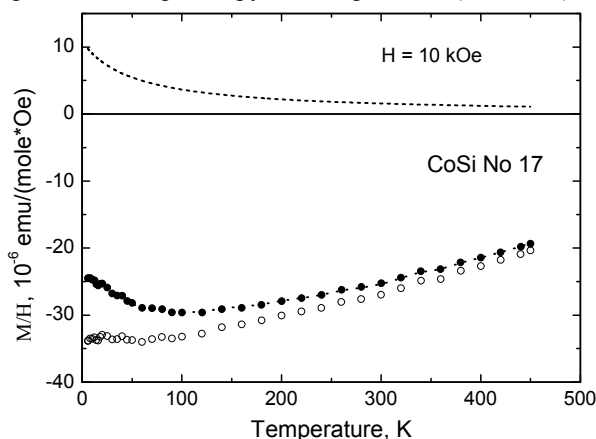


Рис. 2. (1) Температурная зависимость магнитной восприимчивости $M(T)/H$, измеренная для монокристалла CoSi No 17 (сплошные символы), (2) выделенный парамагнитный вклад в $M(T)/H$ (пунктирная линия наверху) и (3) восприимчивость гипотетического «идеального» CoSi (открытые символы). Также показана сумма вкладов (2) и (3) в виде линии, проходящей через сплошные символы.

Сравнение результатов, полученных нами для образцов, выращенных в различных лабораториях, позволило определить температурную зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ гипотетического «идеального» (т.е. не содержащего магнитных примесей и дефектов) кристалла CoSi. Подобное сравнение позволило избежать сложностей с выделением парамагнитного вклада в восприимчивость, связанных с сильной температурной зависимостью диамагнитного вклада при относительно высоких температурах. Вычитая из результатов, полученных для одного из образцов, данные для другого образца (например, из No 144 данные для No 17) в первом приближении можно избавиться от зависящей от температуры диамагнитной составляющей в намагниченности и надежно определить параметры парамагнитного вклада, а значит, и корректно восстановить восприимчивости «идеального» кристалла CoSi, см. Рис. 2.

Во всем исследованном интервале температур восприимчивость гипотетического «идеального» кристалла CoSi оказалась *диамагнитной*, причем значительно увеличивающейся по абсолютной величине при понижении температуры. При самых низких температурах зависимость $\chi(T)$ «идеального» CoSi насыщается. Подобное поведение восприимчивости «идеального» CoSi можно, по-видимому, связать с влиянием зонных эффектов, отмечавшихся в работе [5] для FeSi.

Необходимо отметить, что при $T < 20$ K для всех «реальных» образцов наблюдаются отклонения в сторону меньших намагниченностей от зави-

симостей, характерных для более высоких температур. Наиболее отчетливо эти отклонения видны для образцов «Ames» и «Ural», см. Рис. 1. Эти отклонения, по-видимому, связаны с каким-то типом магнитного упорядочения в системе магнитных центров, приводящих к парамагнитному вкладу в $\chi(T)$, хорошо описываемому при $T > 20$ K модифицированным законом Кюри-Вейса.

Как отмечалось выше, для намагниченности образцов наблюдался небольшой вклад с нелинейной зависимостью $M(H)$. Это проявлялось при температурах, меньших около 300 K. Частично этот вклад можно связать с суперпарамагнитным поведением *небольшой части* магнитных центров. При понижении T до ≈ 100 K на кривых $M(H)$ всех образцов за исключением No 144 появлялся гистерезис, т.е. небольшая часть магнитных центров испытывала переход в ферромагнитно упорядоченное состояние. Оценка концентрации подобных центров (участвующих в ФМ-упорядочении) дает величину порядка 1 *ppm*. Для образца No 144 гистерезиса на кривых $M(H)$ вплоть до $T = 5.5$ K не обнаружено.

Природа парамагнитных центров, приводящих ко вкладу в $\chi(T)$, близкому к закону Кюри-Вейса, неясна. С одной стороны, результаты спектроскопического анализа показывают, что во всех образцах присутствует примесь железа на уровне сотен *ppm*, что, в принципе, может объяснить наблюдаемые при низких температурах парамагнитные «хвосты». С другой стороны, нет свидетельств того, что примесные атомы железа несут в CoSi магнитный момент (в изоструктурном соединении FeSi железо немагнитно). Отмечались возможности образования магнитных моментов на атомах кобальта, ближайших к примесному атому железа [2], а также локализации носителей на дефектах [4]. Возможно также образование магнитных моментов на атомах Co, ближайших к какому-либо структурному дефекту (вакансии по Co или Si, либо атому внедрения). Для выяснения природы парамагнитных центров в CoSi необходимы дальнейшие исследования.

Авторы благодарят С.М. Стишова за предоставление образцов и обсуждение полученных результатов.

1. D. Shinoda and S. Asanabe, J. Phys. Soc. Japan, **21**, 555 (1966).
2. J.H. Wernick et al, Mat. Res. Bull., **7**, 1431 (1972).
3. A. Amamou, J. Phys. Chem. Solids, **33**, 1697 (1972).
4. A.E. Petrova et al, Phys. Rev. B, **82**, 155124 (2010).
5. V. Jaccarino et al, Phys. Rev., **160**, 476 (1967).

Магнитные текстуры и электронный транспорт в киральном гелимагнетике

А.С. Овчинников¹, И.В. Проскурин¹, Дж. Кишине²

¹ Институт естественных наук, УрФУ, Екатеринбург 620083, Россия

² Graduate School of Arts and Sciences, The Open University of Japan, Japan

Рассматриваются эффекты взаимодействия спинов подвижных носителей и магнитной солитонной решетки, представляющие интерес для приложений спинтроники.

Взаимодействие свободных электронов с нетривиальными магнитными текстурами привлекает пристальное внимание из-за возможности управления магнито-транспортными свойствами посредством контроля спиновой подсистемы локальных моментов. В магнитных кристаллах, принадлежащих пространственным киральным группам, конкуренция релятивистского взаимодействия Дзялошинского-Мория и ферромагнитного обменного взаимодействия формирует геликоидальное магнитное упорядочение с определенной векторной киральностью и периодом модуляции порядка десятков нанометров. Наиболее интригующим свойством киральных гелимагнетиков является появление солитонной решетки под действием магнитного поля, приложенного перпендикулярно геликоидальной оси. Пространственный период солитонной решетки контролируется магнитным полем.

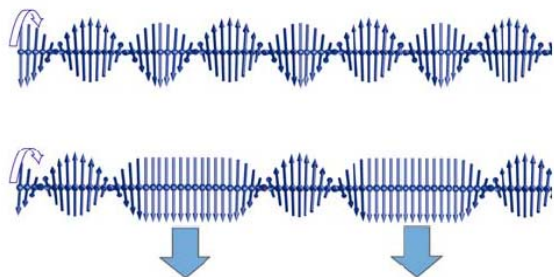


Рис. 1. Магнитная солитонная решетка.

Недавние эксперименты по лоренцевской спектроскопии и малоугловой дифракции нейтронов подтвердили существование этого нетривиального магнитного порядка в полупроводнике $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ [1].

Когда подвижные электроны сосуществуют с локальными моментами, как в случае данного соединения, солитонная решетка создает потенциал сверхрешетки. Имеется обратный эффект, когда подвижные электроны обеспечивают передачу спинового вращательного момента, что приводит к коллективному движению солитонной решетки как целого. Ранее нами был предсказан ряд разнообразных явлений, которые можно наблюдать в киральной солитонной решетке: транспорт магнонной плотности [2], перенос магнонной плотности с помощью нелинейных возбуждений [3], новый тип элементарных возбуждений, которые можно детектировать с помощью спинового резонанса [4], управляемое током коллективное движение соли-

тонной решетки [5], аномалии магнитосопротивления [6].

Последний эффект представляется наиболее перспективным с точки зрения приложений в спинтронике. Выступая в роли потенциала сверхрешетки для электронов проводимости, солитонная решетка приводит к дополнительному брэгговскому рассеянию. Контролируя размер сверхрешетки внешним магнитным полем, мы меняем размер ее зоны Бриллюэна, что обуславливает возникновение последовательности аномалий сопротивления.

1. Y. Togawa, T. Koyama, K. Takayanagi, S. Mori, Y. Kousaka, J. Akimitsu, S. Nishihara, K. Inoue, A.S. Ovchinnikov, and J. Kishine, *Phys.Rev.Lett.* **108**, 107202 (2012), selected as *APS Spotlighting Exceptional Research* on March 5, 2012.
2. I.G. Bostrem, J. Kishine and A.S. Ovchinnikov, *Phys.Rev.* **B 78**, 064425 (2008).
3. A.B. Borisov, J. Kishine, I.G. Bostrem, and A.S. Ovchinnikov, *Phys.Rev.* **B 79**, 134436 (2009).
4. J. Kishine and A.S. Ovchinnikov, *Phys.Rev.* **B 79**, 220405 (R) (2009).
5. J. Kishine, A.S. Ovchinnikov, and I.V. Proskurin, *Phys.Rev.* **B 82**, 064407 (2010).
6. J. Kishine, I.V. Proskurin and A.S. Ovchinnikov, *Phys.Rev.Lett.* **107**, 017205 (2011).

Дифракционная картина лоренцевской электронной микроскопии в соединении $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$

А.С. Овчинников¹, И.В. Проскурин¹, J. Kishine²

¹ Уральский федеральный университет, Екатеринбург 620000, Россия

² Kyushu Institute of Technology, Kitakyushu 804-8550, Japan

Представлен аналитический расчёт дифракционной картины лоренцевской электронной просвечивающей микроскопии для образца, магнитная структура которого представляет собой киральную солитонную решётку. Рассмотрены случаи, когда магнитное поле прикладывается параллельно и перпендикулярно оптической оси микроскопа. Полученные результаты могут быть применены при обработке экспериментальных результатов для соединения $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$.

В настоящее время магнитные кристаллы, принадлежащие к киральной пространственной группе, привлекают всё больше внимания, как со стороны экспериментаторов, так и со стороны теоретиков. Возросший интерес к таким соединениям, как MnSi , FeGe , $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$, $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ связан с потенциальной возможностью их использования для нужд магнетoeлектроники. В киральных магнетиках пространственная симметрия допускает существование спин-орбитального обменного взаимодействия Дзялошинского–Мории (ДМ) вида $-\vec{D} \cdot (\vec{S}_i \times \vec{S}_j)$ между ближайшими соседними спиновыми магнитными моментами локализованных электронов $\vec{S}_i$ и $\vec{S}_j$ ($\vec{D}$ — вектор ДМ, направленный вдоль кристаллографической киральной оси). Конкуренция между изотропным обменным взаимодействием $-J\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$ ($J > 0$) и взаимодействием ДМ приводит к формированию длиннопериодической геликоидальной структуры, период которой пропорционален $1/D$ и в общем случае может принимать несоразмерные значения по отношению к периоду кристаллической решётки. Как было показано Дзялошинским [1], в магнитном поле, приложенном перпендикулярно киральной оси, происходит искажение геликоидальной структуры, в результате чего формируется неколлинеарная магнитная структура, получившая названия киральной солитонной решётки (КСР). КСР-структуру можно представить себе, как периодическую последовательность ферромагнитных доменов, разделённых последовательностью 360-градусных доменных стенок. С ростом поля период КСР увеличивается, достигая бесконечного значения при критическом значении магнитного поля H_c , при котором происходит переход из несоразмерной КСР-фазы в состояние с вынужденным ферромагнитным упорядочением (IC-C переход).

С точки зрения практического применения особый интерес представляет проводящий киральный гелимагнетик $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$, в котором может иметь место обменное взаимодействие между электронами проводимости в d-зоне, образованной атомами Nb, и локализованными спиновыми магнитными моментами на ионах Cr^{3+} . Для соединений подобного рода было теоретически предсказано

существование ряда интересных эффектов, таких как проявление спинового вращательного момента (spin torque) под действием тока подвижных носителей, индуцированное током движение КСР, характерные особенности в зависимости сопротивления от магнитного поля [2, 3].

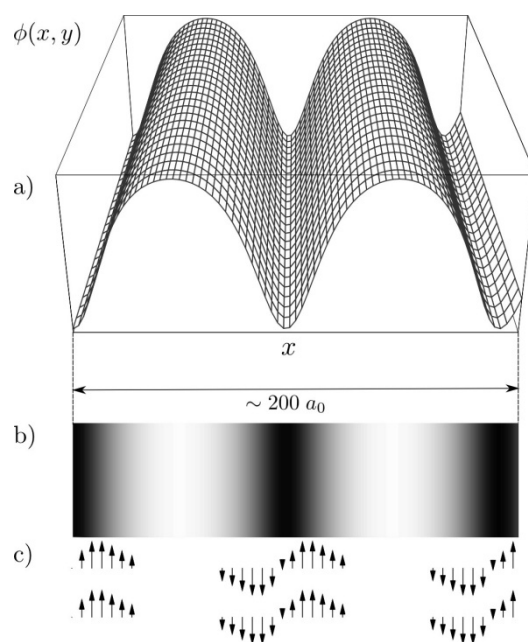


Рис. 1. а) Поверхность постоянной фазы для случая, когда магнитное поле прикладывается параллельно оптической оси, величина $\frac{H}{H_c} = 95\%$. б) градиент фазы в) магнитная

индукция в плоскости образца $(B_x, B_y) = \frac{d\phi}{dx}(-\frac{S_y}{S_x}, \frac{S_x}{S_y})$.

Соединение $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ относится к гексагональной пространственной группе $P6_322$. Температура перехода в магнитоупорядоченное состояние составляет 125 К, величина критического поля — $H_c \approx 0,23$ Тл, а период пространственной модуляции — 48 нм. Магнитная структура данного соединения исследовалась различными методами, такими как рассеяние нейтронов [4] или комплекс магнитных измерений [5]. В последних экспериментах с использованием лоренцевской просвечивающей электронной микроскопии (LTEM) и малоуглового рассеяния электронов (SAED) было впервые получено прямое свидетельство формирования КСР-

структуры, а также снята зависимость периода КСР от приложенного магнитного поля [6].

Для интерпретации результатов исследования магнитного упорядочения в киральном гелимагнетике нами был выполнен аналитический расчёт дифракционной картины LTEM, используя стандартный метод, основанный на фурье-разложении магнитного векторного потенциала [7]. При прохождении высокоэнергетического (≈ 200 кэВ) электронного пучка через образец в форме тонкой пластинки (с модулированной магнитной структурой в плоскости образца) возникает фазовый сдвиг, который может быть получен из стандартного выражения для эффекта Аронова–Бома

$$\varphi(x, y) = -\frac{\pi}{\Phi_0} \int A_z(x, y, z) dz,$$

где предполагается, что образец располагается в плоскости (x, y) , A_z — компонента магнитного векторного потенциала вдоль оптической оси (ось z), Φ_0 — квант магнитного потока, и интегрирование производится в пределах толщины образца t . Знание фазового сдвига позволяет восстановить распределение компонент вектора магнитной индукции в плоскости образца, используя выражение $(B_x, B_y) = \frac{1}{\pi t} \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial y}, \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)$.

Результат расчёта для случая, когда магнитное поле прикладывается вдоль оптической оси, может быть представлен в виде следующего аналитического выражения

$$\varphi(x, y) = -\frac{2\pi N_F}{\kappa^2 K} \left[\operatorname{dn} \left(\frac{2Kx}{L_{CSL}} \right) - \frac{\pi}{2K} \right],$$

где «dn» обозначает эллиптическую функцию Якоби, K — эллиптический интеграл первого рода с эллиптическим модулем κ , L_{CSL} — период КСР и N_F обозначает число квантов магнитного потока Φ_0 , заключённых в прямоугольной области площадью tL_{CSL} . Эллиптический модуль и период КСР определяются приложенным магнитным полем через соотношения $\frac{\kappa}{E(\kappa)} = \sqrt{\frac{H}{H_c}}, \frac{L_{CSL}(H)}{L_{CSL}(0)} = \frac{4K(\kappa)E(\kappa)}{\pi^2}$

(E — эллиптический интеграл второго рода). Соответствующая поверхность постоянной фазы для случая, когда $\frac{H}{H_c} = 95\%$, представлена на Рис. 1а).

На Рис. 1б), 1с) представлены соответственно градиент фазы и распределение компонент вектора магнитной индукции. Аналитическое выражение для фазового сдвига имеет период L_{CSL} , что подтверждается экспериментально [4]. Аналогичные соотношения имеют место и для случая, когда магнитное поле прикладывается в плоскости образца.

4. T. Moriya and T. Miyadai, Solid State Commun. **42**, 209 (1982).
5. Y. Kousaka et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **600**, 250 (2009).
6. Y. Togawa et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 107202 (2012).
7. Zhu (ed.), Modern Techniques for Characterizing Magnetic Materials, Springer (2005).

1. I.E. Dzyaloshinskii, Sov. Phys. JETP **19**, 960 (1964).
2. J. Kishine et al., Phys. Rev. B **82**, 064407 (2010).
3. J. Kishine et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 012017 (2011).

Генерация спин движущей силы в магнитной солитонной решетке

А.С. Овчинников¹, Вл.Е. Сеницын¹, И.Г. Бострем¹, Дж. Кишине²

¹ *Институт естественных наук, УрФУ, Екатеринбург 620083, Россия*

² *Graduate School of Arts and Sciences, The Open University of Japan, Japan*

Рассмотрена генерация спин движущей силы в киральном гелимагнетике под действием двух скрещенных полей. Рассмотрены различные режимы включения магнитного поля вдоль геликоидальной оси при постоянном перпендикулярном поле.

Преобразование магнитной энергии, связанной с локализованными моментами, в электрическую энергию свободных носителей реализуется через генерацию спин движущей силы. Этот процесс отражает содержание теоремы взаимности Онсагера, которая утверждает, что если приложенный ток вызывает движение доменной стенки, то и движущая доменная стенка индуцирует ток. Недавно, этот эффект, предсказанный теоретически [1], нашел свое экспериментальное подтверждение [2]. Генерация спин движущей силы с помощью приложенного внешнего магнитного поля — одно из современных направлений спинтроники, ведущее к созданию спиновых батарей.

Киральные магнетики, такие как MnSi и FeGe, стали предметом активных исследований в связи с их потенциальным применением в спинтронике [3]. Недавно, методом лоренцевской микроскопии и малоугловой дифракции нейтронов было показано, что в другом представителе киральных магнетиков, полупроводнике $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$, реализуется киральный геликоидальный магнитный порядок, который трансформируется в солитонную решетку при наложении внешнего магнитного поля, перпендикулярного геликоидальной оси [4]. Спин движущая сила, создаваемая динамикой магнитной солитонной решетки, открывает новые функциональные возможности киральных магнетиков для потенциальных устройств спинтроники.

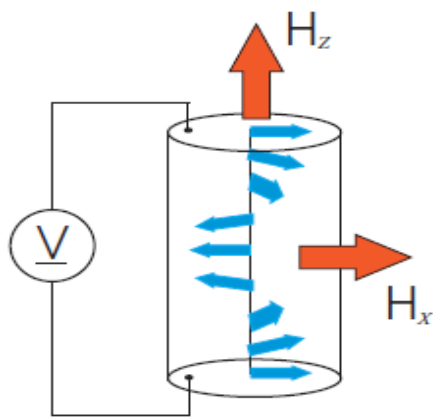


Рис. 1. Генерация ЭДС в киральном гелимагнетике двумя скрещенными полями.

Электрическое поле, определяемое динамикой неоднородной намагниченности, меняющейся

вдоль геликоидальной оси z , является выражение [5]

$$E(z, t) = \frac{\hbar}{2} \sin \theta (\partial_z \theta \partial_t \varphi - \partial_z \varphi \partial_t \theta)$$

в котором углы θ и φ параметризуют локальный спиновый момент. Нами была рассмотрена генерация напряжения под действием двух перпендикулярных полей (Рис. 1). Одно поле, поперечное H_x , формирует солитонную решетку, второе — продольное H_z , порождает ее динамику. Гамильтониан системы включает симметричный гайзенберговский обмен и антисимметричный обмен Дзялошинского-Мория между ближайшими спинами, а также зеемановское взаимодействие локальных моментов с внешними полями.

Нами был рассмотрен (I) бездиссипативный режим трансляционного движения солитонной решетки, и было показано отсутствие производства спин движущей силы при такой динамике.

(II) Трансляционное движение солитонной решетки с учетом затухания Гильберта. На основании полученных аналитических и численных расчетов (для последних выбиралась цепочка длины 10^5 узлов) было показано, что в режиме слабых полей за счет диссипации возникает спин движущая сила $\varepsilon(t) = Q\alpha\hbar\pi v$, в которой Q — число кинков солитонной решетки, α — параметр затухания Гильберта, q — волновой вектор модуляции геликоидальной структуры, v — скорость движения солитонной решетки. При включении продольного поля вида

$$H_z(t) = H_0 (1 - \exp(-t/T))$$

скорость солитонной решетки возрастает, достигая максимального значения $-H_0/q^2$ в момент времени T , а затем плавно спадает до нуля за время релаксации солитонной решетки $\tau = (\alpha^{-1} + \alpha)/q$.

(III) Нами был рассмотрен режим генерации переменной спин движущей силы под действием продольного магнитного поля вида

$$H_z(t) = H_0 \sin(\Omega t)$$

с учетом процессов диссипации. На основе аналитических вычислений, подтверждаемых численным моделированием, было получено следующее выражение для спин движущей силы

$$\varepsilon(t) = \sqrt{\varepsilon_R^2 + \varepsilon_D^2} \sin(\Omega t + \delta),$$

где реактивная и диссипативная части равны

$$\varepsilon_R = \frac{Q\hbar\pi H_0 H_x^2 \Omega}{2q^2(2q^4 - \Omega^2)}$$

$$\varepsilon_D = \varepsilon_R \frac{\alpha}{\Omega q^2}$$

Фазовый сдвиг определяется соотношением

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon_R}{\varepsilon_D}$$

Численные оценки показывают, что солитонную решетку можно рассматривать как последовательно соединенную цепь Q элементов ЭДС, каждый из которых составляет 0.1 μeV (режим II), или 10 μeV (режим III).

1. S.E. Barnes, S. Maekawa, Phys. Rev. Lett., **98**, 246601 (2007).
2. S.A. Yang et al., Phys. Rev. Lett., **102**, 067201 (2009).
3. F. Jonietz et al., Science **330**, 1648 (2010).
4. Y. Togawa, T. Koyama, K. Takayanagi, S. Mori, Y. Kousaka, J. Akimitsu, S. Nishihara, K. Inoue, A.S. Ovchinnikov, and J. Kishine, Phys.Rev.Lett. **108**, 107202 (2012).
5. G.E. Volovik, J. Phys. C **20**, L83 (1987).

Кумулятивный рост частных петель гистерезиса в модели Колмогорова

Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова
Курчатовский институт, Москва 123182, Россия

Гигантский (до 400%) кумулятивный рост частных петель гистерезиса в пленках Co/M (M=Pt, Pd,...) описан в рамках колмогоровской модели кристаллизации.

Магнитный гистерезис — одно из самых интересных и практически важных явлений, присущих ферромагнитным материалам. Он проявляется в отсутствии “простой” функциональной зависимости $M(t)=f[H(t)]$ магнитного момента системы от внешнего магнитного поля, при которой намагниченность $M(t)$ в данный момент времени однозначно определяется магнитным полем $H(t)$ в тот же момент времени (естественно, при неизменной температуре и других физических параметрах, определяющих магнитные свойства системы). На самом же деле благодаря запаздывающим микроскопическим процессам перемагничивания, зависимость $M(H)$ в существенной степени определяется предысторией системы.

Тем не менее, общепринято, что гистерезисные зависимости $M(H)$ при циклическом изменении магнитного поля повторяются. Однако на практике периодичность зависимости $M(H)$ наблюдается в полной мере только для предельной петли гистерезиса, когда амплитуда изменения поля настолько велика, что при каждом изменении знака намагниченности достигается состояние ее полного насыщения. Такая повторяемость принципиально важна для многих приложений. Что же касается частных петель гистерезиса для циклически изменяющегося поля, то они в ряде случаев оказываются неповторяющимися. Обычно отклонения от периодичности малы и проявляются в не-большом сдвиге границ петель от цикла к циклу. Однако в ряде случаев указанная неповторяемость весьма существенна. Так, для ультратонких пленок Co/Au площадь соответствующих частных петель гистерезиса в некоторых режимах циклического изменения магнитного поля последовательно увеличивается почти вдвое [1]. Еще больший эффект наблюдался недавно в работе [2], где площадь частных петель гистерезиса в многослойных пленках Co/Pt и Co/Pd последовательно возрастала на 300–400%. В ходе развития такого гигантского эффекта одна сторона петли (соответствующая перемагничиванию исходного насыщенного состояния) оставалась практически неизменной, а сдвигалась (постепенно — от цикла к циклу) лишь другая сторона петли, которая соответствовала возврату в состояние, близкое к стартовому (см. рис. 1). Авторы [2] назвали это явление накопительным (cumulative) ростом частных гистерезисных петель. По их мнению, природа эффекта связана с неоднородностью исследованных пленок, содержащих гипотетические асимметричные центры рождения магнитных доменов. Вблизи этих центров домены различного “знака” (с намаг-

ниченностью, параллельной или антипараллельной исходной насыщенной намагниченности) в *одинаковых* по величине, но противоположных по направлению магнитных полях возникают с разной вероятностью и, кроме того, растут/сокращаются с различной скоростью. Природа таких центров окончательно не ясна — они могут быть связаны с центрами повышенной коэрцитивности, обменным взаимодействием доменов с ферромагнитным и антиферромагнитным упорядочением, хиральностью доменных границ и проч.

Эта антисимметрия приводит к появлению у системы своеобразной “памяти” — она долго (в течение многих циклов перемагничивания) помнит, как она была намагничена в исходном состоянии, и возвращается в него существенно быстрее, чем достигает состояния с противоположной намагниченностью.

Похожие результаты, но с помощью другой, оригинальной методики регистрации петли гистерезиса, были получены для многослойных пленок Co/Pd в недавней работе [3]. Однако, упор в этой работе делается не на исследовании петель гистерезиса, а на изучении релаксации намагниченности при периодическом быстром изменении направления магнитного поля. При этом, также как в работах [1, 2], наблюдалось явление, тесно связанное с накопительным ростом частных гистерезисных петель — *неповторяемость* последовательных процессов релаксации (см. рис. 1).

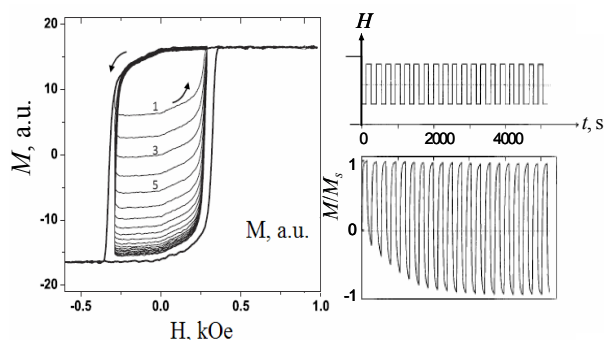


Рис. 1. Последовательности частных петель гистерезиса (слева) для пленки (Co/Pt)₈ [2] и релаксационных кривых (справа) для пленки Co/Au(111) [1].

Хотя гистерезис и релаксация — это родственные явления, с экспериментальной точки зрения изучение первого проще. В то же время, с аналитической точки зрения гораздо проще описать процесс релаксации. Причина проста — при измерении

петли гистерезиса система последовательно проходит через непрерывный ряд *различных* значений магнитного поля, а при изучении релаксации — все время находится в одном и том же поле. Поэтому в первом случае мы имеем дело с уравнениями, в которых такие кинетические параметры, как темп рождения зародышевых доменов противоположного знака и скорость их последующего роста, меняются (вместе с магнитным полем) во времени, а во втором случае — они постоянны, что существенно упрощает анализ. Кроме того, для описания релаксации намагниченности — процесса, во многом аналогичного процессу кристаллизации (переходу из одной фазы в другую) — давно разработан простой и мощный аналитический подход. Мы имеем в виду замечательную теорию Колмогорова [4], в которой была развита вероятностно-геометрическая феноменологическая модель процесса кристаллизации. Она основана на представлении о возникающих в объеме центрах кристаллизации, вокруг которых происходит нарастание зародышей — зерен другой фазы. Все описание строится, исходя из закономерностей возникновения центров кристаллизации, а также закономерностей роста и взаимодействия зародышей. Исходными посылами этой феноменологической модели являются упомянутые закономерности, а результатом — временные характеристики процесса фазового превращения.

По неясной причине (скорее всего, ввиду относительной недоступности в Европе и США упомянутой статьи Колмогорова) этот результат был позже переоткрыт в серии работ [5], в которых, к тому же, был допущен ряд неточностей [6].

Мы полагаем, что при определенных предположениях модель Колмогорова может быть использована и для объяснения и описания *неповторяющихся* последовательных процессов магнитной релаксации в тонких пленках Co/M ($M = \text{Pd, Pt, Au}$) [1–3], в которых наблюдался упомянутый эффект кумулятивного роста частных петель гистерезиса. Адаптация этой модели на случай магнитной релаксации очевидна — в исходном состоянии ферромагнитная система путем приложения сильного поля намагничивается до насыщения (относительная намагниченность $M^{(1)}(0)=1$), после чего в момент $t=0$ поле резко меняет знак, и к моменту времени t система релаксирует в состояние с относительной намагниченностью $M(t)=2M^{(1)}(t)-1$. Этот процесс идет через возникновение зародышей — центров (микроскопических объемов) с намагниченностью, противоположной по направлению исходной намагниченности, которые эволюционируют в растущие домены. В соответствии с моделью Колмогорова временной ход этого процесса описывается соотношениями:

$$M^{(1)}(t) = \exp \left[- \int_0^t \alpha(\xi) V(\xi, t) d\xi \right], \quad M^{(2)}(t) = 1 - M^{(1)}(t),$$

где $M^{(1)}(t)$, $M^{(2)}(t)$ — соответственно, относительные намагниченности “старой” и “новой” магнитных

фаз в момент времени t , $V(\xi, t)$ — объем (в двумерном случае — площадь) в момент t домена новой фазы, зародыш которого родился в момент времени ξ , $\alpha(t)$ — интенсивность возникновения зародышей доменов новой фазы (т.е. число таких центров, вероятностным образом рождающихся в единицу времени в единичном объеме/площади).

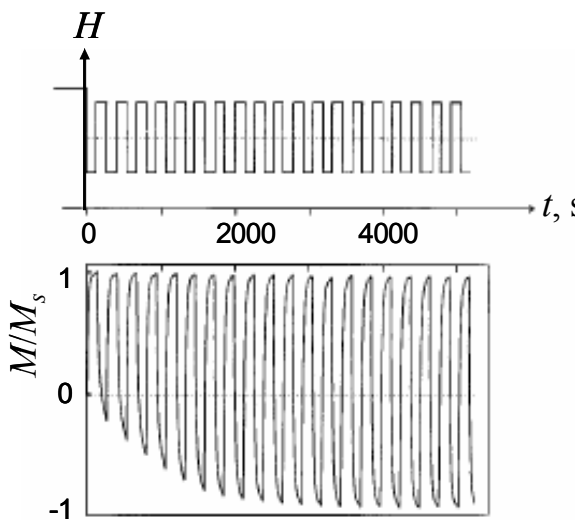


Рис. 2. Последовательность релаксационных процессов перемагничивания в магнитном поле, меняющемся по закону меандра с полупериодом T .

На рис. 2 приведены результаты нашего расчета последовательных процессов магнитной релаксации, основанного на модели Колмогорова. Согласие с экспериментом (см. рис. 1) представляется вполне убедительным.

Работа поддержана грантом № 12-02-00550-а Российского фонда фундаментальных исследований.

1. J. Ferre, V. Grolier, P. Meyer, e.a., Phys. Rev. B, **55**, 15092 (1997).
2. A. Berger, S. Mangin, J. McCord, e.a., Phys. Rev. B, **82**, 104423, (2010).
3. Y.W. Windsor, A. Gerber, and M. Karpovskii, arXiv:1201.5791 (2012).
4. A.E. Kolmogorov, Изв. Акад. наук СССР, Отд. мат. и естеств. наук, **1**, 355 (1937).
5. M. Avrami, J. Chem. Phys., 1939, **7**, 1103 (1939); *ibid.* **8**, 212 (1940); *ibid.* **9**, 177 (1941).
6. В.3. Беленький, *Геометрико-вероятностные модели кристаллизации. Феноменологический подход*, Москва, Наука (1980).

Влияние дисперсии на фокусировку фононов и анизотропию теплопроводности монокристаллов кремния в режиме граничного рассеяния

И.И. Кулеев¹, И.Г. Кулеев¹, С.М. Бахарев¹, А.В. Инюшкин²

¹ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620219, Россия

² НИЦ «Курчатовский институт», Москва 123182, Россия

Исследовано влияние дисперсии на фокусировку тепловых фононов и температурные зависимости теплопроводности кристаллов кремния в режиме граничного рассеяния.

Проведенные ранее исследования [1,2] показали, что анизотропия упругих свойств кубических кристаллов приводит к эффекту фокусировки фононов, т. е. возникновению направлений, в которых преимущественно распространяются фононы данной ветви спектра. В работе [1] была измерена теплопроводность $\kappa(T)$ кристаллов Si и CaF₂ для симметричных направлений в низкотемпературной области. Найдено, что в режиме граничного рассеяния, ниже максимума $\kappa(T)$ теплопроводность оказывается выше в тех направлениях, где имеет место фокусировка фононов. Причем при низких температурах, когда доминирует граничное рассеяние фононов, эффект фокусировки приводит к изменению величин $\kappa(T)$ для различных ориентаций образцов до 50%. Выше максимума, когда длина свободного пробега становится значительно меньше поперечных размеров образца, теплопроводность кубического кристалла становится изотропной.

Полученные для теплопроводности результаты [1] интерпретировались в рамках теории Казимира [3], обобщенной на случай упруго анизотропных кристаллов. Для модели анизотропного континуума авторы [1] рассчитали численно величины теплопроводности и длин свободного пробега фононов кристаллов Si и CaF₂ в режиме граничного рассеяния только для симметричных направлений при температуре 3 К. Получить аналитические выражения для величин, определяющих влияние фокусировки на релаксацию фононов для образцов конечной длины, авторам [1] не удалось. Такой расчет выполнен в работе [4], и это позволило определить времена релаксации фононов различных поляризаций на границах для образцов конечной длины с круглым и квадратным сечениями в виде кусочно-непрерывных функций.

В настоящей работе эти результаты используются для исследования влияния дисперсии тепловых фононов на анизотропию и температурную зависимость $\kappa(T)$ кристаллов Si в режиме граничного рассеяния. Для этого спектр фононов, полученный из данных по неупругому рассеянию нейтронов для симметричных направлений [5], аппроксимируется полиномом 7-ой степени по приведенному волновому вектору фононов $x = q/q_{\max}$ ($q_{\max}$ — максимальный волновой вектор). Затем аппроксимация распространяется на всю зону Бриллюэна с использованием разложения по кубическим гармоникам, аналогично тому, как это сделано в рабо-

те [6]. Предложенная аппроксимация сохраняет кубическую анизотропию спектра и дает возможность анализировать релаксационные характеристики фононной системы. Как следует из проведенного анализа, при переходе от длинноволновых ($x \ll 1$) к коротковолновым фононам ($x \sim 1$) анизотропия фононного спектра кремния существенно меняется. Нами показано, что при этом изменяются направления, в которых фокусируются фононы различных колебательных ветвей. Это приводит к изменению анизотропии вкладов в $\kappa(T)$ от фононов различных поляризаций и, соответственно, анизотропии полной теплопроводности с повышением температуры.

Вторым эффектом, к которому приводит учет дисперсии, является изменение соотношения вкладов в $\kappa(T)$ поперечных и продольных фононов с повышением температуры. Оценки, проведенные ранее без учета дисперсии, а также наши расчеты в модели анизотропного континуума (штриховые кривые 1а, 2а, 3а, 4а на рис. 1) показали, что в интервале температур от 3 К до 200 К доминирующий вклад (до 80%) в теплопроводность кремния вносят поперечные фононы. В противоположность этому при учете дисперсии вклад продольных фононов в $\kappa(T)$ в режиме граничного рассеяния с ростом температуры возрастает, и при $T > 110$ К становится доминирующим (см. рис 1, кривая 4).

Анализ влияния дисперсии фононов на температурную зависимость теплопроводности в режиме граничного рассеяния показал, что наличие значительных плоских участков спектра поперечных коротковолновых фононов при $x > 0.5$ приводит к аномально низким значениям групповой скорости и, соответственно, к значительному уменьшению вклада поперечных фононов в $\kappa(T)$ с повышением температуры (см. рис. 1). Как видно из рисунка 1, при температуре 3 К основной вклад в теплопроводность вносят медленные поперечные фононы. Они фокусируются в направлении [001], и их вклад в этом направлении максимален — он достигает 61% полной теплопроводности. Для этого направления вклад быстрой поперечной моды составляет 31%. Вклад продольных фононов для всех направлений значительно меньше. Его максимальное значение 19% достигается в направлении фокусировки ([111]), а минимальное 8% — в направлении дефокусировки [001]. Однако с повышением температуры учет дисперсии приводит к резкому изменению

соотношения вкладов в $\kappa(T)$. Как видно из рисунка 1, дисперсия начинает заметно влиять на теплопроводность уже при $T > 20$ К. Этот результат согласуется с выводом работы [7] о том, что влияние

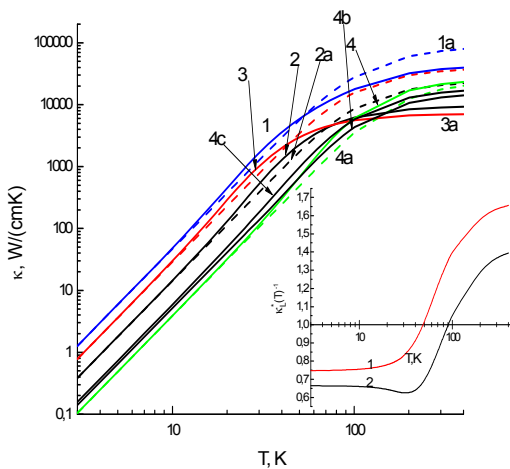


Рис. 1. Температурные зависимости $\kappa(T)$ в режиме граничного рассеяния (кривые 1, 1а), а также вкладов продольных (кривые 4, 4а), медленных (кривые 3, 3а) и быстрых (кривые 2, 2а) поперечных фононов для образцов с квадратным сечением, исследованных в [1] ($L = 2.9$ см, $D = 0.293$ см), и осью вдоль [001], а также вкладов продольных фононов для образцов с осями в направлениях [101] — кривая 4b и [111] — кривая 4с. Сплошные линии (кривые 1, 2, 3, 4, 4b, 4с) — расчет с учетом дисперсии фононов, штриховые (кривые 1а, 2а, 3а, 4а) — в модели анизотропного континуума. На вставке приведены температурные зависимости отношений вкладов в теплопроводность продольных фононов для направлений [001] и [101] — кривая 1, и [001] и [111] — кривая 2.

дисперсии на фокусировку наблюдается на частотах выше 0.4 ТГц. Вклад медленной поперечной моды, доминирующий при низких температурах (кривая 3), при $T > 77$ К становится меньше вклада быстрой моды (кривая 2), а при $T > 96$ К он становится меньше вклада продольных фононов (кривая 4). При этом вклад продольных фононов возрастает, а при $T > 101$ К он становится больше вклада быстрой поперечной моды и 1.1 раза превосходит вклад медленной поперечной моды. В противоположность этому расчет вкладов в $\kappa(T)$ для модели анизотропного континуума (штриховые кривые) дает качественно отличный результат. Вклады медленной и быстрой поперечных мод (кривые 2а и 3а) при 110 К остаются больше вклада продольных фононов в $\kappa(T)$ (кривая 4а) в 4 и 2.3 раза, соответственно. Таким образом, оценки доминирующей роли поперечных фононов в теплопроводности кристаллов Si, проведенные ранее без учета дисперсии тепловых фононов, оказываются некорректными.

Мы обнаружили достаточно любопытный эффект, связанный с изменением температурной зависимости вклада продольных фононов в $\kappa(T)$ и обу-

словленный изменением направления их фокусировки. Дело в том, что при $x \ll 1$ продольные фононы фокусируются в направлениях типа [111], а при $x > 0.5$ направление фокусировки переходит к [001]. Поэтому с повышением температуры от 3 К до 110 К меняется не только анизотропия вклада продольных фононов в теплопроводность (ее максимум переходит из направления [111] в [001]), но и температурная зависимость $\kappa(T)$ для направления [001]. Для иллюстрации этого эффекта кроме температурных зависимостей $\kappa(T)$ для симметричных направлений (кривые 4, 4b, 4с), мы привели отношения вклада продольных фононов в теплопроводность для [001] к их вкладам для направлений [101] и [111] (см. вставку на рис. 1). Как видно из рисунка, зависимости $\kappa(T)$ для симметричных направлений остаются одинаковыми при $T < 30$ К, поскольку основной вклад в теплопроводность вносят фононы с $x \leq 0.5$. Однако при дальнейшем росте температуры выше 30 К увеличивается доля коротковолновых фононов, которые фокусируются в направлении [001]. Поэтому вклад продольных фононов в $\kappa(T)$ для направления [001] начинает расти значительно быстрее с температурой, чем для направлений [101] и [111]. При $T > 90$ К он становится больше, чем для направления [111]. Как видно из вставки на рис. 1, степень температурной зависимости $\kappa(T)$ в интервале $30 \text{ К} < T < 200 \text{ К}$ для направления [001] оказывается выше, чем для [101] и [111]. Таким образом, изменение анизотропии спектра при переходе от длинноволновых к коротковолновым фононам приводит к изменению направлений, в которых фокусируются фононы различных ветвей спектра, и обуславливает изменение не только анизотропии, но и температурных зависимостей $\kappa(T)$ в режиме граничного рассеяния. Проведенный анализ показал, что эффекты, обусловленные дисперсией, необходимо учитывать при анализе фононного транспорта в кубических кристаллах.

Работа выполнена по плану РАН в рамках темы № 01.2.006.13395 при поддержке программы ОФН РАН грант № 12-Т-2-1018, а также гранта ведущей научной школы НШ-6172.2012.2.

1. A.K. McCurdy, H. J. Maris, and C. Elbaum, Phys. Rev. B **2**, 4077 (1970).
2. H.J. Maris, J. Acoust. Soc. Am. **50**, 3, 812 (1971).
3. H.B.G. Casimir, Physica **5**, 495 (1938).
4. И.И. Кулеев, И.Г. Кулеев, С.М. Бахарев, А.В. Инюшкин, ФТТ **54**, (2012), (в печати).
5. G. Nilson, G. Nelin, Phys. Rev. B **5**, 3777 (1972).
6. И.Г. Кулеев, И.И. Кулеев, С.М. Бахарев, ФТТ **53**, 1564 (2011).
7. S. Tamura, J.A. Shields, and J.P. Wolfe, Phys. Rev. B **44**, 3001 (1991).

Спин–волновые резонансы в естественно формируемых сверхрешетках в ряде мультиферроиков

Е.И. Головенчиц, В.А. Санина, В.Г. Залесский

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

Обнаружены спин – волновые резонансы в естественных сверхрешетках, формирующихся в монокристаллах ряда мультиферроиков за счет процессов фазового расслоения и самоорганизации носителей заряда. Это были как легированные $\text{Eu}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$, $\text{Tb}_{0.95}\text{Bi}_{0.05}\text{MnO}_3$, так и нелегированные $\text{R}_2\text{Mn}_2\text{O}_5$ ($\text{R} = \text{Eu}, \text{Tb}, \text{Er}, \text{Bi}$) мультиферроики. Резонансы наблюдались при температурах 5–90 К, на частотах 30–50 ГГц. Во всех изученных кристаллах наблюдалась одна и та же серия однородных возбуждений в двух частотных полосах (минизонах) со щелью между ними.

В работах [1, 2] на основе анализа диэлектрических, магнитных, структурных свойств и теплоемкости кристаллов $\text{Eu}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$ (ЕСМО), которые сравнивались со свойствами EuMn_2O_5 (ЕМО), было показано, что при низких температурах основной объем ЕСМО занят исходным кристаллом и лишь малый его объем модифицирован легированием. Этот объем занимают изолированные 1D сверхрешетки, с перпендикулярными оси c ферромагнитными плоскостями, содержащими носители заряда. С ростом температуры происходит перестройка сверхструктурных образований и при $T \geq 180$ К возникает слоистая сверхструктура во всем кристалле перпендикулярная оси c . Такая сверхструктура была обнаружена в прецизионных дифракционных рентгеновских исследованиях. Ширины полос сверхструктуры были порядка 700–900 Å [1, 2].

Задачей настоящего исследования было поиск и изучение спин – волновых возбуждений в чередующихся периодических слоях сверхрешеток. Последние представляют собой естественно формируемые магнитные кристаллы (МК). Спектры спин–волновых возбуждений искусственно формируемых МК активно изучаются в настоящее время [3]. При этом исходные параметры слоев и их периодичность для таких МК известны *a priori*, что позволяет рассчитать спектры их возбуждений. Для естественных сверхрешеток такая исходная информация отсутствует. Мы решаем обратную задачу: на основании экспериментально полученных спектров возбуждения и данных независимых исследований [1, 2] мы пытаемся получить информацию о сверхрешетках. Для непосредственного наблюдения и определения параметров таких сверхрешеток требуются дополнительные исследования (например, синхронное рентгеновское рассеяние).

Исходной информацией, позволившей нам судить о характере сверхрешеток, было: вид наблюдаемого почти симметричного набора линий, расположенных по разные стороны от исходной центральной, наиболее интенсивной линии, для которой выполнялось условие ферромагнитного резонанса для изотропного ферромагнетика с g -фактором равным 2.00; изотропность наблюдаемых спектров; отсутствие закрепления спинов на границах слоев сверхрешетки. В [1, 2] было показано, что

динамически равновесное состояние сверхрешеток поддерживается непрерывными перескоками носителей заряда между слоями сверхрешетки, что возможно только при взаимной ферромагнитной ориентации спинов в соседних слоях. Используя стандартный подход, основанный на уравнениях Ландау–Лифшица для изотропных ферромагнитных мультислоев, при отсутствии закрепления спинов на границах, можно показать, что во всех слоях основной модой являются спин–волновые возбуждения с $k = 0$ [4].

Подобие спектров возбуждения во всех изученных мультиферроиках указывает на то, что в них формируются подобные сверхрешетки. Последнее свидетельствует о процессах переноса заряда между ионами марганца разной валентности в этих мультиферроиках. Обсуждаются механизмы допирования и формирования сверхрешеток во всех изученных кристаллах.

Наблюдение набора линий поглощения в минизонах со щелью подтверждает наличие периодических сверхструктур в изученных кристаллах.

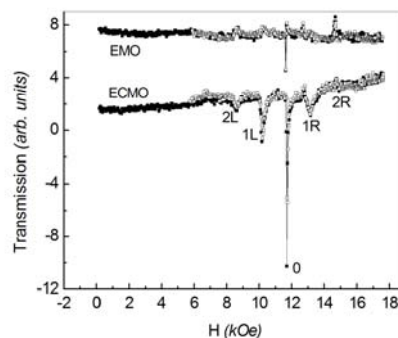


Рис. 1. Линии поглощения СВЧ мощности ЕСМО и ЕМО от магнитного поля $H \parallel c$, $F = 33.2$ ГГц, $T = 5$ К.

1. V.A. Sanina, E.I. Golovenchits et al., Phys. Rev. B, **80**, 224401 (2009).
2. V.A. Sanina, E.I. Golovenchits et al., J. Phys: Cond. Matter, **23**, 456003 (2011).
3. V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, and D. Grundler, J. Phys. D, **43**, 264001 (2010).
4. А.Г. Гуревич и Г.А. Мелков, Магнитные колебания и волны, Москва, Изд-во «Наука» (1984).

Магнитные свойства $S=1$ J_1 - J_3 модели Гайзенберга на двумерной треугольной решетке

П.Э. Рубин¹, А.В. Шерман¹, М. Шрайбер²

¹ Институт физики Тартуского университета, Тарту 51014, Эстония

² Институт физики, Технический университет, Кемниц D-09107, Германия

Рассматривается модель Гайзенберга со спином $S=1$ на двумерной треугольной решетке с ферромагнитным обменным взаимодействием между ближайшими соседями, $J_1=(p-1)J$, $J>0$, и антиферромагнитным между третьими соседями, $J_3=pJ$, где параметр фрустрации $0 \leq p \leq 1$. Магнитная восприимчивость вычисляется в формализме проекционных операторов Мори. Показано, что с ростом p основное состояние системы из ферромагнитного преобразуется в неупорядоченное, а затем в антиферромагнитное с несоизмеримым вектором упорядочения. При $p=1$ вектор упорядочения становится соизмеримым. Это состояние характеризуется четырьмя подрешетками со 120-градусной спиновой структурой на каждой из подрешеток. Полученные результаты позволяют объяснить наблюдаемые свойства кристалла NiGa_2S_4 .

Исследование модели Гайзенберга со спином $S=1$ на двумерной треугольной решетке представляет интерес в связи с недавно синтезированным антиферромагнетиком NiGa_2S_4 [1]. Этот кристалл характеризуется спиновым беспорядком при низких температурах и сильными антиферромагнитными корреляциями. Магнетизм в этой системе связан, в основном, с ионами Ni^{2+} ($S=1$), образующими двумерную треугольную решетку. Эксперименты по нейтронному рассеянию указывают на ближний порядок, характеризующийся несоизмеримым вектором упорядочения. Для описания наблюдаемого порядка в [1] использовалась классическая J_1 - J_3 модель Гайзенберга с доминирующим антиферромагнитным взаимодействием между третьими соседями (J_3) и слабым ферромагнитным взаимодействием между ближайшими соседями (J_1). Такое соотношение между J_1 и J_3 согласуется с первопринципными расчетами этих параметров [2].

В данной работе рассматривается квантовый аналог этой модели, параметры которой $J_1=(p-1)J$, $J_3=pJ$, $J>0$ выражены через параметр фрустрации p меняющийся в интервале от 0 до 1. Для нахождения спиновой функции Грина использована техника проекционных операторов Мори [3]. Этот метод сохраняет сферическую симметрию компонент спина и не предполагает заранее какого-либо магнитного упорядочения. Показано, что с изменением p основное состояние модели испытывает ряд превращений. В интервале $0 \leq p \leq 0.2$ система обладает дальним ферромагнитным порядком. Как видно из Рис. 1, на котором представлены спектры магнитных возбуждений при разных значениях p и нулевой температуре, в указанном интервале спектр магнитных возбуждений вблизи Г-точки имеет параболическую форму, характерную для ферромагнетика. При больших значениях параметра фрустрации, с ростом влияния антиферромагнитного обмена J_3 система переходит в состояние, характеризующееся отсутствием дальнего порядка. Дальнейшее увеличение константы антиферромагнитного обмена приводит при $p \approx 0.31$ к состоянию с дальним антиферромагнитным порядком и несоизмеримым вектором упорядочения $\mathbf{Q}' \approx (1.16, 0)$. При этом

волновом векторе частота магнитных возбуждений $\omega_{\mathbf{k}}$ обращается в нуль (см. Рис. 1). С ростом параметра фрустрации вектор упорядочения движется вдоль оси x из точки $\mathbf{Q}'$ в $\mathbf{Q}_c = (2\pi/3, 0)$ и достигает ее при $p=1$. При этом происходит переход из несоизмеримым антиферромагнитного порядка в фазу соизмеримого упорядочения.

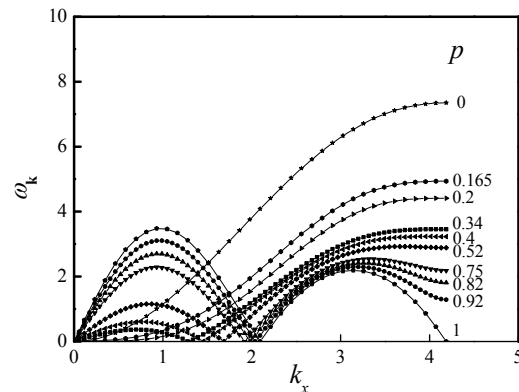


Рис. 1. Дисперсия спиновых возбуждений $\omega_{\mathbf{k}}$ вдоль оси x при нулевой температуре для разных значений параметра фрустрации p .

В соответствии с теоремой Мермина-Вагнера при конечной температуре дальний порядок преобразуется в ближний. В рассматриваемой модели несоизмеримый ближний порядок сходный с наблюдаемым в NiGa_2S_4 возникает при $p \approx 0.82$, однако его корреляционная длина на порядок превосходит экспериментальную. Полученный спектр магнитных возбуждений позволяет объяснить температурные зависимости теплоемкости и восприимчивости, наблюдаемые в NiGa_2S_4 [4].

1. S. Nakatsuji, et al., Science, **309**, 1697 (2005).
2. I.I. Mazin, PRB, **76**, 140406 (2007).
3. H. Mori, Prog. Theor. Phys. **34**, 399 (1965).
4. P. Rubin, A. Sherman, M. Schreiber, Phys. Lett. A, **376**, 1062 (2012).

Ферромагнитная решетка Кондо CeRuSi_2 с нефермижидкостным поведением

В.Н. Никифоров¹, М. Baran², В.Ю. Ирхин³

¹ *Московский государственный университет, кафедра физики низких температур 119899, Россия*

² *Institute of Physics, Polish Academy of Science, Warsaw, Poland*

³ *Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620990, Россия*

Исследованы структура, электронные, термодинамические и магнитные свойства кондовской решетки CeRuSi_2 , в которой найдено ферромагнитное упорядочение с малым моментом основного состояния. В низкотемпературной области обнаружены аномалии зависимостей теплоемкости и электросопротивления, свидетельствующие о нефермижидкостном поведении системы.

Тройные интерметаллические соединения на основе церия типа CeTX_2 привлекают интерес благодаря необычным свойствам их основного состояния. В частности, CePtSi_2 — система с тяжелыми фермионами, где значение коэффициента Зоммерфельда достигает $\gamma = 1.7$ Дж / (моль K^2) при 1,25 К [1]. CeRhSi_2 — система с сильными валентными флуктуациями [2].

В данной работе исследованы электронные и магнитные свойства соединения CeRuSi_2 , которое дает один из первых примеров кондовских систем с ферромагнитным основным состоянием.

Следует отметить, что ранние исследования решеток Кондо [3] резко разделяли случай магнитного и немагнитного основного состояния. Однако экспериментальные данные и теоретические исследования последних лет убедительно показывают [4–6], что сосуществование состояния решетки Кондо с аномальным магнитным упорядочением (с резко подавленным моментом) либо развитыми спиновыми флуктуациями достаточно типично. Тем не менее, именно ферромагнитный порядок в обсуждаемых системах встречается достаточно редко (примеры — CePdSb , CeRh_3B_2 , NpAl_2 [5]).

В результате измерений соединения CeRuSi_2 были получены температурные зависимости электросопротивления, теплоемкости, намагниченности, а также зависимости намагниченности от магнитного поля.

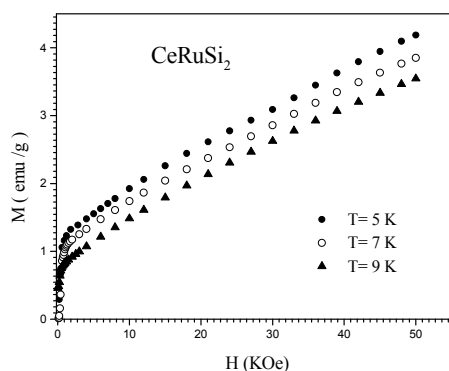


Рис. 1. Зависимости намагниченности от поля.

На рис. 1 представлены полевые зависимости намагниченности при разных значениях температуры. Насыщение отсутствует вплоть до очень силь-

ных полей 150 Т, что напоминает поведение коллективизированных магнетиков.

На рис. 2 показана температурную зависимость намагниченности в поле 100 Э. Эти данные свидетельствуют о возникновении вблизи 11 К спонтанной намагниченности, увеличивающейся при изменении поля.

Наблюдаемая намагниченность соответствует моменту основного состояния $\mu = 0.21\mu_B$ на ион Се. Столь малое значение вероятно связано с кондовским подавлением, хотя нельзя также исключить возникновения неколлинеарной магнитной структуры (например, типа YbNiSn , где возникает малый скошенный ферромагнитный момент [7]).

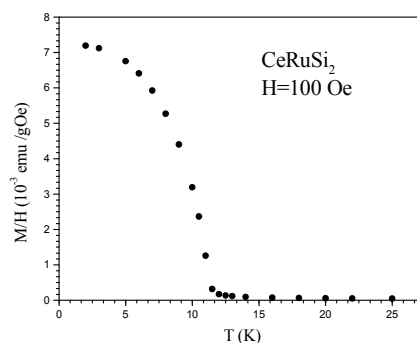


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности в слабом магнитном поле.

Константа Кюри существенно больше и соответствует моменту $1.7\mu_B$. Парамагнитная температура Кюри отрицательна (около -45 К), что характерно для кондовских систем, поскольку восприимчивость в них определяется однопримесным эффектом Кондо.

Зависимость $M(T)$ в ферромагнитной области может быть аппроксимирована законом $T^{4/3}$, характерным для слабых зонных магнетиков (результат теории спиновых флуктуаций).

Были проведены также исследования мюонного спинового вращения (μSR), которые показали резкое возрастание скорости релаксации ниже 11.2 К и тем самым подтвердили наличие малого спонтанного момента порядка $0.1\mu_B$.

Изменение энтропии вблизи температуры $T_1 = 11.2$ К, которая соответствует магнитному упорядочению, вычисленное из аномалии $C(T)$, относительно мало: $\Delta S = 2.7\text{ Дж/К} = 0.6R \ln 2$ (R — универ-

сальная газовая постоянная), что свидетельствует о кондовской компенсации момента.

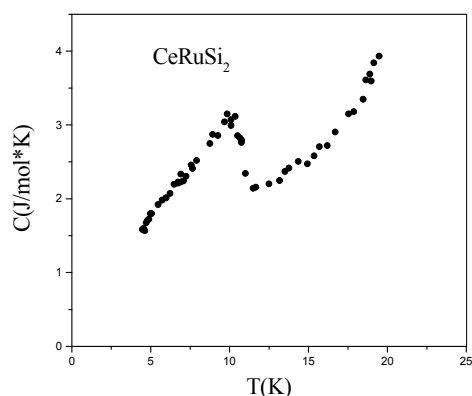


Рис.3. Поведение теплоемкости в широком температурном интервале

На рис. 3 показано температурное изменение теплоемкости CeRuSi_2 . Зависимость $C(T)$ показала наличие λ -пика в районе 11.2 К на фоне достаточно высокого значения электронной теплоемкости: значение коэффициента Зоммерфельда, полученного путем экстраполяции зависимости $C/T(T^2)$ к $T = 0$, составляет $\gamma \sim 100$ мДж/моль K^2 . Это подтверждает, что свойства данного соединения могут быть описаны в рамках модели Кондо-решетки с ферромагнитным основным состоянием.

Проведенное исследование теплоемкости в области низких и сверхнизких температур (до 0.4 К) показало логарифмическую расходимость в коэффициенте Зоммерфельда, т.е. температурную зависимость вида $C(T)/T \sim \ln T$. Это означает нефермижидкостное поведение, которое наблюдается в ряде актинидных и редкоземельных систем (как правило, немагнитных) [8].

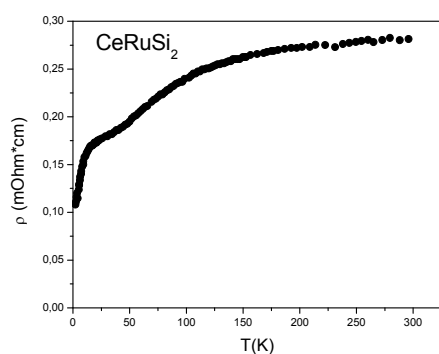


Рис.4. Температурная зависимость сопротивления.

На рис. 4 представлены данные этих измерений электросопротивления соединения CeRuSi_2 в широком температурном интервале. Измерения в области сверхнизких температур были проведены на рефрижераторе OXFORD TLE200.

Имеются аномалии при температурах T_1 и $T_2=120$ К. Ниже T_1 сопротивление резко падает (рис. 5). В этой области полученная зависимость не подчиняется квадратичному закону, и аппроксимируется зависимостью вида $\rho \sim T^\mu$ ($\mu = 1.1-1.2$), что снова указывает на нефермижидкостное поведение соединения CeRuSi_2 в определенном интервале сверхнизких температур.

Следует отметить, что недавно подобное сочетание нефермижидкостного поведения теплоемкости и сопротивления с ферромагнетизмом было обнаружено в системе $\text{URu}_{2-x}\text{Re}_x\text{Si}_2$ [9], которая также характеризуется малым моментом основного состояния $\mu=0.44\mu_B$ (хотя аномалий теплоемкости и сопротивления в точке магнитного перехода здесь не наблюдалось). Нефермижидкостное поведение связывалось авторами с механизмом гриффитсовских фаз [10]. В нашем случае (в отсутствие беспорядка) могут работать и механизмы, связанные с особенностями спиновой динамики в магнитоупорядоченном состоянии [11].

1. W.H. Lee, K.S. Kwan, P. Klavins and R.N. Shelton, Phys.Rev. B **42**, 6542 (1990).
2. D.T. Adroja and S.K. Malik, J. Magn.Magn.Mat. **100**, 126 (1991).
3. N.B. Brandt and V.V. Moshchalkov, Adv. Phys.**33**, 373 (1984).
4. V.Yu. Irkhin and M.I. Katsnelson, Phys.Rev.B**56**, 8109 (1997).
5. В.Ю. Ирхин, Ю.П. Ирхин. Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d- и f-металлах и их соединениях. Екатеринбург: УрО РАН, 2004.
6. P. Coleman, Heavy Fermions: electrons at the edge of magnetism, In: Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials. Vol 1, Wiley, p. 95-148 (2007).
7. M. Kasaya, T. Tani, K. Kawata, T. Mizushima, Y. Isikawa and K. Sato., J.Phys.Soc.Jpn **60**, 3145 (1991)
8. G.R. Stewart. Rev. Mod. Phys. **73**, 797 (2001); **78**, 743 (2006).
9. E.D. Bauer, V.S. Zapf, P.-C. Ho, N.P. Butch, E.J. Freeman, C. Sirvent, and M.B. Maple, Phys.Rev.Lett. **94**, 046401 (2005)
10. R.B. Griffiths, Phys. Rev. Lett. **23**, 17 (1969).
11. V.Yu. Irkhin and M.I. Katsnelson, Phys. Rev. B **61**, 14640 (2000).
12. V.N. Nikiforov, V. Kovacic, I.O. Grishchenko, A.A. Velikhovski, J. Mirkovic, B.I. Shapiev, O.I. Bodak, Yu.D. Seropegin, Physica B **186-188**, 514 (1993).

Магнитоэлектрический и антиферромагнитный фотогальванический эффекты в оксидах RMn_2O_5 . Симметричный подход

В.В. Меньшенин

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, 620990, Россия

Изучению магнитоэлектрических свойств мультиферроиков RMn_2O_5 уделяется большое внимание [1]. Одним из проявлений этих свойств является магнитоэлектрический эффект (МЭ).

Во многих работах, связанных с описанием МЭ, рассматриваются системы, в которых совпадают магнитная и кристаллическая решетка, то есть волновой вектор магнитной структуры равен нулю. Равенство нулю волнового вектора позволяет перейти от пространственных групп к точечным группам при анализе эффекта. Тем не менее, оказывается, что даже в этом случае необходимо принимать во внимание пространственное расположение магнитных ионов. При этом для коллинеарных антиферромагнитных структур, характеризуемых волновым вектором $\mathbf{k}=0$, можно ввести понятие четных и нечетных элементов симметрии пространственной группы, учитывающих перестановки магнитных атомов в результате применения этих операций к системе [2]. С использованием свойства четности или нечетности элементов для неприводимых представлений (НП) пространственной группы можно найти базисные функции, выраженные через магнитные векторы. Знание базисных функций дает возможность записать макроскопический термодинамический потенциал, позволяющий анализировать, в частности, и МЭ. В том случае, если волновой вектор антиферромагнитной структуры отличен от нуля, описание МЭ оказывается не столь простым как ранее. Отметим, прежде всего, что при $\mathbf{k} \neq 0$ не удастся ввести понятие четных и нечетных элементов симметрии, а представление пространственной группы для этого волнового вектора не совпадает в общем случае с представлением точечной группы. Поэтому подход, который использован для нулевого волнового вектора, теперь не применим.

В данной работе описан метод, позволяющий находить преобразование магнитных векторов для структур с волновым вектором $\mathbf{k} \neq 0$ под действием элементов пространственной группы кристалла. Найден способ определения преобразований магнитных моментов ионов в результате действия элементов пространственной группы, который учитывает как повороты моментов, так и пространственное расположение ионов с локализованными моментами в кристалле. Способ базируется на использовании магнитного представления пространственной группы [3], являющегося прямым (тензорным) произведением перестановочного представления группы симметрии волнового вектора магнитной структуры (в общем случае отличного от нуля) и векторного представления группы вращений маг-

нитных моментов. На его основе удастся описать МЭ в соизмеримой фазе манганатов.

Показано, что в соизмеримой антиферромагнитной фазе манганатов возможно наблюдение магнитоэлектрического эффекта для всех компонент вектора электрической поляризации при соответствующем выборе ориентации внешнего магнитного поля. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными показывает, что выражение для термодинамического потенциала описывает возможность существования всех наблюдавшихся проявлений МЭ в рассматриваемых оксидах. Симметрия системы допускает также наличие МЭ в тербиевом манганате в том температурном интервале, где упорядочение редкоземельных ионов отсутствует.

Показано, что в соизмеримой антиферромагнитной фазе манганатов может иметь место антиферромагнитный фотогальванический эффект. Суть эффекта состоит в том, что при освещении монохроматическим светом антиферромагнитного кристалла, в котором после магнитного упорядочения центр инверсии становится центром антиинверсии, или отсутствует вовсе, в системе появляется постоянный электрический ток. Направление этого тока определяется только симметрией системы при отсутствии внешнего постоянного электрического поля и пространственных неоднородностей. В оксидах RMn_2O_5 в соизмеримой антиферромагнитной фазе центр инверсии как элемент симметрии отсутствует вовсе, поскольку не является элементом симметрии волнового вектора структуры.

Установлено, что при линейной поляризации света вдоль одной из осей кристалла электрический фотогальванический ток может распространяться вдоль осей a или b кристалла. Составляющая фототока вдоль оси c может генерироваться только в том случае, если вектор поляризации линейно поляризованной волны имеет отличные от нуля проекции на оси a , b , либо a , c , либо b , c соответственно. Показано, генерация фотогальванического тока возможна и при эллиптической поляризации света. Наиболее просто удовлетворяются условия наблюдения фототока вдоль оси c кристалла.

1. H. Hur, S. Park, P.A. Sharma, J. Ahn, S. Guha, S.-W. Cheong. *Nature (London)* **429**, 392 (2004).
2. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*. Наука, М. (2001) 560с.
3. Ю.А. Изюмов, В.Е. Найш, Р.П. Озеров. *Нейтронная графия магнетиков*. Атомиздат, М. (1981) 311с.

Низкотемпературное изменение магнитного упорядочения в немагнитном n-Ge:As вблизи фазового перехода изолятор – металл

А.И. Вейнгер¹, А.Г. Забродский¹, Т.Л. Макарова^{1,2}, Т.В. Тиснек¹, С.И. Голощапов¹, П.В. Семенихин¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, С.Петербург 194021, Россия

² Umea University, Universitetomradet, Umea 90187, Sweden

Экспериментально обнаружено и изучено явление низкотемпературного перехода от антиферромагнитного к ферромагнитному упорядочению примесных спинов в немагнитной системе n-Ge:As вблизи фазового перехода изолятор – металл. Эффект проявляется в спектрах электронного парамагнитного резонанса в виде довольно резких изменений плотности спинов и g-фактора. По мере уменьшения относительного содержания компенсирующей примеси Ga от ~ 70% температура перехода уменьшается и при компенсациях ниже ~ 30% опускается ниже рабочего интервала температур (ниже 2 К).

В классических немагнитных полупроводниках Ge и Si вблизи фазового перехода изолятор – металл (ИМ) наблюдают антиферромагнитное [1, 2] либо ферромагнитное упорядочение [3, 4]. В настоящей работе при понижении температуры впервые был обнаружен и исследован переход от антиферромагнитного к ферромагнитному упорядочению. Изучалась немагнитная система Ge:As в которую дозированно вводилась компенсирующая примесь Ga путем нейтронного легирования. Исследования проводились с помощью техники электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

Интеграл от линии поглощения ЭПР, как известно, пропорционален той части магнитной восприимчивости, которая определяется парамагнитными центрами As¹. Температурные зависимости указанного интеграла отражают поведение магнитной восприимчивости χ :

$$\chi = n_s \mu_B^2 p_{\text{ef}}^2 / 3kT, \quad (1)$$

где n_s — плотность спинов, μ_B — магнетон Бора, p_{ef} — эффективный магнитный момент на атом², k — постоянная Больцмана, T — температура.

При постоянной плотности спинов формула (1) дает известный закон Кюри. Температурные зависимости магнитной восприимчивости измеренных образцов показаны на рис.1. Их отклонение от закона Кюри показывают, что плотность спинов в образцах не остается постоянной при изменении температуры.

На рисунке 2 представлены температурные зависимости плотности спинов. На компенсированных образцах №№ 2–4 четко виден характерный “провал” в поведении $n_s(T)$. Область с положительным коэффициентом для $n_s(T)$ была изучена нами ранее [1] и объяснялась антиферромагнитным связыванием, при котором с уменьшением температуры плотность спинов падает. В результате они перестают давать вклад в ЭПР поглощение.

В области отрицательного температурного коэффициента концентрация спинов увеличивается

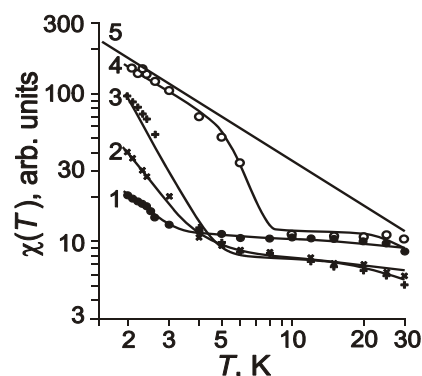


Рис.1. Поведение магнитной восприимчивости Ge:As с различной компенсацией: 1 – 0; 2 – 0.28; 3 – 0.56; 4 – 0.67; 5 – $\chi \propto 1/T$ (закон Кюри).

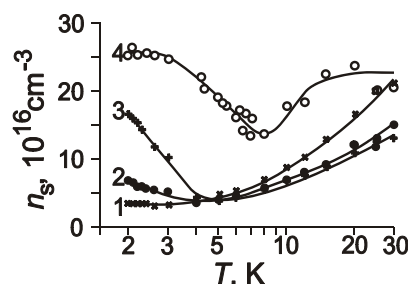


Рис.2. Поведение спиновой плотности

с понижением температуры. В наиболее компенсированных образцах она достигает плотности, соответствующей концентрации электронов. Указанный факт свидетельствует об исчезновении антиферромагнитного упорядочения спинов. Но это не значит еще исчезновения взаимодействия. Подтверждение этому выводу мы нашли в поведении эффективной величины g-фактора, получаемой из измерений с помощью эталона на основании формулы $\hbar\omega = g\mu_B H$, где H и $\hbar\omega$ — магнитное поле и энергия при резонансе.

¹ Методика интегрирования для подобного случая описана в [1].

² Для As в Ge $p_{\text{ef}} = 1$

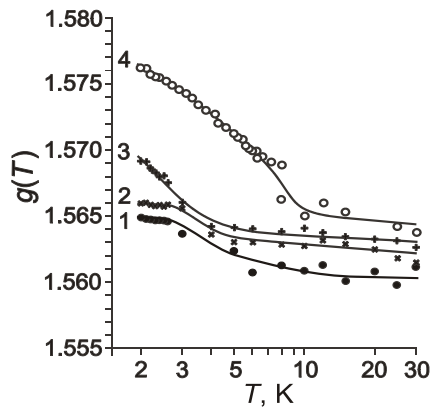


Рис.3. Поведение g-фактора.

Температурные зависимости g-фактора показаны на рисунке 3. При понижении температуры на этих зависимостях наблюдается характерный излом с последующим довольно резким возрастанием g-фактора. Покажем, что он связан с появлением внутреннего магнитного поля. Действительно, при резонансе магнитное поле H связано с энергией перехода указанным выше соотношением. Тогда, используя находящийся в том же резонаторе эталон, для величины эффективного g-фактора образца получаем

$$g_{\text{обр}} = (gH)_{\text{эт}} / H_{\text{обр}} \quad (2)$$

Увеличение рассчитываемого из формулы (2) эффективного значения g-фактора при понижении температуры показывает наличие внутреннего поля H_{int} , и соответствующее уменьшение измеряемого поля H_{ext} при постоянстве резонансного поля $H = H_{\text{int}} + H_{\text{ext}}$.

Факт появления внутреннего поля указывает на изменение характера взаимодействия спинов с антиферромагнитного на ферромагнитный при низких температурах.

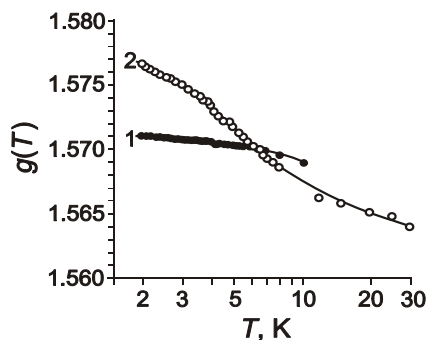


Рис.4. Температурные зависимости g-фактора для некомпенсированного (1) и компенсированного (2) образцов Ge:As с одинаковой концентрацией электронов.

На качественном уровне изменение характера спинового взаимодействия в сильно легированных полупроводниках можно пытаться понять по аналогии с металлами, исходя из структуры обменного интеграла, который содержит два слагаемых: кинетическое и кулоновское [5, 6]. Первое из них прева-

лирует при высоких температурах, когда кинетическая энергия электронов велика. Оно приводит к антиферромагнитному упорядочению спинов. Второе слагаемое доминирует при низких температурах, когда кинетическая энергия спинов мала, и приводит к ферромагнитному порядку.

Однако, наши эксперименты показали, что одного лишь параметра — кинетической энергии недостаточно для описания перехода от антиферромагнетизма к ферромагнетизму в реальной системе Ge:As. Важную роль играет степень компенсации, которая определяет плотность состояний на уровне Ферми при низких температурах в наших образцах. При малых компенсациях уровень Ферми располагается в “хвосте” примесной зоны с малой плотностью состояний. При заполнении примесной зоны, близком к половинному, он попадает в ее максимум плотности состояний.

Это иллюстрируется рисунком 4, который показывает температурные зависимости g-фактора для некомпенсированного (1) и компенсированного (2) образцов с равными концентрациями электронов ($\sim 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Видно, что рост g-фактора наблюдается только во втором из них. Он характеризуется значительно большей плотностью состояний на уровне Ферми N_F при низких температурах.

Выводы. Вблизи перехода ИМ в немагнитном полупроводнике Ge:As наблюдается эффект антиферромагнитного упорядочения спинов, которое при понижении температуры сменяется ферромагнитным порядком. Температура этого перехода увеличивается с ростом плотности состояний на уровне Ферми при увеличении компенсации до $\sim 70\%$.

Авторы благодарны за финансовую поддержку Российскому фонду фундаментальных исследований (грант 10-02-00629), Министерству образования и науки Российской Федерации (грант Президента РФ НШ-3008.2012.2), Президиуму и Отделению физических наук РАН и Research Executive Agency EC (Programme “People”, Proposal 295180).

1. A.G. Zabrodskii, A.I. Veinger, T.V. Tisnek, S.I. Goloshchapov. Appl. Magn. Res. **35**, 439, (2009).
2. M.A. Paalanen, S. Sachdev, R.N. Bhatt, A.R. Ruckenstein. Phys. Rev.Lett., **37**, 2061, (1986).
3. M. Reznikov, A.Yu. Kuntsevich, N. Tenek, V.M. Pudalov. Pis'ma v ZheTF 92, is.7, 518, (2010).
4. N. Kobayashi, S. Ikehata, S. Kobayashi, W. Sasaki. Solid St.Comm. **24**, 67, (1977).
5. N.W. Ashcroft, N.D. Mermin. Solid State Physics, Holt, Rinehart & Winston, NY 1976. (Русский перевод: Н.Ашкрофт, Н.Мермин, Физика твердого тела, Мир, Москва, 1979).
6. H. Kamimura. In book “Crystallin Semiconducting Materials and Devices”. Eds by P.N. Butcher, N.H. March, M. Tosi, (Plenum, 1986).

Сверхтонкие взаимодействия в титанатах: исследование орбитального упорядочения и локальных магнитных свойств

П.А. Агзамова, Ю.В. Лескова, А.Е. Никифоров

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург 620002, Россия

В данной работе нами представлены основные результаты теоретических расчётов параметров магнитных сверхтонких взаимодействий (МСТВ) и градиентов электрических полей (ГЭП) в титанатах лантана и иттрия на ядрах $^{47,49}\text{Ti}$, ^{139}La , ^{89}Y .

В последнее время большое внимание исследователей приковано к оксидам $3d$ -переходных металлов со структурой перовскита, обладающих рядом необычных свойств таких, как моттовский переход, зарядовое и орбитальное упорядочения и т.д.

Интерес к титанатам, как к представителям соединений $3d$ -переходных металлов, обусловлен неясной картиной орбитального состояния ионов титана. Для объяснения аномалий физических свойств в титанатах RTiO_3 ($R=\text{La}$, Y) было предложено новое состояние в виде орбитальной жидкости [1]. Однако многими исследовательскими группами было опровергнуто предположение о наличии орбитальной жидкости в титанатах. К настоящему времени вопрос об орбитальном состоянии ионов титана является всесторонне изученным как с экспериментальной точки зрения, так и с теоретической. Основным из локальных экспериментальных методов исследования является ядерный магнитный резонанс (ЯМР), который позволяет решать задачи, в том числе, нахождения локальной орбитальной структуры. Детальное исследование титанатов методом ЯМР проводилось в работах [2–8]. Однако на данный момент наблюдается недостаток теоретических данных для объяснения экспериментально полученных результатов по ЯМР. В связи с этим, в данной работе нами представлены основные результаты теоретических расчётов параметров магнитных сверхтонких взаимодействий (МСТВ) и градиентов электрических полей (ГЭП) в титанатах лантана и иттрия на ядрах $^{47,49}\text{Ti}$, ^{139}La , ^{89}Y .

Для описания спектра ЯМР, наблюдаемого на ядре иона, традиционно используется спин-гамильтониан вида:

$$H = H_Q - \gamma \hbar (\mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_{\text{dip}} + \mathbf{H}_{\text{hf}}) \cdot \mathbf{I} \quad (1)$$

Здесь H_Q — гамильтониан ядерного квадрупольного взаимодействия; $\mathbf{H}_{\text{ex}}$ — внешнее магнитное поле; $\mathbf{H}_{\text{dip}}$ — магнитное поле, связанное с диполь-дипольным взаимодействием с магнитными моментами окружающих ионов; $\mathbf{H}_{\text{hf}}$ — магнитное поле, ассоциированное со сверхтонким взаимодействием.

Поскольку на электростатическое квадрупольное взаимодействие влияют только неоднородные электрические поля, то для определения тензора ядерного квадрупольного взаимодействия необходимо рассчитать тензор градиента электрического поля (ГЭП). При расчёте параметров тензора ГЭП на ядре La учитывалось два вклада. Первый вклад

связан с изменениями электронного состояния иона лантана из-за ковалентного взаимодействия с ближайшими ионами кислорода. Расчёт проводился методом МО ЛКАО в GAMESS [9] в кластерном приближении. Второй вклад определяется кулоновским взаимодействием с окружающими ионами и рассчитывается в рамках метода Эвальда. Немаловажное значение при расчёте второго вклада имеет величина фактора Штернхеймера, связанная с поляризацией электронных оболочек иона лантана. Расчёт фактора Штернхеймера был выполнен в GAMESS. В результате расчётов были получены следующие величины параметров тензора ГЭП для ядра иона лантана: квадрупольная частота $\nu_Q = 1.35$ МГц, параметр асимметрии тензора ГЭП $\eta = 0.61$ и фактор Штернхеймера $\gamma_\infty = -77$. Полученные значения хорошо согласуются с экспериментальными данными [5].

Вклад, определяемый диполь-дипольным взаимодействием ядра с магнитными моментами ионов решётки ($\mathbf{H}_{\text{dip}}$), рассчитывался в рамках метода Эвальда.

Вклад, связанный со сверхтонким взаимодействием ($\mathbf{H}_{\text{hf}}$), зависит от свойств иона. Для ионов с незаполненной $3d$ -оболочкой (Ti^{3+}) наибольшим является взаимодействие с магнитным моментом валентной оболочки. Для ионов с полностью заполненной валентной оболочкой (La^{3+} , Y^{3+}) основным является вклад, связанный с магнитными моментами окружающих ионов.

В данной работе был модифицирован исходный подход к расчёту индуцированного СТВ на ядре немагнитного иона за счёт учёта орбитального состояния ионов, составляющих ближайшее окружение. Это позволяет проследить влияние орбитальной подсистемы кристалла на спектр ЯМР.

1. G. Khaliullin, S. Maekawa, Phys. Rev. Lett., **85**, 18, 3950-3953 (2000).
2. Y. Furukawa *et al.*, J. Low Temp. Phys., **105**, 314, 413-418 (1996).
3. Y. Furukawa *et al.*, Physica B, **237-238**, 39-40 (1997).
4. Y. Furukawa *et al.*, Phys. Rev. B, **59**, 16, 10550 (1999).
5. M. Itoh *et al.*, J. Phys. Soc. Jap., **68**, 8, 2783-2789 (1999).
6. T. Kiyama *et al.*, Physica B, **329-333**, 733-735 (2003).
7. T. Kiyama, M. Itoh, Phys. Rev. Lett., **91**, 16, 167202 (2003).
8. M. Itoh *et al.*, J. Magn. Magn. Mat., **272-276**, 90-91 (2004).
9. M.W. Schmidt *et al.*, J. Comput. Chem. **14**, 1347 (1993).

Магнитосопротивление магнитных полупроводников $La_{0.85}Ba_{0.15}MnO_3$ и $La_{0.85}Sr_{0.15}MnO_3$. Связь с эффектом колоссального магнитосопротивления

М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.А. Угрюмова, С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева
Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург 620990, Россия

Ферромагнетики $La_{0.85}Ba_{0.15}MnO_3$ и $La_{0.85}Sr_{0.15}MnO_3$ по типу зависимости электросопротивления $\rho(T)$ от температуры T относятся к магнитным полупроводникам с активационным типом проводимости (рис.1):

$$\rho(T) = \rho(0) \exp(-\Delta/k_B T), \quad (1)$$

k_B — константа Больцмана, Δ — энергия активации. Хотя ферромагнитное упорядочение влияет на величину Δ , она остается положительной как выше температуры Кюри T_c ($T > T_c$) так и при $T < T_c$.

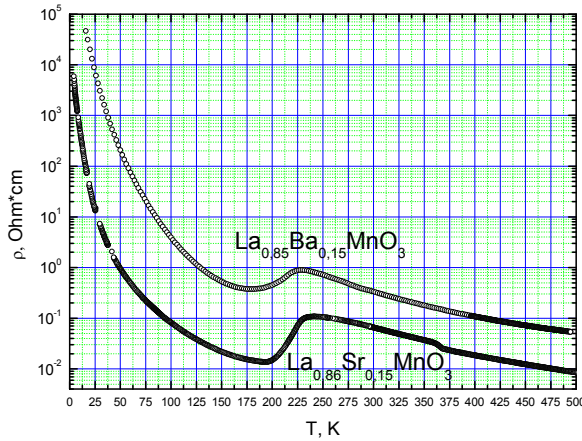


Рис. 1

Условие $\Delta(T) > 0$ исключает возможность существования в этих веществах фаз с металлической проводимостью, без которых не может обойтись ни один из предложенных к настоящему времени механизмов колоссального магнитосопротивления (КМС) [1]. Тем не менее, в работе значения величины $\rho(H)/\rho(0) \approx 0,1$ при $T \approx T_c$ получены для обоих веществ. В нашем докладе предполагается обсудить экспериментальные данные по магнитосопротивлению исследуемых соединений, которые позволяют предложить новый подход к поиску механизмов КМС.

Для соединения $La_{0.85}Ba_{0.15}MnO_3$ были измерены зависимости электросопротивления $\rho(T, H)$ от магнитного поля H в интервале $0 \leq H \leq 90$ кЭ при двух температурах $T=40$ К и $T=100$ К ($T_c \approx 230$ К). Полученные эксперимен-

тальные кривые $\rho(40, H)$ и $\rho(100, H)$ аналитически описываются полиномами:

$$\begin{aligned} \rho(40, H)/\tilde{\rho}(40, 0) &= 1 - (3.80 \pm 0.08)10^{-6} H + \\ &+ (1.2 \pm 0.1)10^{-11} H^2, \\ \rho(100, H)/\tilde{\rho}(100, 0) &= 1 - (6.80 \pm 0.07)10^{-6} H + \\ &+ (2.1 \pm 0.1)10^{-11} H^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Анализ зависимостей $\rho(T, H)$ проводился с использованием формулы (1) в предположении, что зависимость Δ от T и H обусловлена s-d обменным полем H_M , действующим на спины носителей тока со стороны спинов, ответственных за намагниченность $M(T, H)$:

$$\Delta(T, H) = \Delta_0 - 2\mu_B |H_M + H|, \quad (3)$$

$$H_M = H_E (M/M_0), \quad (4)$$

$H_E \approx 10^7$ э — обменный параметр, M_0 — намагниченность насыщения при $T=0$ К.

$$M(T, H) = M(T, 0) + \chi(T)H \quad (5)$$

$\chi(T)$ — магнитная восприимчивость. Формулы (1), (3) ÷ (5) позволяют из экспериментальных данных $\rho(T, H)$ определить величину отношения

$$r_\rho = \chi(100)/\chi(40) = 2.79 \pm 0.06. \quad (6)$$

без использования подгоночных параметров. Прямые магнитные измерения $\chi(T)$ дали для этого отношения величину:

$$r_M = \chi(100)/\chi(40) = 2.80 \pm 0.04. \quad (6)$$

Совпадение величин r_ρ и r_M , полученных из резистивных и магнитных измерений, представляют интерес по двум причинам. Во-первых, оно означает, что механизм магнитосопротивления, основанный на зависимости $\Delta(T, H)$ (3), описывает экспериментальные данные при $T < T_c$ без привлечения других механизмов. Во-вторых, этот механизм предсказывает усиление магнитосопротивления вблизи T_c из-за возрастания $\chi(T)$ в (5) при $T \approx T_c$.

Для оценки величины такого усиления были измерены зависимости $\rho(T, H)$ от T в интервале $200 \text{ К} \leq T \leq 300 \text{ К}$ при $H = 0$ кЭ (верхняя кривая) и $H = 50$ кЭ (нижняя кривая) для соединения $La_{0.85}Sr_{0.15}MnO_3$ (рис.2). Средняя кривая соответствует $\rho(T, 0)$, которая получается из $\rho(T, 50)$ в

предположении, что зависимость $\rho(T, H)$ описывается формулами (1), (3) ÷ (5) при всех T включая окрестность температуры Кюри.

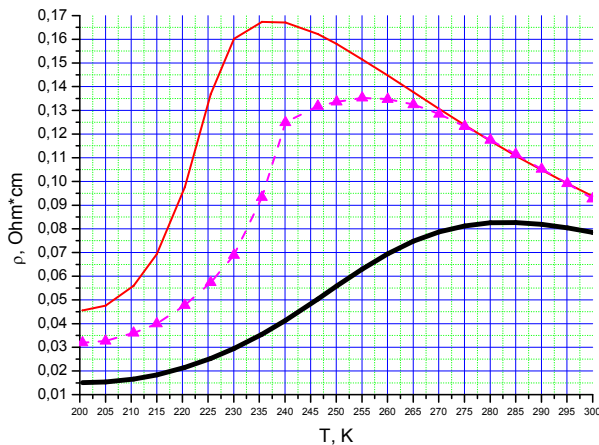


Рис. 2

Температурная зависимость разности $\rho(T, 0) - \rho_{s-d}(T, 0)$ рис. 3 записана в виде отношения:

$$\delta(T) = \frac{\rho(T, 0) - \rho_{s-d}(T, 0)}{\rho(230, 0) - \rho_{s-d}(230, 0)}. \quad (8)$$

Из этой кривой следует, что зависимости $\Delta(T, H)$ (3) от H недостаточно для объяснения наблюдаемых значений КМС. Однако, добавочные механизмы КМС действуют только вблизи T_c в интервале $(T_c \pm 10) \text{ K}$.

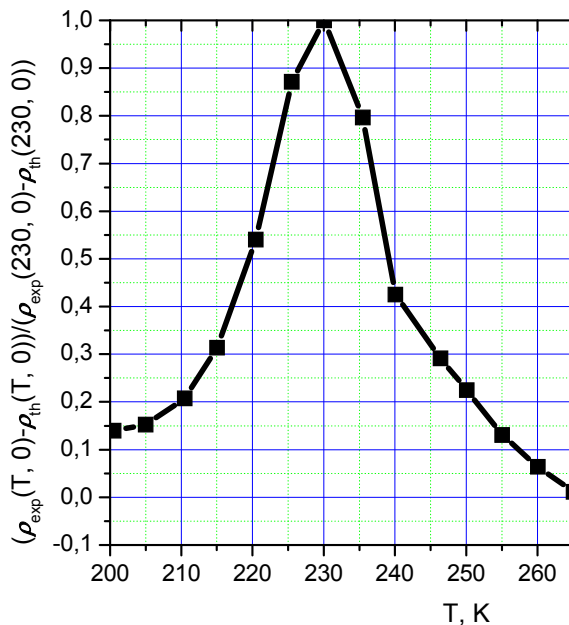


Рис. 3

В докладе предполагается обсудить один из таких добавочных механизмов магнитосопротивления, основанный на существовании пространствен-

ных неоднородностей температуры Кюри T_c . Действие этого механизма пояснено на рис. 4.

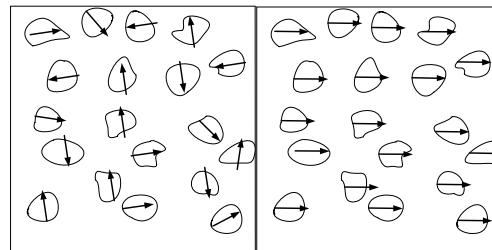


Рис. 4a

Рис. 4b

В температурном интервале $(T - T_c) = \pm 10 \text{ K}$ исследуемый образец лишь частично перейдет в ферромагнитное состояние. Электросопротивление такого магнитнонеоднородного образца может сильно зависеть от двух его структурных параметров. Во-первых, от толщины парамагнитных прослоек между ферромагнитными областями δr . Во-вторых, от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных областей. Если толщина δr окажется меньше длины свободного пробега носителя тока без переворота спина, то возможен эффект типа гигантского магнитосопротивления (ГМС), существующего в магнитных металлических мультислоях (например, Fe/Cr [2]). Эффект ГМС состоит в том, что в нулевом магнитном поле, когда намагниченности соседних слоев железа антипараллельны, электросопротивление оказывается значительно выше, чем при их параллельной ориентации в магнитном поле. На рис. 4 представлены хаотичные ориентации магнитных моментов ферромагнитных областей в нулевом магнитном поле (рис. 4a) и в поле, превышающем поле магнитного насыщения (рис. 4b). Изображенное на рис. 4 упорядочение магнитных моментов ферромагнитных областей может привести к уменьшению электросопротивления типа ГМС. В докладе предполагается обсудить механизмы усиления ГМС в манганитах по сравнению с ГМС в мультислоях.

Авторы благодарны А.П. Носову за ценные замечания при обсуждении результатов этой работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Проект 11-02-00093) и Президиума РАН (Проект 12-П-2-1041).

1. E. Dogotto Nanocal phase separation and colossal magnetoresistance. Berlin: Springer-Verlag, 452 p. (2002).
2. H. Zabel J. Phys. Condens. Matter **11**, 9303–9346 (1999).

Особенности формирования магнитной структуры в орбитально-вырожденном манганите BiMnO_3

Л.Э. Гончарь^{1,2}, Т.О. Никитина¹, А.Е. Никифоров¹

¹ Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург 620002, Россия

² Уральский государственный университет путей сообщения, Екатеринбург 620034, Россия

В работе проведено теоретическое исследование магнитной структуры фрустрированного магнетика BiMnO_3 . Рассмотрены механизмы формирования магнитной структуры за счет кристаллической структуры и орбитального упорядочения

Интерес к кристаллу манганита висмута возник в связи с сочетанием целого ряда необычных свойств. Этот кристалл является ян-теллеровским магнетиком благодаря подрешетке ионов Mn^{3+} [1, 2]. Он обладает орбитальной структурой [1–3], не свойственной редкоземельным манганитам, поэтому магнитная структура этого соединения ферромагнитная [1, 2]. Кроме того, кристалл обладает свойствами мультиферроика [3], особенности которых в настоящее время активно обсуждаются [1–4]. Кристалл испытывает множество фазовых переходов при изменении температуры и давления, меняются его кристаллическая и магнитная структуры [1, 2]. Низкотемпературная кристаллическая структура манганита висмута описывается группой симметрии $C2/c$.

Целью настоящей работы является создание модели магнитных взаимодействий, зависящих от орбитальной структуры и параметров ближайшего окружения магнитного иона.

Магнитные взаимодействия, зависящие от орбитальной структуры и рассмотренные в работе, — это сверхобменное взаимодействие и одноионная анизотропия на ионе марганца.

На каждом ионе Mn^{3+} устанавливается орбитальное состояние, задаваемое линейной комбинацией собственных функций $|\theta\rangle$ и $|\varepsilon\rangle$ основного ${}^5E$ состояния

$$\varphi_n = \sin \frac{\Phi_n}{2} |\theta\rangle + \cos \frac{\Phi_n}{2} |\varepsilon\rangle,$$

где углы Φ_n смешивания орбитальных функций определяются искажениями ян-теллеровского типа ближайшего окружения иона марганца [5]. Тогда зависимость параметров сверхобменного взаимодействия от углов смешивания орбитальных функций соседних ионов марганца может быть записана как

$$\begin{aligned} J_z(n, m) &= \frac{J_0 \cos^2 \varphi_{nm}}{r_{nm}^{10}} \times \\ &\times [1 + \alpha(\cos \Phi_n + \cos \Phi_m) + \beta \cos \Phi_n \cos \Phi_m], \\ J_{x,y}(n, m) &= \frac{J_0 \cos^2 \varphi_{nm}}{r_{nm}^{10}} \times \\ &\times \left[1 - \frac{\alpha}{2} (\cos \Phi_n \pm \sqrt{3} \sin \Phi_n + \cos \Phi_m \pm \sqrt{3} \sin \Phi_m) + \right. \\ &\left. + \frac{\beta}{4} (\cos \Phi_n \pm \sqrt{3} \sin \Phi_n)(\cos \Phi_m \pm \sqrt{3} \sin \Phi_m) \right]. \end{aligned}$$

Орбитальная структура, определенная в модели сильного электронно-колебательного взаимодействия, качественно отличается от орбитальной структуры родственного соединения манганита лантана [5]. Полученные в работе параметры сверхобменного взаимодействия имеют величину ~ 10 К. У каждого иона Mn^{3+} оказывается по две антиферромагнитных (АФМ) и четыре ферромагнитных (ФМ) связи. АФМ связи, в отличие от манганита лантана, не составляют линии, а образуют зигзаг. Поэтому в магнитной подрешетке имеется конкуренция ФМ и АФМ упорядочений.

Моделирование магнитной структуры с учетом экспериментальных данных о кристаллической структуре из работы [2] и модели магнитной структуры работы [5] (орбитальная структура иона Mn^{3+} определяется линейным электронно-колебательным взаимодействием с ближайшими соседями), однако, привело к тому, что АФМ структура оказалась более выгодной. Для данного соотношения знаков сверхобменного взаимодействия возможными являются 2 типа АФМ структур — А и С — и ФМ структура. В нашей работе предлагается исследование следующих механизмов стабилизации экспериментально наблюдаемой ФМ структуры:

1) большая ФМ составляющая АФМ структуры может появиться за счет одноионной анизотропии с учетом сильных поворотных искажений октаэдров $[\text{MnO}_6]$;

2) орбитальная структура формируется не только за счет линейного электронно-колебательного взаимодействия с ближайшими соседями, но и благодаря квадратичному взаимодействию и взаимодействию со вторыми соседями [6], что повлияет на величину обменных параметров;

3) ферромагнитная структура формируется за счет обменного взаимодействия со вторыми (третьими) магнитными соседями.

Поскольку магнитная структура является сильно фрустрированной, незначительное воздействие на кристаллическую структуру и как следствие на орбитальную структуру может изменить тип магнитной структуры. Таким образом, можно объяснить экспериментальные данные работы [2], в которой сравнительно небольшим внешним давлением (около 1 ГПа) тип магнитной структуры менялся с ФМ на А-АФМ.

1. A. A. Belik et al., J. Am. Chem. Soc. **129**, 971 (2007)

2. D.P. Kozlenko et al., Phys. Rev. B **82**, 014401 (2010)
3. A. Moreira dos Santos et al., Solid State Comm. **122**, 49 (2002)
5. L.E. Gontchar, A.E. Nikiforov, Phys. Rev. B **66**, 014437 (2002)
6. A.A. Mozhegorov et al., Phys. Rev. B **79**, 054418 (2009)

Эффект Холла в окрестности квантовой критической точки в $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ Н.Е. Случанко¹, А.Н. Азаревич^{1,2}, А.В. Богач¹, В.В. Глушков^{1,2}, С.В. Демишев^{1,2}, А.В. Левченко³, В.Б. Филипов³, Н.Ю. Шицевалова³¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова, ул. Вавилова, 38, 119991, Москва, Россия² Московский Физико-технический Ин-т, Институтский пер., 9, 141700, Долгопрудный Моск. обл., Россия³ Институт проблем материаловедения НАНУ, ул. Кржижановского, 3, 03680, Киев, Украина

Эффект Холла исследован в интервале температур 2÷300 К при переходах антиферромагнетик-парамагнетик (АФ-Р) и металл-изолятор (ПМИ) в твердых растворах замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ в интервале составов $0 \leq x \leq 0.81$. Обнаружена смена режима от $R_H(T) \approx const$ в АФ-металле TmB_{12} к активационной зависимости $R_H(T) \sim \exp(E_g/k_B T)$ для составов выше квантовой критической точки (QCP) $x = x_C \approx 0.3$. Определены величины щели $E_g/k_B \sim 200$ К и энергия связи многочастичных состояний (резонанс) в щели $E_a \sim 55 \div 75$ К, получены оценки эффективной массы и радиуса локализации носителей. При гелиевых температурах найдена инверсия знака коэффициента Холла, отвечающая переходу к когерентному режиму зарядового транспорта. Предложено объяснение природы ПМИ с ростом x в $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ в терминах формирования димеров $R^{3+}-R^{3+}$ в матрице редкоземельных додекаборидов при переходе в фазу каркасного стекла.

Одним из наиболее известных примеров Кондо-изоляторов считается соединение YbB_{12} , располагающееся в ряду редкоземельных додекаборидов между АФ-металлом TmB_{12} и сверхпроводником LuB_{12} [1]. Активно обсуждаемая в последнее время неприменимость модели Кондо к описанию ПМИ в YbB_{12} основана на (i) обнаруженном в [2] локальном характере щели в плотности электронных состояний, (ii) близкой к целочисленной (3+) валентности Yb- иона [3] и (iii) наличии не менее двух электронов на ион иттербия в зоне проводимости этого соединения [4].

С целью выяснения природы ПМИ в этом соединении с сильными электронными корреляциями в настоящей работе исследовался эффект Холла в твердых растворах замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ в интервале составов $0 \leq x \leq 0.81$. Изме-

рения выполнены на монокристаллических образцах высокого качества в интервале температур 2÷300 К в магнитном поле до 8 Т. Полученные в работе температурные зависимости коэффициента Холла представлены на рис. 1.

Как видно из данных рис. 1, с ростом концентрации иттербия на зависимостях $R_H(T, \mu_0 H \leq 1.5$ Т) появляется отрицательный максимум, амплитуда которого возрастает с ростом x . Понижение температуры в интервале ниже 20 К приводит к резкому уменьшению абсолютной величины коэффициента Холла и смене знака $R_H(T)$ для составов с $x > 0.5$ при $T \sim 2$ К (см. также рис. 2).

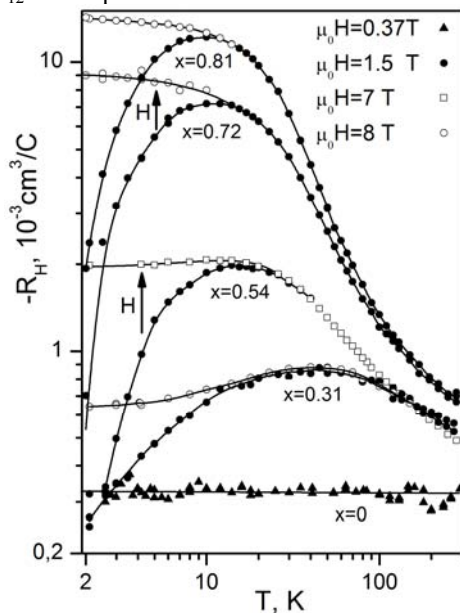


Рис. 1. Изменение коэффициента Холла с температурой в ряду твердых растворов $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ в интервале составов $0 \leq x \leq 0.81$ в магнитном поле до 8 Т.

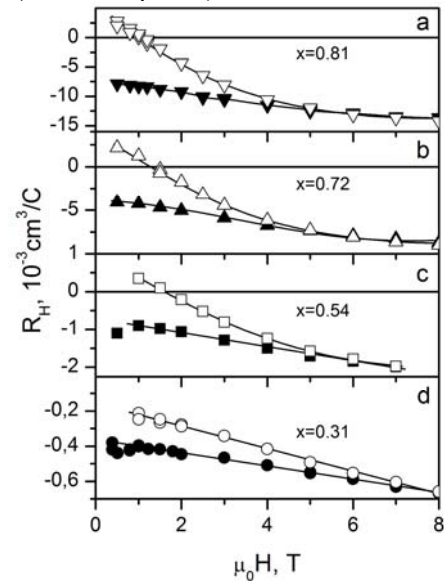


Рис. 2. Полевые зависимости коэффициента Холла для составов $x > x_C = 0.3$ при гелиевых температурах $T_0 = 2.1$ К (светлые символы) и $T_0 = 4.2$ К (темные символы).

Характер полевых зависимостей R_H (см. рис. 1–2) приводит к выводу о подавлении режима, связанного с инверсией знака $R_H(T)$, в сильном магнитном поле $\mu_0 H \sim 8$ Т. Кроме того, перестроение зависимостей рис. 1 в обратных логарифмических координатах позволяет обнаружить сложное акти-

вационное поведение коэффициента Холла $R_H(T) \sim \exp(E_{a1,2}/k_B T)$ (см. рис.3а) и определить величину щели $E_g/k_B \sim 200$ К (интервал I), энергию связи многочастичных состояний (резонанс) в щели $E_a \sim 55 \div 75$ К (интервал II на рис.3а), а также получить оценки эффективной массы ($m^* \sim 20 m_0$, где m_0 — масса свободного электрона) и радиуса локализации ($a_{p1} \sim 5 \text{ \AA}$ и $a_{p2} \sim 8 \div 9 \text{ \AA}$) носителей заряда.

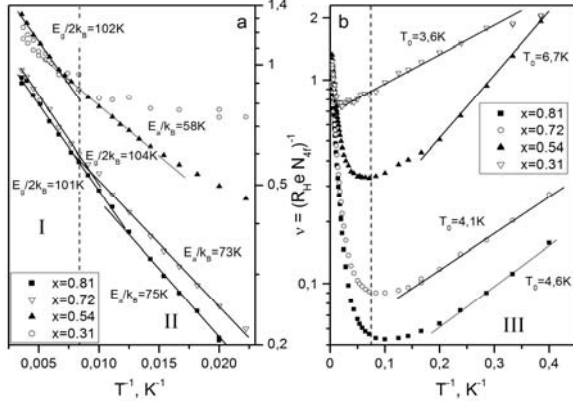


Рис. 3. (а) Активационные зависимости и (б) аппроксимация зависимостью $R_H(T) \sim \exp(-T_0/k_B T)$ приведенной концентрации носителей заряда додекаборидов $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ составов $x=0.31, 0.54, 0.72$ и 0.81 . $N_{4f} = 0.96 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$; I, II и III — режимы зарядового транспорта (см. текст).

При температурах ниже максимума $R_H(T)$ (интервал III на рис. 3б) зависимость коэффициента Холла достаточно хорошо описывается соотношением $R_H(T) \sim \exp(-T_0/k_B T)$, предложенным ранее в [5] для описания систем с топологически нетривиальными спиновыми конфигурациями.

Выполненный в работе анализ результатов исследований эффекта Холла и поперечного четного эффекта [6], измеряемого с холловских контактов в схеме с вращением образца в магнитном поле, позволяет сделать следующие выводы.

(1) Наиболее вероятным сценарием образования щели в соединениях $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ является формирование в матрице RB_{12} димеров и др. кластеров малого размера с понижением температуры при смещении ионов R^{3+} из centrosymmetrical положений в полостях кубооктаэдров B_{24} . Хаотическое расположение R^{3+} -нанокластеров обусловлено случайным расположением вакансий бора ($\sim 1\text{-}3\%$) в жестком ковалентном каркасе RB_{12} .

(2) Вследствие локальных спиновых $4f\text{-}5d$ флуктуаций электронной плотности при понижении температуры в щели формируется многочастичный резонанс шириной $\sim E_a \sim 55 \div 75$ К (см. вставку на рис. 4б), определяющий режим зарядового транспорта в интервале II.

(3) С понижением температуры перколяция по многочастичным состояниям в щели с $a_p \sim 8 \div 9 \text{ \AA} > a = 7.5 \text{ \AA}$ (a — постоянная решетки) приводит к установлению когерентного режима (интервал III), который подавляется внешним магнитным по-

лем до 8 Т. В результате поведение подвижности μ_{H1} носителей заряда в зависимости от заполнения $4f$ -оболочки в ряду соединений RB_{12} , в отличие от фактора Де Жена G , оказывается существенно немонокотным с минимумом $\mu_{H1}(n_{4f})$ в окрестности QCP ($x_C \approx 0.3$) (см. рис. 4а).

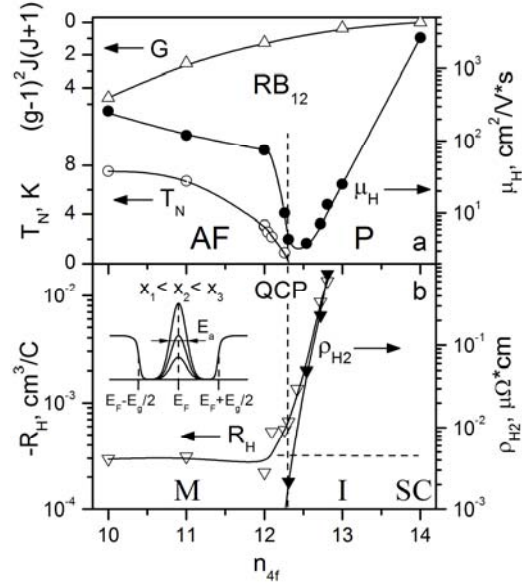


Рис. 4. (а) Фактор Де Жена $G(n_{4f})$, холловская подвижность $\mu_{H1}(n_{4f})$ и температура Нееля $T_N(n_{4f})$, (б) коэффициент Холла $R_H(n_{4f})$ и амплитуда поперечного четного эффекта $\rho_{H2}(n_{4f})$ в зависимости от заполнения $4f$ -оболочки в ряду додекаборидов RB_{12} . М- АФ-металл, I — изолятор, SC- сверхпроводник. На вставке показан многочастичный резонанс в щели на уровне Ферми.

Диэлектризация матрицы RB_{12} , сопровождающаяся формированием филаментарной структуры многочастичных состояний в щели (электронное фазовое расслоение), обуславливает рост коэффициента Холла и возникновение поперечного четного эффекта (ρ_{H2}) большой амплитуды в интервале концентраций $x > x_C \approx 0.3$ (см. рис. 4б).

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах» и проекта РФФИ № 10-02-00998-а.

1. A. Czopnik, N. Shitsevalova, A. Krivchikov et al., J. Sol. St. Chem. **177**, 507 (2004).
2. E.V. Nefedova, P.A. Alekseev, J.M. Mignot et al., J. Sol. St. Chem. **179**, 2858 (2006).
3. P.A. Alekseev, E.V. Nefedova, U. Staub et al., Phys. Rev. B **63**, 064411 (2001).
4. V.N. Antonov, B.N. Harmon, A.N. Yaresko, Phys. Rev. B **66**, 165209 (2002).
5. J. Ye, Y.B. Kim, A.J. Millis, et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 3737 (1999).
6. C.M. Hurd, Adv. Phys. **23**, 315 (1974).

Аномальная мода магнитного резонанса в двухосном $S=1/2$ антиферромагнетике $\text{Cu}(\text{pz})_2(\text{ClO}_4)_2$

К.Ю. Поваров¹, А.И. Смирнов¹, К. Ланди²

¹ *Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334, Россия*

² *Department of Physics, Clark University, Worcester, Massachusetts 01610, USA*

Мы сообщаем результаты экспериментов по магнитному резонансу в квазидвухмерном $S=1/2$ антиферромагнетике на квадратной решетке $\text{Cu}(\text{pz})_2(\text{ClO}_4)_2$. Ниже $T_N=4.2$ К спектры магнитного резонанса указывают на существование в кристаллах исследуемого соединения двух доменов, различающихся направлением осей анизотропии. Спектр магнитного резонанса от каждого из доменов хорошо описывается моделью коллинеарного двухосного антиферромагнетика за исключением узкого ($\sim 10^\circ$) интервала углов вблизи «легкой оси», где резонансное поле значительно отличается от расчетного.

В диэлектрических кристаллах $\text{Cu}(\text{pz})_2(\text{ClO}_4)_2$ ионы Cu^{2+} ($S=1/2$) расположены в слабо связанных слоях с квадратной решеткой (плоскость xy), имеющей малое орторомбическое искажение, и обменом между ближайшими соседями $J \approx 17$ К. При $T_N=4.2$ К в нулевом поле происходит упорядочение спинов в коллинеарную антиферромагнитную структуру [1], однако упорядоченный магнитный момент составляет лишь $0.47\mu_B$ [2]. Таким образом, влияние квантовых флуктуаций на дальний порядок в данном соединении является существенным и проявляется, помимо редукции упорядоченного момента, в немонотонной зависимости T_N от магнитного поля [2].

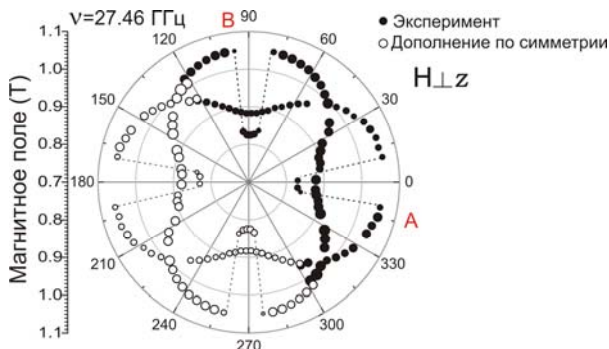


Рис. 1. Угловая зависимость положений резонансных пиков на частоте 27.46 ГГц при $T=1.3$ К. Поле находится в плоскости xy . Сплошные символы — экспериментальные данные, прозрачные символы — их симметричное дополнение, полученное сдвигом на π (приводится для наглядности). Символы А и В обозначают резонансные поля двух различных доменов.

Мы сообщаем результаты исследований кристаллов $\text{Cu}(\text{pz})_2(\text{ClO}_4)_2$ в широком диапазоне температур (1.3-10 К) и частот (5-130 ГГц) методом электронного спинового резонанса, чрезвычайно чувствительным к особенностям спектра вблизи центра зоны Бриллюэна. Выше T_N в данном соединении наблюдается типичный парамагнитный резонанс ионов меди с анизотропным g -фактором ($g_x=g_y=2.05$ и $g_z=2.28$). Ниже T_N спектр магнитного резонанса становится более сложным. В частности, при приложении поля в плоскости xy наблюдается существование двух семейств резонансных линий,

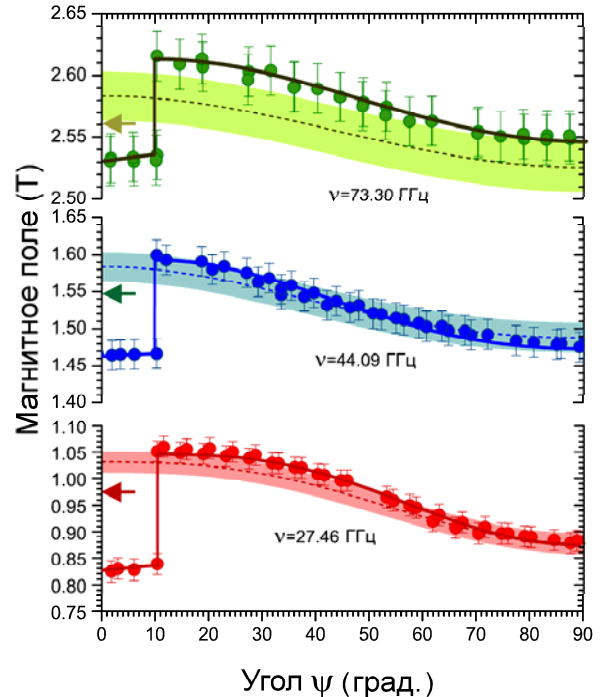


Рис. 2. Угловая зависимость положения резонансной линии отдельного домена при повороте от легкой к средней оси на нескольких резонансных частотах, $T=1.3$ К. Точки — экспериментальные данные, пунктир и затененная область — расчет по модели двухосного АФМ и его неточность, возникающая за счет погрешности параметров модели, стрелки — положения парамагнитного резонанса на соответствующей частоте, сплошные линии проведены для удобства восприятия.

угловые зависимости положений, которых идентичны с точностью до сдвига на угол $\pi/2$ (рис. 1). Это указывает на существование в кристалле двух типов доменов с взаимно перпендикулярной ориентацией осей x и y , что согласуется с данными упругого нейтронного рассеяния [2]. Сигнал от отдельного домена хорошо описывается в модели двухосного коллинеарного антиферромагнетика с щелями $\Delta_y=11 \pm 1$ ГГц и $\Delta_z=35 \pm 1$ ГГц за исключением узкого диапазона углов вблизи легкой оси x (рис. 2). В этой области сигнал антиферромагнитного резонанса резко смещается в более низкие поля. Данная

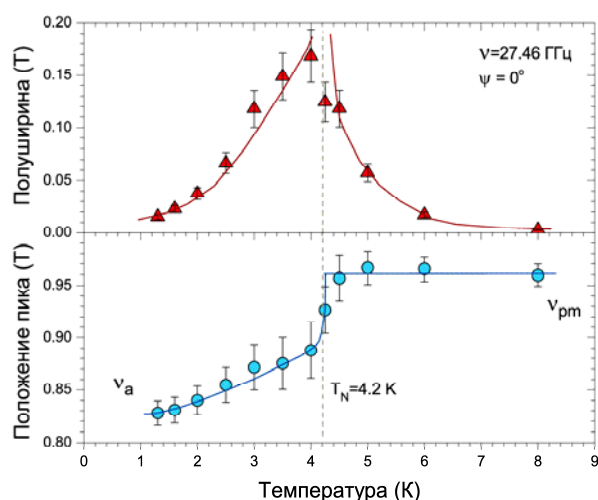


Рис. 3. Эволюция резонансной линии аномальной моды с температурой на частоте 27.46 ГГц. Верхняя панель — полуширина линии, нижняя панель — положение ее центра. Сплошные линии проведены для наглядности.

особенность (аномальная мода v_a) присутствует в полях выше поля спин-флопа $H_c = 0.41$ Т, причем интервал углов, в котором она наблюдается ($\pm 10^\circ$ от легкой оси) от величины магнитного поля не зависит.

Мода v_a с повышением температуры превращается в парамагнитный резонанс при $T = T_N$ и демонстрирует критическую зависимость ширины линии. Эволюция параметров линии, соответствующей данной моде, с температурой приведена на рис. 3. В точке Нееля как на зависимости положения, так и на зависимости полуширины линии наблюдаются особенности, которые позволяют идентифицировать T_N посредством магнитного резонанса. Полученная нами зависимость $T_N(H)$ согласуется с той, что ранее была измерена с помощью измерения теплоемкости и упругого рассеяния нейтронов [2].

Спектр АФМР для направления поля вдоль легкой оси приведен на рис. 4. Видно, что мода v_a возникает лишь в опрокинутой фазе, а в более низких полях либо при небольшом отклонении от точной ориентации данные хорошо соответствуют модели двухосного антиферромагнетика. Частотно-полевая зависимость аномальной моды описывается эмпирической формулой

$$\nu = ((h^{-1} g \mu_B H)^2 + \Delta_a^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где $\Delta_a = 14 \pm 1$ ГГц. Возможным механизмом, приводящим к возникновению такой моды в полях, больших H_c , является изменение параметров анизотропии при спин-флопе. Приводящая к спиновой анизотропии в плоскости xy относительная разность периодов решетки b и c чрезвычайно мала и составляет порядка $5 \cdot 10^{-4}$ [3], что сопоставимо с типичным искажением решетки, вызываемым магнитным

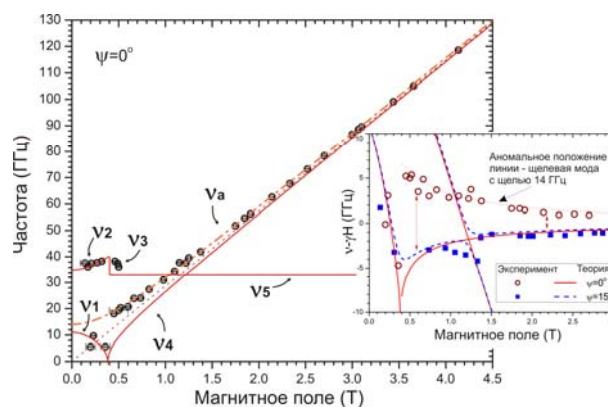


Рис. 4. Спектр магнитного резонанса отдельного домена при 1.3 К; магнитное поле направлено вдоль легкой оси. Сплошная линия — расчет по модели двухосного антиферромагнетика со щелями 11 и 35 ГГц, штрих-пунктирная линия — эмпирическая формула (1). Вставка — сравнение спектров при $\psi = 0^\circ$ (кружки, сплошная линия) и $\psi = 15^\circ$ (квадраты, пунктир); частота дана как отклонение от парамагнитного резонанса.

упорядочением [4]. Следовательно, изменение ориентации параметра порядка при спин-флопе может менять легкую и среднюю оси местами.

Таким образом, нами было изучено соединение $\text{Cu}(\text{pz})_2(\text{ClO}_4)_2$, реализующее $S=1/2$ модель Гейзенберга на слабо искаженной квадратной решетке. Методом магнитного резонанса была обнаружена анизотропия в плоскости xy , связанная с чрезвычайно малым искажением квадратной решетки, и наблюдалось наличие доменов с различным направлением этого искажения. Также была подтверждена зависимость критической температуры от внешнего магнитного поля. Помимо этого был обнаружен новый, необъясненный пока эффект, проявляющий себя в антиферромагнитном резонансе как «срыв» нормальной моды при направлении поля, близком к легкой оси. Для выяснения природы этого эффекта необходим, по-видимому, учет дополнительных малых взаимодействий внутри спиновой подсистемы либо между спиновой и решеточной подсистемами.

Работа поддержана грантом РФФИ №09-02-12341-офи_м.

1. F. Xiao et al, Phys. Rev. B **79**, 134412 (2009)
2. N. Tsurulin et al, Phys. Rev. B **81**, 134409 (2010)
3. F.M. Woodward et al, Inorg. Chem. **49**, 4256 (2007)
4. B. Morosin, Phys. Rev. B **1**, 236 (1970)

Фазовое расслоение и массовая зависимость в кобальтите $(\text{Pr}_{1-y}\text{Eu}_y)_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{CoO}_3$ при кислородном изотопическом замещении $^{16}\text{O} - ^{18}\text{O}$

Н.А. Бабушкина¹, А.Н. Талденков¹, А.В. Калинов², А.В. Кузьмова³, А.А. Каменев³, А.Р. Кауль³, К.И. Кугель⁴, С.В. Стрельцов⁵

¹ НИЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова 1, 123182, Москва, Россия

² Всероссийский электротехнический институт, Красноказарменная ул. 12, 111250, Москва, Россия

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, химический факультет, Ленинские горы, 119991, Москва, Россия

⁴ Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Ижорская ул. 13, 125412, Москва, Россия

⁵ УФМ УрО РАН, ул. С.Ковалевской, д.18, ГСП, 170, 620092, Екатеринбург, Россия

Ранее нами было проведено исследование кислородного изотопического эффекта в системе кобальтитов $(\text{Pr}_{1-y}\text{Eu}_y)_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{CoO}_3$, с $(0.12 < y < 0.26)$ ¹. Было показано, что образцы с $y > 0.18$ переходят от ферромагнитного металла (FM) к слабомагнитному диэлектрику, где существует переход в спиновом состоянии (SS) Co. Была построена фазовая диаграмма магнитных и спиновых переходов, которая характеризуется широкой областью фазового расслоения вблизи $y_{\text{кр}} = 0.18$, где наблюдается конкуренция FM и SS состояний. Сильный изотопический эффект наблюдался в SS состоянии в диэлектрической области, в то время, как он практически отсутствует в FM фазе. Уникальная чувствительность к изменению средней массы кислорода, обуславливает необходимость проведения исследований с постепенным изменением средней массы ионов кислорода. Эксперименты по частичному изотопическому замещению позволяют детально исследовать фазовую диаграмму в переходной области, где эффекты фазового расслоения играют определяющую роль.

В работе изучено влияние частичного изотопического замещения $^{16}\text{O} \rightarrow ^{18}\text{O}$ для образцов системы $(\text{Pr}_{1-y}\text{Eu}_y)_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{CoO}_3$ с $(0.10 < y < 0.20)$, отвечающих различным областям фазовой диаграммы. Рис.1.

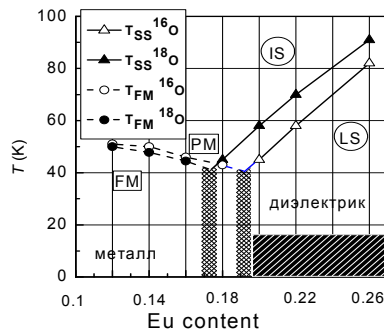


Рис. 1. Фазовая диаграмма $(\text{Pr}_{1-y}\text{Eu})_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{CoO}_3$ ¹

Для исследования влияния различной степени изотопического обогащения образцов кислородом ^{18}O на свойства кобальтитов были приготовлены образцы, близкие к критической области на границе фаз с FM переходами и переходами в SS состоянии (с $y < y_{\text{кр}}$, с $y > y_{\text{кр}}$ и с $y \sim y_{\text{кр}}$). В образцах всех этих составов было проведено обогащение с различным значением ^{18}O до: 90%, 67%, 43%, 17%, 0%. В приготовленных образцах были проведены измерения температурной зависимости дифференциальной магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ и температурной зависимости электросопротивления $\rho(T)$. Проведенные измерения позволили проанализировать эволюцию свойств образцов с изменением состава и изотопического обогащения.

Образцы с $y < y_{\text{кр}}$ ($\text{Eu} = 0.10$), лежат в области ферромагнитного полуметалла. Согласно температурным зависимостям $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ при охлаждении в окрестности температур $60 \text{ K} \div 70 \text{ K}$ наблюдается

увеличение намагниченности (т.е. появляется в них ферромагнитная фаза). С возрастанием массы кислорода величина $\chi'(T)$ при низкой температуре падает. При этом $T_{\text{FM}}(^{18}\text{O}) < T_{\text{FM}}(^{16}\text{O})$ и максимальный изотопический сдвиг T_{FM} не превышает $2 \text{ K} \div 3 \text{ K}$. Для этих образцов при понижении температуры наблюдается рост сопротивления $R(T)$ на (5-7 порядков) и увеличение сопротивления в образцах с тяжелым кислородом.

Образцы с $y > y_{\text{кр}}$ ($\text{Eu} = 0.20$), лежат в области слабомагнитного диэлектрика. Согласно температурной зависимости $\chi'(T)$, обладают хорошо выраженным переходом с изменением SS состояния при T_{SS} . С ростом содержания ^{18}O T_{SS} увеличивается. При низкой температуре развивается переход FM типа, $R(T)$ увеличивается на 10-12 порядков и в образцах с тяжелым кислородом $R(T)$ увеличивается. В этом составе наблюдаются переходы металл – диэлектрик (MI), которые сопровождают переходы в SS состояние. Рис.2.

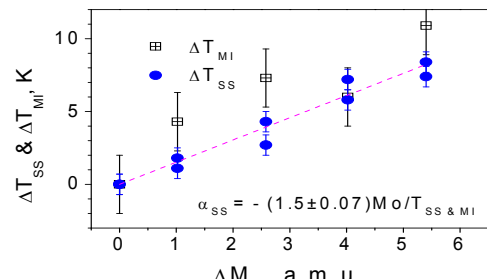


Рис. 2. Зависимость изотопического сдвига температуры ΔT_{SS} & ΔT_{MI} от сдвига массы кислорода в $(\text{Pr}_{1-y}\text{Eu})_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{CoO}_3$ для $y = 0.20$.

Массовая зависимость T_{MI} отражает изотопический сдвиг температуры T_{SS} . Увеличение массы кислорода способствует развитию LS состояния. Согласно расчету изотопической постоянной $\alpha = -$

$d\ln T^*/d\ln M = - (d\Delta T^*/dM)(M/T^*)$, были получены значения α_{SS} & $\alpha_{MI} \sim -0.75$.

Самые важные результаты, были получены для образцов с $y \sim y_{CR}$ с $Eu=0.14$ и $Eu=0.16$. Они попадают в широкую область фазового расслоения. Для них наблюдаются особенности как в T_{FM} , так и в T_{SS} . Для образца состава с $Eu=0.14$ температурная зависимость $\chi'(T)$ аналогична $\chi'(T)$ для образцов с составом $Eu=0.10$. При охлаждении в окрестности температур $60\text{ K} \div 70\text{ K}$ на температурных зависимостях $\chi'(T)$ наблюдается увеличение намагниченности. (возникновение ферромагнитной фазы). Но в температурной зависимости $R(T)$ в этом составе наблюдаются переходы в MI состояние, сопровождающиеся переходами в SS состояние. Таким образом, образец с $Eu=0.14$ находится на краю области фазового расслоения. Массовая зависимость T_{MI} отражает изотопический сдвиг температуры T_{SS} . (рис. 3) Увеличение массы кислорода способствует развитию LS состояния и подавлению FM и металлизации. $\alpha_{MI} \sim -2.2$ и $\alpha_{FM} \sim 0.4$.

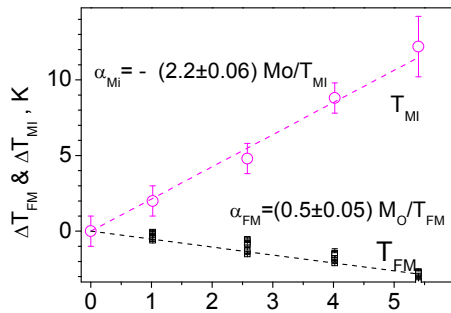


Рис. 3. Зависимость изотопического сдвига температуры ΔT_{SS} & ΔT_{MI} от сдвига массы кислорода в $(Pr_{1-y}Eu)_{0.7}Ca_{0.3}CoO_3$ для $y=0.16$.

Для образцов с $Eu=0.16$ еще более ярко демонстрируется влияние частичного изотопического замещения ^{18}O . На температурной зависимости $\chi'(T)$ наблюдается хорошо выраженный переход с изменением спинового состояния при температуре T_{SS} . При этом с уменьшением массы кислорода в $\chi'(T)$ происходит постепенное исчезновение перехода в LS состояние. В образцах с малой концентрацией $^{18}O < 17\%$ этого перехода уже не наблюдается, что связано с постепенным переходом из SS состояния в FM состояние, обусловленным уменьшением массы кислорода. Для образцов с $y \sim y_{CR}$, при понижении температуры наблюдается рост сопротивления (на 5-7 порядков) и переход металл – диэлектрик в районе 70 K . T_{MI} и T_{SS} переходов увеличиваются с ростом средней массы кислорода (рис.4). Увеличение массы кислорода способствует развитию LS состояния и подавлению FM и металлизации: $\alpha_{SS} \& \alpha_{MI} \sim -1.7$ и $\alpha_{FM} \sim 0.4$.

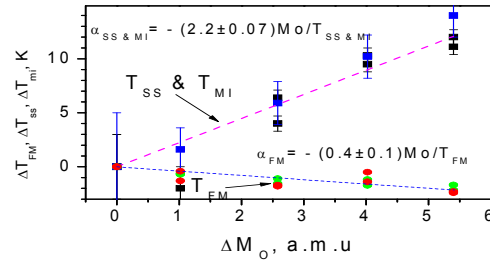


Рис. 4. Зависимость изотопического сдвига температуры ΔT_{SS} & ΔT_{MI} от сдвига массы кислорода в $(Pr_{1-y}Eu)_{0.7}Ca_{0.3}CoO_3$ для $y=0.16$.

Показано, что температура перехода с изменением спинового состояния T_{SS} плавно растет с увеличением массы изотопа кислорода по закону, близкому к линейному. В то же время, температура перехода в неоднородное ферромагнитное состояние T_{FM} постепенно уменьшается с увеличением массы кислорода, при этом изотопический эффект для T_{FM} оказывается существенно меньшим, чем для T_{SS} . Продemonстрировано, что увеличение содержания ^{18}O в системе по своему влиянию аналогично увеличению содержания Eu .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 10-02-00598a) и DFG grant RFFI-NNIO 11-02-91335

1. A.V. Kalinov, O.Yu. Gorbenko, A.N. Taldenkov, et al., Phys. Rev. B, 81 (2010) 134427.

Магнитноупругие эффекты в редкоземельном ферроборате $\text{Nd}_{0,75}\text{Dy}_{0,25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ Г.А. Звягина¹, К.Р. Жеков¹, И.В. Билыч¹, А.А. Звягин¹, И.А. Гудим², Е.В. Еремин²¹ *Физико-технический Институт Низких Температур им.Б.И.Веркина НАНУ, Харьков 61103, Украина*² *Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск 660036, Россия*

Особенности поведения упругих характеристик мультиферроика $\text{Nd}_{0,75}\text{Dy}_{0,25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, наблюдаемые во внешнем магнитном поле, приложенном в базисной плоскости кристалла, связываются с реализацией магнитных фазовых переходов, обусловленных магнитной анизотропией в этой плоскости. Построены фазовые Н-Т диаграммы для случаев $\text{H} \parallel \text{C}_2$ и $\text{H} \perp \text{C}_2$.

РЗ ферробораты принадлежат к интенсивно изучаемому сейчас классу мультиферроиков и характеризуются наличием существенной связи между магнитной, электрической и упругой подсистемами [1]. Именно поэтому исследование магнитноупругих эффектов в них весьма актуально.

Интересные магнитные свойства редкоземельных (РЗ) ферроборатов $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($\text{R} = \text{Y}; \text{La-Nd}; \text{Sm-Er}$), (пр. группа R32) определяются особенностями поведения магнитных подсистем ионов Fe^{3+} и R^{3+} , электронной структурой РЗ иона, а также f-d взаимодействием. РЗ ионы вносят весомый вклад в магнитную анизотропию этих соединений. В них реализуются легкоосные (ферробораты Tb, Dy) и легкоплоскостные (соединения с Nd, Sm) антиферромагнитные структуры. В ферроборатах Gd и Ho магнитная конфигурация спонтанно меняется от легкоосной (ЛО) к легкоплоскостной (ЛП) [1].

В последние годы возник интерес к ферроборатам с двумя сортами РЗ ионов (замещенные системы типа $\text{R1}_{1-x}\text{R2}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, где $\text{R1} = \text{Dy}, \text{Tb}$, а $\text{R2} = \text{Nd}, \text{Er}$). В таких бинарных соединениях вклады РЗ ионов в магнитную анизотропию могут конкурировать друг с другом.

Одним из наиболее интересных бинарных ферроборатов в настоящее время является кристалл $\text{Nd}_{0,75}\text{Dy}_{0,25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, в котором был обнаружен фазовый переход при 26 К, трактуемый как спонтанная переориентация от ЛП к ЛО состоянию [2].

Нами ранее изучалось поведение магнитных и магнитноупругих характеристик кристалла $\text{Nd}_{0,75}\text{Dy}_{0,25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси симметрии третьего порядка ($\text{H} \parallel \text{C}_3$) [3, 4]. Была построена фазовая диаграмма в плоскости Н-Т, и показано, что для соединения характерно наличие нескольких магнитных фаз и, соответственно, нескольких линий фазовых переходов. Это означает, что особенности перестройки его магнитной структуры не сводятся к простой суперпозиции особенностей, характерных для независимых подсистем $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$.

В работе изучено низкотемпературное поведение магнитных и упругих характеристик монокристалла $\text{Nd}_{0,75}\text{Dy}_{0,25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ во внешнем магнитном поле, направленном в базисной плоскости ($\text{H} \perp \text{C}_3$).

Поведение намагниченности этого соединения при низких температурах в магнитном поле $\text{H} \perp \text{C}_3$ не обнаружило явных аномалий, указывающих на

реализацию в магнитной подсистеме кристалла фазовых переходов.

В то же время, в температурных и магнитополевых зависимостях скорости и поглощения поперечных акустических мод ферробората $\text{Nd}_{0,75}\text{Dy}_{0,25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ в магнитном поле $\text{H} \perp \text{C}_3$ выявлены особенности, обусловленные, по нашему мнению, реориентационными фазовыми переходами в магнитной подсистеме кристалла.

Обнаружена магнитная анизотропия свойств этого монокристалла в базисной плоскости. В частности, показано, что в температурном интервале 16-31 К магнитополевое поведение скорости и поглощения звуковых мод различается в случаях $\text{H} \parallel \text{C}_2$ и $\text{H} \perp \text{C}_2$. Аналогичное поведение упругих характеристик мы наблюдали в кристалле $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [5].

Обнаруженные магнитные фазовые переходы, наиболее вероятно, связаны со спиновой переориентацией нескольких магнитных подрешеток этого магнетика. В частности, фазовые переходы первого рода типа спин-флоп по полю $\text{H} \perp \text{C}_3$, вызваны магнитной анизотропией типа «легкая ось» в базисной плоскости.

На основании проведенных исследований построены низкотемпературные фазовые Н-Т диаграммы этого кристалла для случаев $\text{H} \parallel \text{C}_2$ и $\text{H} \perp \text{C}_2$.

1. A.M. Kadomtseva et al., Low Temp. Phys. 36, 511 (2010)]
2. Ю.Ф. Попов, А.М. Кадомцева, Г.П. Воробьев, А.А. Мухин, В.Ю. Иванов, А.М. Кузьменко, А.С. Прохоров, Л.Н. Безматерных, В.Л. Тимеров, Письма в ЖЭТФ 89, 405, (2009).
3. I.A. Gudim, E.V. Eremin, V.L. Temerov, J. of Cryst. Growth 312, 2427 (2010)
4. G.A. Zvyagina, K.R. Zhekov, A.A. Zvyagin, I.V. Bilych, L.N. Bezmaternykh, I.A. Gudim, Fiz. Nizk. Temp. 36, 376 (2010)
5. G.A. Zvyagina, K.R. Zhekov, I.V. Bilych, A.A. Zvyagin, I.A. Gudim, and V.L. Temerov, Fiz. Nizk. Temp. 37, 1269 (2011)

Магнетизм Co в аморфных пленках La-Co

Н.А. Кулеш, В.О. Васьяковский, А.В. Свалов, К.Г. Балымов, Н.В. Урусова
Уральский Федеральный Университет, Екатеринбург, 620002, Россия

Проведено исследование магнитных свойств тонких аморфных пленок $\text{La}_x\text{Co}_{100-x}$ в диапазоне составов $x = 0 \div 50$ ат. % при температурах от 5 до 300 К. В частности, определены зависимости спонтанной намагниченности от содержания La и температуры, установлены особенности в характере перемагничивания пленок разных составов и в температурном поведении коэрцитивной силы. Полученные данные использованы для оценки влияния La на атомный момент Co и роли La в формировании перпендикулярной составляющей магнитной анизотропии пленок.

Исследования соединений переходных 3d-металлов (Т) с лантаном представляют интерес, благодаря отсутствию у La, имеющего внешнюю электронную оболочку аналогичную магнитным редкоземельным металлам (R), собственного магнитного момента. Эта особенность позволяет анализировать влияние редкоземельного окружения на магнитный момент 3d-металла в широком классе магнитных R-T систем. Знание поведения магнитного момента дает возможность изучать особенности обменной связи и магнитной анизотропии, а также определять парциальные вклады магнитных подсистем в спонтанную намагниченность R-T сплавов, обладающих, в частности, аморфной структурой.

Известно, что аморфное состояние свойственно тонким пленкам R-T магнетиков. Однако имеющиеся в литературе сведения о магнитных свойствах аморфных пленок La-T немногочисленны [1,2] и имеют весьма общий характер. Настоящая работа посвящена систематическому исследованию аморфной системы $\text{La}_x\text{Co}_{100-x}$ в широкой области составов ($x=0 \div 50$) и диапазоне температур 5–300 К.

Пленочные образцы были получены методом ионного высокочастотного распыления мозаичной мишени La-Co с использованием стеклянных подложек Corning. Осаждение пленок проходило в присутствии технологического магнитного поля напряженностью 170 Э. Поле было ориентировано параллельно плоскости подложки и, как правило, задавало в плоскости пленок одноосную магнитную анизотропию. Толщина пленок составляла около 100 нм.

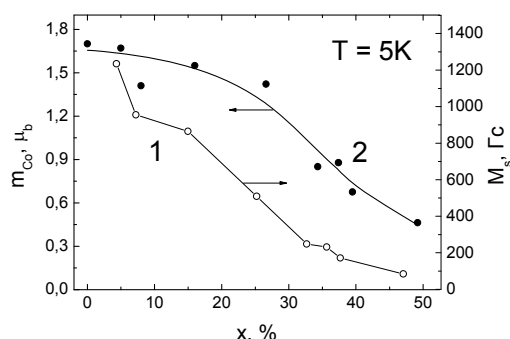


Рис. 1. Зависимости спонтанной намагниченности (1) и атомного магнитного момента Co (2) от содержания La пленок La-Co при температуре 5 К.

Состав образцов определялся методами атомно-абсорбционной спектроскопии и рентгенофлуоресцентного анализа. Структурное состояние пленок контролировалось методом рентгеновской дифракции, которая показала отсутствие признаков кристалличности вплоть до минимальных концентраций La. Магнитные свойства пленок измерялись с помощью СКВИД-магнитометра.

В ходе эксперимента на всех полученных образцах при разных температурах были измерены петли гистерезиса. При этом магнитное поле прикладывалось вдоль оси, заданной технологическим полем, и имело диапазон ± 70 кЭ. Анализ параметров петель гистерезиса показал следующее. Спонтанная намагниченность при температуре 5 К (рис. 1, кривая 1) монотонно уменьшается с ростом концентрации La. Причем указанное изменение выходит за рамки простого разбавления Co немагнитным элементом. Наряду с этим имеет место уменьшение атомного магнитного момента Co (рис. 1, кривая 2). Соответствующие количественные оценки получены в предположении линейного концентрационного изменения плотности пленок между значениями, свойственными чистым металлам.

Кроме того, установлено, что состав влияет и на характер перемагничивания пленок $\text{La}_x\text{Co}_{100-x}$. В диапазоне $0 < x < 20$ обнаружено значительное увеличение коэрцитивной силы (от 25 Э при $x = 25$ до 220 Э для $x = 8$), которое обусловлено образованием так называемого «закритического состояния» [3]. Последнее указывает на наличие сильной составляющей перпендикулярной анизотропии, источником которой может быть анизотропия микроструктуры, в частности, столбчатая микроструктура. Немонотонное концентрационное изменение этой составляющей может быть следствием активной роли La в формировании микроструктуры, например, как немагнитного элемента, способствующего локализации столбиков Co.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №11-02-00288-а) и Министерства образования и науки РФ (контракт № 16.552.11.7020).

1. S. Uchiyama, Materials Chemistry and Physics, **42**, 38 (1995).
2. Zhao Tong-yun, Zhao Jian-gao, et. al., Chin. Phys. Lett. **14**(12), 943 (1997).
3. Y. Sugita, H. Fujiwara, T. Sato, Appl. Phys. Lett. **10**, 229 (1967).

Магнитные и резистивные свойства двухслойных пленок Ge/Co

Г.С. Патрин^{1,2}, И.А. Турпанов², Г.Ю. Юркин², К.Г. Патрин^{1,2}, В.И. Юшков^{1,2}, А.В. Кобяков²

¹ Институт физики им.Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036, Россия

² Институт инженерной физики и радиоэлектроники Сибирского федерального университета, проспект Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований магнитных и резистивных свойств двухслойных пленок Ge/Co. На температурной зависимости намагниченности обнаружена особенность, аналогичная точке компенсации в классических ферромагнетиках. Температурное поведение электросопротивления также демонстрирует особенность в этой области температур

Заметный интерес к гетероструктурам на основе полупроводниковых и магнитных материалов обусловлен тем, что возникает возможность интегрирования магнетизма и полупроводниковых свойств [1]. Как правило, конечной целью создания структур *ферромагнетик-полупроводник* является управление электрическими свойствами путем изменения магнитных параметров. В этом случае на первый план выходит изучение магнитных и межслоевых взаимодействий и механизмов, ответственных за их формирование.

Ранее [2, 3] нами были получены трехслойные пленки Co/Ge/Co и исследованы их магнитные свойства в зависимости от условий получения и толщины полупроводниковой прослойки. Было установлено, что в зависимости от скорости осаждения и температуры подложки образуется двухфазная в магнитном отношении структура, когда в матрице кубического кобальта распределены гранулы гексагонального кобальта. Намагниченность показывает термо-активационный характер, что удается описать в рамках модифицированной модели Stoner–Wolffarth [4]. При этом величина магнито-резистивного эффекта оказалась порядка единицы процента.

С целью выяснения механизма формирования магнитной структуры и установления роли интерфейса мы синтезировали двухслойные пленки Ge/Co и исследовали магнитные и резистивные свойства. Пленки напылялись на стеклянную подложку при базовом давлении $\sim 10^{-10}$ Тор. Измерения проводились на установке MPMS. Проведены исследования двухслойных структур с различной толщиной ферромагнитного слоя при фиксированной толщине германия. Обнаружено, что поведение намагниченности всей структуры зависит от очередности нанесения слоев, ферромагнетик или полупроводник. В случае нанесения кобальта на германий (Ge/Co) в малых магнитных полях на температурной зависимости намагниченности наблюдается провал, что похоже на точку компенсации намагниченности (T_K), характерную для ферромагнетиков (см. рис. 1). При увеличении магнитного поля эта особенность сглаживается, но прослеживается практически до поля насыщения. В случае структуры Co/Ge эта зависимость проявляется заметно слабее.

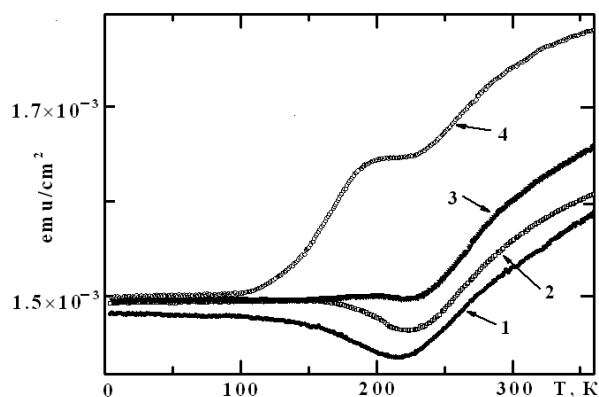


Рис.1. Температурные зависимости намагниченности единицы поверхности для пленки Ge(8 nm)/Co(10 nm). 1,2,3 и 4 – поле измерения $H = 5, 50, 100$ и 300 Oe, соответственно.

Уменьшение толщины кобальта делает эту особенность более выраженной.

Также были проведены исследования электрических свойств синтезированных пленок. Получено, что при повышении температуры электросопротивление сначала слабо уменьшается, а при $T \geq 70$ K показывает металлический характер. В области T_K на температурной зависимости электросопротивления также наблюдается особенность в форме максимума. Здесь также имеется зависимость от очередности нанесения слоев.

Таким образом, обнаружено, что система не является симметричной относительно очередности напыления слоев. На границе раздела кобальт-германий образуется новый магнитный слой, который антиферромагнитно связан с основным ферромагнитным слоем.

Настоящие исследования ведутся при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00675-а).

1. Б.П. Захарченя, В.Л. Корнев. УФН, **175**, 629 (2005).
2. G.S. Patrin, Chan-Gyu Lee, I.A. Turpanov, et al. JMMM, **306**, 218 (2006).
3. A.V. Kobayakov, G.S. Patrin, I.A. Turpanov, et al. Sol.St.Phenom., **168-169**, 273 (2011).
4. G.S. Patrin, Chan-Gyu Lee, Bon-Heun Koo, & Kee-sam Shin, Phys. Lett. A, **359**, 149 (2006).

Магнетизм многослойных пленок $(\text{CoNiP}_{\text{soft}}/\text{CoP}_{\text{hard}})_n$ Г.С. Патрин^{1,2}, М.Г. Пальчик¹, Д.А. Балаев^{1,2}, С.Я. Кипарисов¹¹ *Институт физики им.Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036, Россия*² *Институт инженерной физики и радиоэлектроники Сибирского федерального университета, проспект Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия*

Приведены результаты экспериментальных исследований магнитных свойств многослойных пленок в системе Co-Ni-P. Установлено, что межслоевое взаимодействие между магнито жестким и магнитомягким слоями по порядку величины сравнимо с внутри слоевым обменным взаимодействием. Обнаружен осциллирующий характер поведения поля насыщения в зависимости от количества пар слоев.

Интерес к системам, обладающим спин-вентильным эффектом, обусловлен их практическим использованием в устройствах спиновой электроники [1]. На первый план здесь выходит проблема создания спин-поляризованных электронов. Пленочные системы, показывающие эффект обменного смещения, являются удобными объектами для решения этой задачи. Межслоевое взаимодействие в таких системах является ответственным за формирование магнитного состояния.

Пленки $(\text{CoNiP}_{\text{soft}}/\text{CoP}_{\text{hard}})_n$ были получены методом химического осаждения. Содержание фосфора во всех слоях составляло 8 % ат. В магнито жестком слое CoP был в гексагональном поликристаллическом состоянии, в магнитомягком слое CoNiP находился в аморфном состоянии. В последнем случае содержание кобальта было 57.5 % ат., а никеля — 24.5 % ат. Толщина каждого слоя была $t = 4$ nm. Такой состав слоев был выбран потому, что при сопряжении магнитомягкого CoNiP и магнито жесткого CoP слоев нет резкого изменения структуры на интерфейсе. В таком случае вкладом от границы раздела между слоями можно пренебречь и принимать во внимание только межслоевые взаимодействия и собственно магнитные свойства слоев многослойной структуры. Измерения проводились на вибрационном магнетометре в температурном интервале $T = 77 \div 400$ K и в магнитных полях $H < 10$ kOe. Мы исследовали изменения магнитных свойств в зависимости от количества слоев в мультислойной структуре. В наших экспериментах число пар слоев было $n \leq 15$.

Для одиночного магнитомягкого слоя CoNiP температурное поведение петель намагниченности носит характер типичный для магнитомягкого ферромагнетика, при этом коэрцитивная сила ($H_C(T=77,4 \text{ K}) \cong 15$ Oe) уменьшается более чем на порядок при повышении температуры от азотной до комнатной. Анизотропия в плоскости пленки не наблюдается. Для одиночного магнито жесткого слоя CoP поведение также является ферромагнитным, только в этом случае ($H_C(T=77,4 \text{ K}) \cong 950$ Oe) и изменение H_C , при повышении температуры от азотной до комнатной, происходит примерно в два раза. Ситуация заметно меняется, когда из этих слоев складывается сэндвич. Обнаружено, что кривая намагничивания имеет вид суммы двух петель. Однако, это не алгебраическая сумма исходных

кривых. Если проследить за температурным изменением петель намагниченности, то установлено, что наиболее температурно-чувствительной является та часть, которая произошла от магнито жесткого слоя. Дальнейшее увеличение пар слоев (n) ведет к тому, что эта особенность в виде «ступеньки» сглаживается.

Ранее [2] было установлено, что коэрцитивная сила слоев CoP зависит от толщины слоя (в области толщин $t = 4 \div 50$ nm), увеличиваясь по величине при увеличении толщины слоя. Это связано с тем, что при увеличении толщины пленки увеличивается размер гранул и как следствие происходит увеличение одноосной анизотропии гранулы. Еще один интересный момент, связан с поведением поля насыщения намагничивания. Поле насыщения (H_S) пленок с нечетным выше, чем с четным числом и в зависимости от n имеет вид затухающих колебаний. Полученные результаты указывают на то, что межслоевое взаимодействие по порядку величины сравнимо с внутри слоевым обменным взаимодействием. Результаты можно понять, считая, что магнитомягкий слой за счет межслоевого обменного взаимодействия подмагничивает магнито жесткий слой, что ведет к уменьшению поля насыщения. В случае многослойных структур экспериментальные результаты можно объяснить, предполагая, что в структурах с нечетным количеством пар существует нескомпенсированный вклад. Если считать, что этот вклад связан с анизотропией гранул, то независимо от количества слоев должна быть полная компенсация. Другой механизм может быть связан либо с существованием отрицательного обменного взаимодействия между магнито жесткими слоями через магнитомягкий слой, либо отрицательного биквадратичного обмена между магнитомягким и магнито жестким слоями.

Настоящие исследования ведутся при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00675-а).

1. I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. Rev. Mod. Phys., **76**, 323 (2004).
2. А.В. Чжан, Г.С. Патрин, С.Я. Кипарисов, В.А. Середкин, М.Г. Пальчик. ФММ, **109**, 1 (2010).

Низкотемпературные акустические свойства объемного металлического стекла $Zr_{52,5}Ti_5Cu_{17,9}Ni_{14,6}Al_{10}$

С.А. Бакай, А.С. Булатов, В.Ф. Долженко, В.С. Клочко, А.В. Корниец, М.П. Фатеев

Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", Харьков 61108, Украина

Методом акустической спектроскопии изучены низкотемпературные (78-300 К) упругие и диссипативные свойства объемного металлического стекла $Zr_{52,5}Ti_5Cu_{17,9}Ni_{14,6}Al_{10}$. Результаты обсуждаются в рамках модели Дебая.

Объемные металлические стекла (ОМС) образуют новый класс аморфных сплавов с уникальной комбинацией механических и физических свойств, обладающих высокой стеклообразующей способностью и низкой скоростью закалки (≥ 10 К/с) [1]. Это приводит к формированию необычной структуры ближнего порядка, изменению кинетики структурной релаксации и особенностей в упругих свойствах в виде отклонения от чистого упругого поведения. В силу большей информативности (ориентационная направленность и объемная проникаемость) ультразвуковых высокочастотных исследований в рамках этих задач нами было проведено прецизионное исследование температурной зависимости в интервале 78-300 К акустических скоростей (V_L , V_S) и коэффициента поглощения (α_L) в аморфном сплаве $Zr_{52,5}Ti_5Cu_{17,9}Ni_{14,6}Al_{10}$, где L и S обозначает продольную и поперечную поляризацию, соответственно. Измерение акустических характеристик выполнено в импульсном режиме фазочувствительным мостовым методом в схеме на прохождение с амплитудой ультразвуковой деформации $\varepsilon \sim 10^{-7}$. Образец для исследований с длиной акустического пути 4 мм и массовой плотностью $\rho = 6,68$ г/см³ был вырезан из слитка диаметром 3 мм [2]. Аморфное состояние контролировалось рентгеновской дифрактометрией. На резонансной частоте 50 МГц измерялась зависимость $V_L(T)$ и $V_S(T)$, а поглощение продольного ультразвука $\alpha_L(T)$ на частотах 20, 50 и 150 МГц. При температуре 78 К величина скорости $V_L = 4629 \pm 5$ м/с; $V_S = 2246 \pm 10$ м/с, а при 300 К $V_L = 4422 \pm 5$ м/с; $V_S = 2128 \pm 10$ м/с. Считая исследуемое ОМС изотропным и однородным, упругие модули К, Е, G (К-модуль всестороннего сжатия, Е-модуль Юнга, G-модуль сдвига) и коэффициент Пуассона ν вычислялись по экспериментальным данным скорости и плотности [3].

На рис. 1 представлены температурные зависимости перечисленных характеристик. Обращает на себя внимание изменение температурного хода кривых при 140 К: «ступенька» на температурной зависимости упругих модулей и интенсивный рост величины коэффициента Пуассона. Величина упругих модулей исследуемого аморфного сплава на 20-30% ниже, чем, например, промышленных сортов стали, тогда как значения коэффициента Пуассона близки. Наблюдаемое аномальное разупрочнение при 140 К нами трактуется как проявление ангармонизма межатомных связей. Об этом свидетельствует представленное на рис. 2 температурное

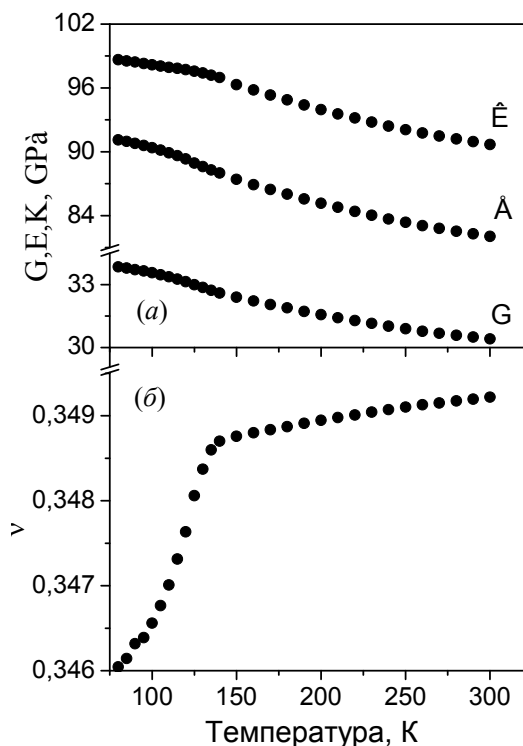


Рис. 1 Температурная зависимость (а) модуля Юнга (Е), модуля сдвига (G), модуля всестороннего сжатия (К) и (б) коэффициента Пуассона в объемном металлическом стекле $Zr_{52,5}Ti_5Cu_{17,9}Ni_{14,6}Al_{10}$.

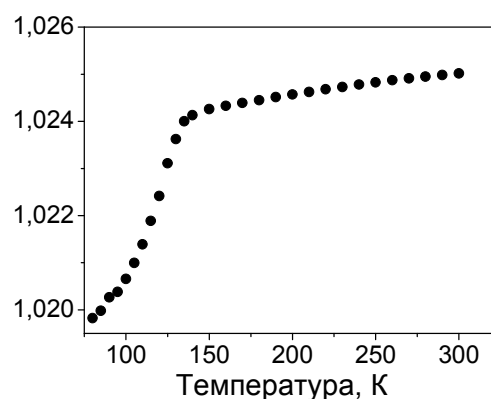


Рис. 2. Температурная зависимость параметра Грюнайзе-на в ОМС $Zr_{52,5}Ti_5Cu_{17,9}Ni_{14,6}Al_{10}$

поведение параметра Грюнайзе γ , вычисленное, используя соотношение [3]

$$\gamma = \frac{3(V_L^2 - 4V_S^2)}{2(V_L^2 + 2V_S^2)}$$

Этому также благоприятствуют развивающиеся в ОМС термоактивированные релаксационные процессы.

Данные, характеризующие температурную зависимость нормированного коэффициента поглощения $\alpha_L(T)$ упругого продольного ультразвука частотой 20 МГц (а) и 50 и 150 МГц (б), а также результаты модельных расчетов представлены на рис. 3.

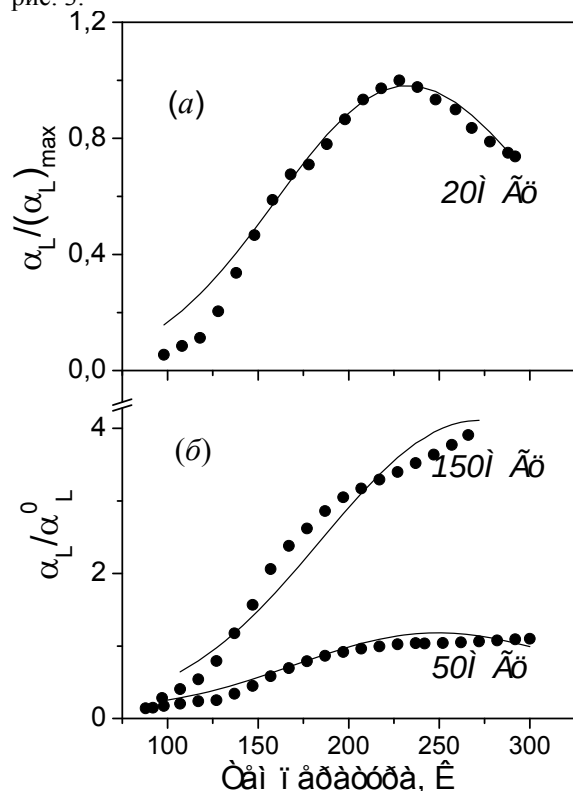


Рис. 3 Температурная зависимость нормированного коэффициента поглощения продольного ультразвука в ОМС $Zr_{52,5}Ti_5Cu_{17,9}Ni_{14,6}Al_{10}$; α_L^0 — коэффициент поглощения для $f=50$ МГц при $T=300$ К, $(\alpha_L)_{max}$ — максимальное значение коэффициента поглощения для $f=20$ МГц. Значки — экспериментальные данные; сплошные кривые — результаты расчетов в модели Дебая.

Для объяснения наблюдаемой в данной работе зависимости поглощения ультразвука от температуры и частоты необходимо предположить, что процесс поглощения связан, главным образом, с термически-активированными перестройками атомов, вызванными внешним упругим полем. В данной работе для описания затухания ультразвука использована феноменологическая модель Дебая.

$$\alpha = \frac{\Delta}{2V_L^3} \int \frac{\omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} f(\tau) d\tau$$

где $f(\tau)$ — функция распределения времен релаксации, ω — круговая частота, Δ — параметр, опи-

сывающий взаимодействие упругого поля с релаксационными модами.

Из графика зависимости поглощения от температуры для 20 МГц были определены энергетические параметры модели: E_m — наиболее вероятная энергия миграции и E_0 — ширина распределения, которые оказались равны 0,276 эВ и 0,082 эВ, соответственно. Отметим, что релаксационная теория приводит к линейной зависимости коэффициента поглощения от частоты для восходящей ветви поглощения. Таким образом экспериментальные результаты для ОМС $Zr_{52,5}Ti_5Cu_{17,9}Ni_{14,6}Al_{10}$ показывают, что затухание продольного ультразвука в диапазоне частот 20–150 МГц в температурном интервале 100–300 К, можно вполне адекватно описать с помощью простейшей релаксационной модели Дебая. В рамках поликластерной модели [4] такие процессы можно отождествить с термоактивированными перескоками атомов, находящихся на межкластерных границах, под действием знаменитых механических напряжений. Именно здесь происходит сравнительно быстрая диффузия атомов, и легко образуются сдвиговые дислокационные петли. Согласно оценки [5] величина среднего размера кластеров составляет ~ 10 нм. Следовательно, согласно этой модели, концентрация атомов на межкластерных границах в металлических стеклах исключительно высока (порядка 10%) и они должны играть определяющую роль в процессах обратимой и необратимой перестройки их микроструктуры. Уширение релаксационных пиков в 2–3 раза (по сравнению с дебаевским) свидетельствует об энергетическом разбросе параметров фиксируемых атомных конфигураций, что является следствием распределения «точечно подобных» дефектов по размерам. Термическая обработка приводит к уменьшению высоты пиков ВТ, что связывается с протеканием структурной релаксации и уменьшением концентрации дефектных конфигураций.

1. J. Eckert, A. Reger-Leonard, B. Weiss, M. Heilmaier. Mat. Sci. Eng. A301 (2001), 1.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория упругости. М.: Наука, (1965), 131.
3. В. Н Беломестных, Письма в ЖТФ, 2004, том 30, вып. 3, стр. 14.
4. А. С. Бакай, Поликластерные аморфные тела М.: Энергоатомиздат: 1987.
5. A. S. Bakai, S. A. Bakai, J. Eckert, I. M. Neklyudov, V. I. Savchenko, J. of Non-Cristaline Sol. **353**, 3754 (2007).

Геликоидальный магнетизм LiCu_2O_2

А.Ф. Садыков¹, А.П. Геращенко¹, Ю.В. Пискунов¹, В.В. Оглобличев¹
¹ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620041, Россия

Исследованы особенности магнитной структуры квазиодномерного мультиферроика LiCu_2O_2 методом ЯМР. Комплексный анализ ЯМР данных $^{63,65}\text{Cu}$ и ^7Li показал, что плоскости спиновых спиралей в LiCu_2O_2 не лежат ни в одной из кристаллографических плоскостей ab , bc или ac . Выявлена ориентационная зависимость плоскостей поляризации магнитных моментов от внешнего магнитного поля $H_0 = 94$ кЭ: при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}, \mathbf{b}$ плоскости спиралей в цепочках стремятся сориентироваться перпендикулярно направлению поля, ориентация геликсов при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ существенно не изменяется.

Квазиодномерное соединение LiCu_2O_2 (LCO) относится к классу мультиферроиков. Кристаллическую структуру орторомбического LCO можно представить как последовательное чередование вдоль оси c слоев: $-\text{Cu}^+-$, $-\text{O}-\text{Cu}^{2+}-\text{O}-\text{Li}-$ и $-\text{Li}-\text{O}-\text{Cu}^{2+}-\text{O}-$. Ниже критической температуры $T_N = 23$ К в LCO наблюдается переход в упорядоченное состояние с несоизмеримой геликоидальной магнитной структурой [1, 2], сопровождаемый возникновением спонтанной макроскопической электрической поляризации, $\mathbf{P}$ [3], при этом величина и направление вектора $\mathbf{P}$ зависят от внешнего магнитного поля. Возникновение спиральной магнитной структуры в LCO обусловлено конкуренцией обменных взаимодействий J_1 и J_2 между ближайшими и следующими за ними ионами Cu^{2+} в цепочках $\text{Cu}^{2+}-\text{O}$. В настоящее время до сих пор не выяснены детальная картина магнитной структуры LCO в основном состоянии и механизм возникновения сегнетомагнетизма в данном оксиде.

ЯМР измерения $^{63,65}\text{Cu}$ ($I = 3/2$) и ^7Li ($I = 3/2$) были проведены на монокристаллическом образце при температурах $T = 290$ К, 10 К и 4.2 К в нулевом $H_0 = 0$ и во внешнем магнитном поле $H_0 = 94$ кЭ при ориентациях кристалла $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{b}$, $\mathbf{c}$. Спектры ЯМР $^{63,65}\text{Cu}$ монокристалла LCO при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{b}$, $\mathbf{c}$ и $T = 290$ К представляют собой два набора узких линий (рис. 1а), соответствующих изотопам ^{63}Cu и ^{65}Cu . Анализ ориентационной зависимости спектров ЯМР $^{63,65}\text{Cu}$ позволил определить симметрию, направление главных осей и значение компонент тензора ГЭП в кристалле. Спектры ЯМР $^{63,65}\text{Cu}$ при $H_0 = 0$ и $T = 290$ К представлены на рис. 1б. Отношения резонансных частот и интенсивностей наблюдаемых линий на рис. 1 а, б соответствуют отношениям квадрупольных моментов и природных содержаний этих изотопов. Спектры ^7Li при $T > T_N$ и $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{b}$, $\mathbf{c}$ состоят из трех квадрупольно расщепленных линий, как и ожидается для ядер со спином $I = 3/2$ и ненулевым значением квадрупольной частоты $^7\nu_Q = 47(1)$ кГц.

Ниже температуры Нееля спектры меди (см. рис. 1 а, б) и ^7Li приобретают вид, характерный для несоизмеримых с решеткой спиральных магнитных структур. Спектры ЯМР ^7Li (не показаны) представляют собой четырехгорбые уширенные линии при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{b}$, $\mathbf{c}$, при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$ — резонансная линия лития имеет только два максимума.

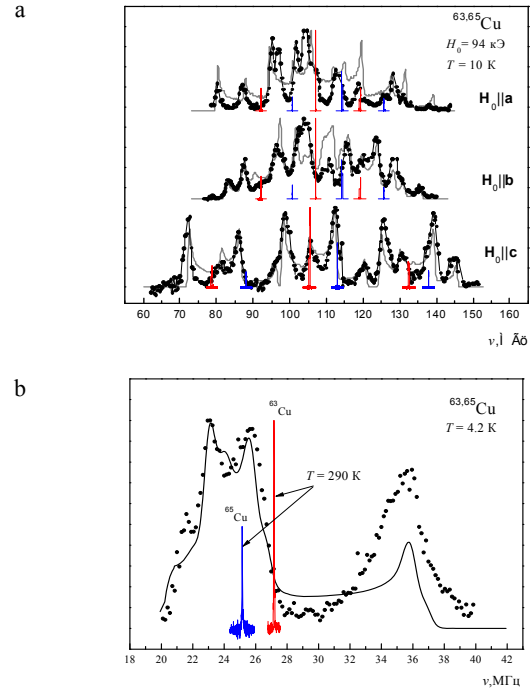


Рис. 1. а) ЯМР спектры $^{63,65}\text{Cu}$ в магнитоупорядоченной фазе монокристалла LiCu_2O_2 при температуре $T = 10$ К и ориентации внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{b}$, $\mathbf{c}$ (•); б) Спектр ЯМР $^{63,65}\text{Cu}$ в локальном магнитном поле в магнитоупорядоченной фазе монокристалла LiCu_2O_2 при температуре $T = 4.2$ К (•). Узкие спектральные пики на рисунках а) и б) соответствуют спектрам $^{63,65}\text{Cu}$ при комнатной температуре. Сплошные линии представляют собой результат компьютерного моделирования спектров в модели планарной спиновой спирали в $\text{Cu}^{2+}-\text{O}$ цепочках.

Спектры ЯМР $^{63,65}\text{Cu}$ и ^7Li при определенном направлении внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$ характеризуют распределение по кристаллу проекции локального магнитного поля $\mathbf{h}_{\text{loc}}(\mathbf{R})$ в месте расположения ядра-зонда на направление $\mathbf{H}_0$. Значение локального магнитного поля $\mathbf{h}_{\text{loc}}(\mathbf{R})$, создаваемого в точке $\mathbf{R}$ ($\mathbf{R}$ — позиция меди Cu^{2+} или лития Li^+) магнитными моментами ионов Cu^{2+} , расположенными в плоскостях I, II, III, IV (см. рис. 2), с координатами $\mathbf{r}_i$, определяется действующим дипольным полем H_{dip} и наведенным «контактным» сверхтонким полем H_{hf} . В случае планарного геликса пространственная ориентация магнитного момента иона меди Cu^{2+} , $\boldsymbol{\mu} = \mu \mathbf{e}_{m,i,j,k}$, расположенного

на позиции с радиус-вектором $\mathbf{r}_{m,i,j,k}$, определяется единичным вектором $\mathbf{e}_{m,i,j,k} = (e^x_{m,i,j,k}, e^y_{m,i,j,k}, e^z_{m,i,j,k})$, компоненты которого выражаются следующим образом:

$$e^x_{m,i,j,k} = \cos\psi_m \cos\theta_m \sin\varphi_{m,i,j,k} - \sin\psi_m \cos\varphi_{m,i,j,k} \quad (1)$$

$$e^y_{m,i,j,k} = \sin\psi_m \cos\theta_m \sin\varphi_{m,i,j,k} + \cos\psi_m \cos\varphi_{m,i,j,k} \quad (2)$$

$$e^z_{m,i,j,k} = -\sin\theta_m \sin\varphi_{m,i,j,k} \quad (3)$$

Здесь θ_m ($m = \text{I, II, III, IV}$) — угол между осью кристалла c и нормалью $\mathbf{n}$ к плоскости геликса; ψ_m — угол между проекцией $\mathbf{n}$ на плоскость ab и осью a , $\varphi_{m,i,j,k}$ — угол вращения, задающий изменение фазы магнитных моментов при трансляции в направлениях a , b и c . Углы $\varphi_{m,i,j,k}$ для четырех плоскостей I–IV могут быть выражены через волновой вектор магнитной структуры $\mathbf{Q} = (\pi/a, 0.174 \times 2\pi/b, 0)$ [1] и начальные фазы ϕ_m следующим образом:

$$\varphi_{m,i,j,k} = \mathbf{Q} \cdot (ia, jb, kc) + \phi_m. \quad (4)$$

В данной работе для расчета формы линий ЯМР использовалась специальная программа моделирования, численно рассчитывающая энергетические уровни и вероятности переходов на основе диагонализации матричных элементов полного гамильтониана (квадрупольного H_Q и зеемановского H_M) ядерной системы с учетом пространственной ориентации магнитных моментов меди, описанной выше. При анализе спектров $^{63,65}\text{Cu}$ варьировались амплитуда локального сверхтонкого поля $|h_{\text{loc},1}|$, наводимого на позициях Cu^+ одним соседним магнитным моментом иона Cu^{2+} , углы $\theta_1, \theta_2, \psi_1, \psi_2$, задающие пространственную ориентацию спиновых спиралей в цепочках Cu^{2+} и разности начальных фаз магнитных моментов в плоскостях I, II, III, IV $\Delta\phi_{21} = \phi_{\text{II}} - \phi_{\text{I}}, \Delta\phi_{32} = \phi_{\text{III}} - \phi_{\text{II}}$ и $\Delta\phi_{43} = \phi_{\text{IV}} - \phi_{\text{III}}$. При моделировании литиевых спектров варьировалась величина эффективного магнитного момента μ на ионе Cu^{2+} в магнитоупорядоченной фазе. Мы полагали, что $\theta_{\text{IV}} = -\theta_{\text{II}} = \theta_1, \theta_{\text{III}} = -\theta_{\text{I}} = \theta_2, \psi_{\text{IV}} = \psi_{\text{II}} = \psi_1$ и $\psi_{\text{III}} = \psi_{\text{I}} = \psi_2$ [4]. Значения варьируемых параметров, соответствующих наилучшему согласию между расчётными и экспериментальными спектрами, записанными при $H_0 = 0$ и в поле $H_0 = 94$ кЭ при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$ представлены в таблице 1.

	$H_0 = 0$	$\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{c}$	$\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$	$\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{b}$
$ h_{\text{loc},1} $, кЭ	5.4(1)	5.4(1)	5.4(1)	5.4(1)
μ , μ_B	1.10(2)	1.10(2)	1.10(2)	1.10(2)
θ_1 , град.	29(1)	29(1)	42(1)	57(1)
θ_2 , град.	29(1)	29(1)	42(1)	57(1)
ψ_1 , град.	135(1)	135(1)	135(1)	80(1)
ψ_2 , град.	-45(1)	-45(1)	-45(1)	-81(1)
$\Delta\phi_{21}$, град.	90	90	90	90
$\Delta\phi_{32}$, град.	—	153(2)	115(2)	-45(2)
$\Delta\phi_{43}$, град.	90	90	90	90

Таблица 1. Значения параметров магнитной структуры LiCu_2O_2

На рис. 2 представлены пространственные ориентации планарных геликсов в спиновых цепочках плоскостей $m = \text{I, II, III, IV}$ в нулевом внешнем магнитном поле, а также направления закручивания спиралей.

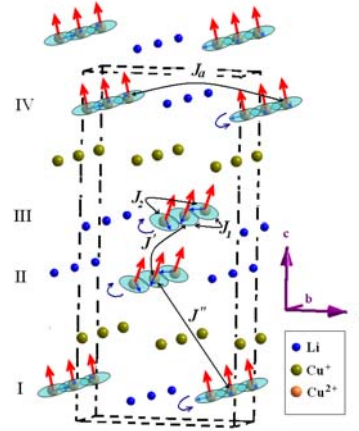


Рис. 2. Ионы Li^+ , Cu^+ и Cu^{2+} в кристаллической решетке LiCu_2O_2 . Показаны внутри- и междоцепочечные обменные взаимодействия J_1, J_2, J_a, J', J'' между магнитными моментами меди и предполагаемая пространственная ориентация плоскостей спиновых спиралей в цепочках слоев $m = \text{I, II, III, IV}$.

Отметим, что большой трудностью является запись спектров в широком диапазоне частот при оптимальных ЯМР параметрах. С этим, как мы полагаем, связано несоответствие интенсивностей экспериментальных и теоретических линий ЯМР на отдельных участках полного спектра. Однако, выводы, сделанные в данной работе, основываются на данных о положении пиков в спектрах ЯМР, а не на их интенсивностях.

В заключение, все полученные спектры ЯМР удовлетворительно описываются в модели планарной спиральной магнитной структуры. Внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси c кристалла не изменяет пространственной ориентации геликсов в цепочках Cu^{2+} . Магнитное поле $H_0 = 94$ кЭ, направленное вдоль осей a и b , подворачивает плоскости спиновых спиралей в цепочках, стремясь сориентировать нормаль $\mathbf{n}$ геликсов вдоль внешнего магнитного поля. Наибольший поворот плоскостей поляризации магнитных моментов имеет место при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{b}$.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 11-02-00354), гранта Президента РФ (№ МК-1232.2011.2) и УрО РАН (проекты № 12-У-2-1025, № 11-2-НП-477). Авторы благодарны А.А. Бушу и Э.А. Тищенко за синтез и аттестацию монокристаллов LiCu_2O_2 .

1. T. Masuda et al., Phys. Rev. Lett. 92, 177201 (2004).
2. A.A. Gippius et al., Phys. Rev. B 70, 020406 (2004).
3. S. Park, et al., Phys. Rev. Lett. 98, 057601 (2007).
4. S. Furukawa et al., Phys. Rev. Lett. 105, 257205 (2010).

ESR Modes of the Spin-gap Magnet with Incommensurate Field-induced Ordered State

V.N. Glazkov¹, E. Wulf², A. Zheludev²

¹ *P.Kapitza Institute for Physical Problems, 119334 Moscow, Russia*

² *Neutron Scattering and Magnetism, Institute for Solid State Physics, ETH Zurich, 8093 Zürich, Switzerland*

A quasi-one-dimensional magnet $\text{sul-Cu}_2\text{Cl}_4$, which is a unique realization of the “four-leg spin tube” geometry of the exchange bonds, is studied by the electron spin resonance (ESR) technique. We report on the observation of different modes of magnetic resonance: direct overgap transitions between the singlet ground state and excited triplets, magnetic resonance in the incommensurate field-induced ordered state, thermoactivated resonance absorption and some unidentified resonance modes. These modes are discussed in connection with the intrinsic incommensurability of the $\text{sul-Cu}_2\text{Cl}_4$.

Spin-gap systems are a subject of the active experimental and theoretical study during the last decade. Despite of the strong antiferromagnetic interspin coupling, specific geometry of the exchange bonds (usually, one-dimensional or frustrated) prohibits conventional antiferromagnetic ordering in these systems. Instead, their ground state is a non-magnetic singlet separated by an energy gap from the excited triplets. One of the most intriguing properties of the spin-gap systems is the formation of the field-induced antiferromagnetic state above certain critical field. For the ideal Heisenberg system this quantum phase transition was proved to be formally equivalent to the Bose-Einstein condensation [1]. A variety of such systems was found or rediscovered recently and was studied by different experimental techniques from static magnetization and specific heat measurements to neutron diffraction [2–5]. Electron spin resonance (ESR) is a powerful and complementing technique for the study of spin-gap magnets since it allows to measure fine details of the excitation spectrum [6–8].

A quasi-one-dimensional magnet $\text{sul-Cu}_2\text{Cl}_4$ ($\text{Cu}_2\text{Cl}_4\cdot\text{H}_8\text{C}_4\text{SO}_2$) is unusual among other spin-gap magnets. First, it provides a unique example of the “four-leg spin-tube” geometry of the exchange bonds, which can be envisioned as four parallel spin chains tied together by inter-chain couplings [9]. Second, interplay of the exchange constants causes minimum of the excitation energy at the incommensurate wavevector [9]. Which, in turn, leads to the formation of the incommensurate ordered phase above the critical field [10].

This system was already studied by ESR [11], but these results were interpreted by DM interaction effects. We present here more detailed study of the resonance absorption in $\text{sul-Cu}_2\text{Cl}_4$, covering wide frequency range and measured at the temperatures down to 0.5K, and discuss these results in relation with the intrinsic incommensurability of this system revealed in neutron diffraction experiments [9,10].

The ESR absorption spectra taken at different frequencies are shown at the Figure 1. The frequency-field diagrams built upon these data are shown at the Figure 2. There are several resonance modes with distinctly different temperature and frequency dependences. First, there is an irregularly shaped paramagnetic

absorption (PM) caused by the defects and impurities. Thermoactivated absorption due to the resonance transitions between the excited triplet sublevels appears on heating to 4K. This absorption overlaps with the strong signal from the impurities, which hinders its analysis. No signs of the splitting of this thermoactivated absorption was observed, while such splitting was rather typical for other spin-gap magnets [6–8].

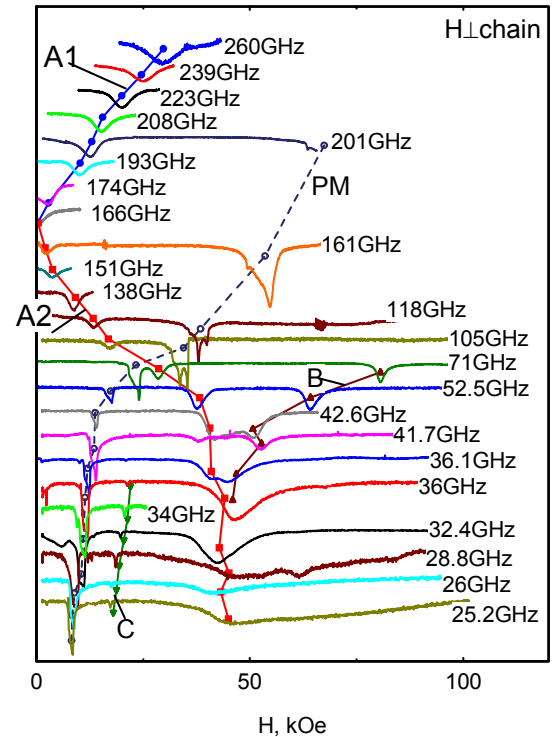


Figure 1 ESR absorption at different frequencies. Absorption spectra at $f > 160\text{GHz}$ are measured at $T = 1.3 \dots 1.4\text{K}$, absorption spectra below 120GHz are measured at $T = 0.4 \dots 0.5\text{K}$. Main resonance modes are marked by symbols: A1 and A2 are the overgap transitions, B is the antiferromagnetic resonance, C is the unaccounted low-field mode and PM marks paramagnetic absorption (including thermoactivated). Lines are guide to the eye.

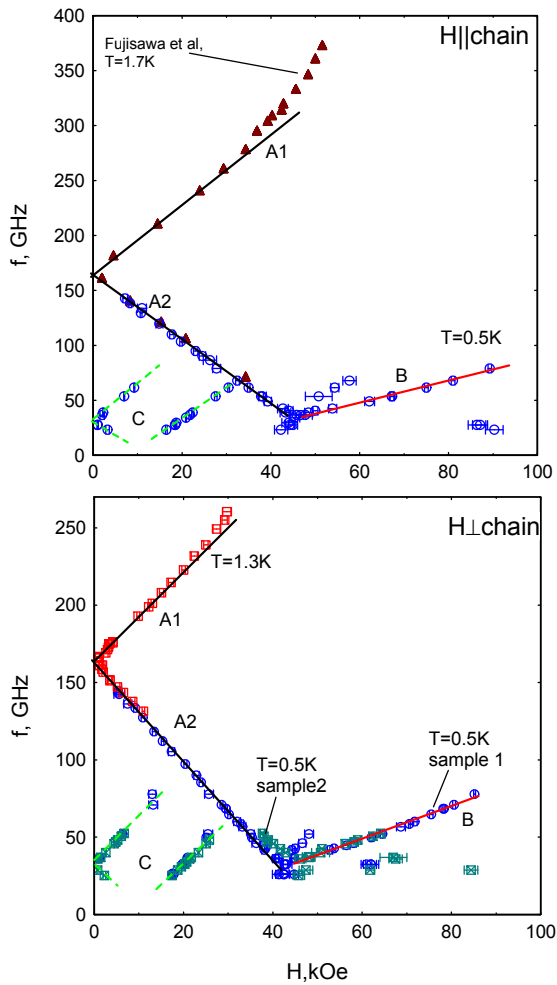


Figure 2 Frequency-field diagrams for sul-Cu₂Cl₄. Upper panel includes high-frequency data from Fujisawa *et al.* Phys.Rev.B 80, 012408 (2009). Main resonance modes notation is the same as at Figure 1. Lines are guides to the eye.

Two modes (A1 and A2) with the zero-field gap of approximately 165GHz were observed at low temperatures. These modes are identified as a direct over-gap transitions from the singlet ground state to the excited triplet states. Observation of these modes, which would be forbidden for the Heisenberg magnet, points to the presence of some symmetry-breaking interaction that mixes up singlet and triplet states. Another mode (B) was observed at low temperatures above the critical field. It, supposedly, corresponds to the antiferromagnetic resonance in the field-induced ordered state. Additionally, weak narrow absorption components (C) were observed at low field. This mode has a zero field gap of about 35GHz, it is visible only below 1K. We can not ascribe this mode to certain transition in sul-Cu₂Cl₄ or to any known background effect. This mode is isotropic, its narrowness and absence of the powder-like averaging suggests that it is not related to the defects formed at the contaminated sample surface. These lines vanishes on heating above 1K, but their weakness does not allow to judge reliably whether they vanish in

a paramagnetic-like fashion, by loosing their intensity, or, alternatively, through the strong broadening of the corresponding absorption.

Some of these experimental findings are unusual, as compared to the other spin-gap magnets. Partially, this difference can be linked to the intrinsic incommensurability in sul-Cu₂Cl₄. First, zero-field gap of triplet excitation determined from ESR $\Delta_{\text{ESR}}=165\text{GHz}$ significantly exceeds energy gap found in neutron diffraction experiments [9] $\Delta=126\text{GHz}$ (0.52meV). Moreover, at the critical field the ESR frequency remains not zero ($\approx 40\text{GHz}$). This can be naturally explained by the fact, that true minimum of the energy spectrum is on the incommensurate wavevector close to the Brillouine zone boundary ($((\mathbf{k}c)/(2\pi))=0.48$ [9]). Since for the allowed ESR transitions $\Delta\mathbf{k}=0$ there is no possibility to connect singlet ground state with the true minimum of the spectrum. Instead, a transition to the saddle-point at the Brillouine zone boundary could be observed. Difference of the observed zero-field gap Δ_{ESR} and real gap Δ allows to estimate anticrossing of the spectrum branches at the zone boundary. Second, there is no visible splitting of the triplet levels at zero field, while, in the same time, singlet-triplet transition is allowed. For other studied spin-gap magnets [6–8] either both effects were observed or the singlet-triplet transition remained forbidden while splitting of the triplet sublevels was revealed by splitting of the thermoactivated absorption. Thus, possible symmetry-breaking interactions that would allow overgap transition should not affect degeneracy of the triplet sublevels at zero field. This finding can put some constraints on the microscopic models for sul-Cu₂Cl₄. Third, antiferromagnetic resonance mode (B) has a linear asymptote on the $f(H)$ diagram with the slope less than that given by paramagnetic g-factor. Such a behavior is known for the spiral antiferromagnets [12]. Finally, weak sharp mode C remains unaccounted for. We can not say for now if the close coincidence of the zero-field gap for this mode and the ESR frequency at the critical field is accidental or is related to the physics of sul-Cu₂Cl₄.

The work was supported by RFBR grant 12-02-00557. This work is partially supported by the Swiss National Fund under MaNEP and Division II.

1. T. Giamarchi *et al.* Nature Physics **4**, 198 (2008)
2. A. Oosawa *et al.* J.Phys.: Cond.Matt., **11**, 265 (1999)
3. A. Escuer *et al.* J.Chem.Soc. Dalton Trans, 531 (1997)
4. N. Tsujii *et al.* Phys.Rev.B **72**, 104402 (2005)
5. V.S. Zapf *et al.* Phys.Rev.Lett. **96**, 077204 (2006)
6. V.N. Glazkov *et al.* Phys.Rev.B **69**, 184410 (2004)
7. V.N. Glazkov *et al.* Phys.Rev.B **82**, 184406 (2010)
8. V.N. Glazkov *et al.* Phys.Rev.B **85**, 054415 (2011)
9. V.O. Garlea *et al.* Phys.Rev.Lett. **100**, 037206 (2008)
10. V.O. Garlea *et al.* Phys.Rev.B **79**, 060404(R), 2009
11. M. Fujisawa *et al.* Phys.Rev.B **80**, 012408 (2009)
12. L.E. Svistov *et al.* JETP **6**, 1000 (2009)

Spatial Modulation of the Energy Gap in a Spin-gap Magnet with a Bond Disorder Revealed by Electron Spin Resonance

G.M. Skoblin¹, V.N. Glazkov¹, D. H  vonen², S. Zhao², T. Yankova^{2,3}, A. Zheludev²

¹ Kapitza Institute for Physical Problems, 119334 Moscow, Russia

² Neutron Scattering and Magnetism, Institute for Solid State Physics, ETH Zurich, 8093 Zürich, Switzerland

³ Chemical Department, M.V.Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia,

Effects of the bond disorder on the properties of a spin-gap magnet are studied by means of electron spin resonance (ESR). ESR absorption spectra at low temperatures demonstrate splitting characteristic for the triplet excitations. Intensity of this absorption for the sample with bond disorder exceeds strongly the intensity of resonance absorption for the pure sample. This difference probably points to the smearing of the energy gap in the sample with bond disorder and allows to estimate magnitude of the local gap modulation through the sample.

Spin-gap magnets are one of the current focus topics of magnetism. Because of the specific geometry of the exchange bonds, the nonmagnetic singlet ground state is separated from the excited triplets by an energy gap Δ . Thus, at low temperatures, magnetic properties of these systems can be described in terms of the dilute gas of triplet excitations. At low temperatures these excitations froze out and magnetic response should exponentially vanish as temperature approaches zero. Study of the stability of this ground state against external perturbations leads to the interesting and somewhat unexpected physics. Application of the external magnetic field leads to the closing of the energy gap and above certain critical field value $H_c \sim \Delta / (g\mu_B)$ a field induced antiferromagnetic order appears. This phase transition was observed in different systems and was actively discussed in connection to its mapping onto the phenomenon of Bose-Einstein condensation [1].

Another way to probe the stability of the singlet ground state is to dope spin-gap system either with ions substituted for the magnetic ions (sites doping) or by the nonmagnetic ions affecting superexchange paths (bond doping). This results in the local variation of the energy gap, or even in the complete suppression of the gapped state at the vicinity of impurity. Suppression of the spin-gap state could lead to the formation of the impurity-induced magnetic ordering [2], while weak modulations of the local energy gap could lead to the smearing of the energy gap and to the formation of the glassy phase close to H_c [3].

Quasi-two dimensional spin gap magnet PHCC ($C_4H_{12}N_2-Cu_2Cl_6$) is a convenient object to study effect of the bond doping on the spin-gap system. The energy gap for this magnet is equal to approximately 1 meV and the critical field is around 75 kOe [4], which can be easily accessed experimentally. Pure compound was extensively studied by different techniques [4,5]. Crystals of pure PHCC and crystals with Cl ions partially substituted by Br can be grown from the solution. Br doping introduces bond disorder into this system, large single crystals with Br content up to 10% can be grown.

Electron spin resonance (ESR) is a powerful tool for study of spin-gap magnets since it allows to probe fine details of the excitations spectrum with high accu-

racy. Intensity of the resonance absorption is related to the spin susceptibility of the system. Position and splitting of the absorption spectrum contains information about anisotropic interactions. Pure PHCC has been studied by ESR in details earlier [5]. Here we report on the results of the ESR study of doped samples with Br content of 0%, 5% and 10%.

Examples of the ESR absorption spectra for the 10% doped sample are shown at the Figure 1 below.

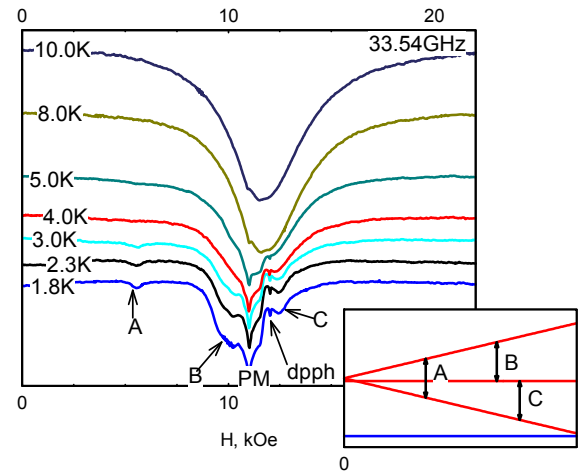


Figure 3 (main panel) ESR absorption spectra of the 10% Br doped sample. Absorption components are marked as follows: A, B and C - resonance transitions between triplet sub-levels (see also insert), PM - paramagnetic absorption due to the uncontrolled defects, dpqh - $g=2.0$ marker.

Even at the highest doping integrated intensity of the resonance absorption decreases with cooling. Shape of the absorption spectrum changes on cooling as well: while at 10 K we observe a single-component absorption spectrum, at 1.8 K there are several components in the paramagnetic resonance fields range (B, C and PM) and a weaker component (A) at approximately half of the paramagnetic resonance field. While sharp-edged irregular component (PM) of the absorption at 11-11.5 kOe is due to the uncontrolled defects, absorption components to the left and to the right of it (B and C) and absorption at the half of the paramagnetic resonance field (A) closely resembles ESR of the triplet excitations observed in the pure system [5].

Decrease of the intensity on cooling, observation of the splitting characteristic for the spin $S=1$ in a crystal field and, in particular, observation of the component "A" at half of the paramagnetic resonance field proves that even at 10% Br doping PHCC remains a spin-gap system and its excitations remains a $S=1$ triplets. Static magnetization measurements also confirms freezing out of the triplet excitations at low temperatures.

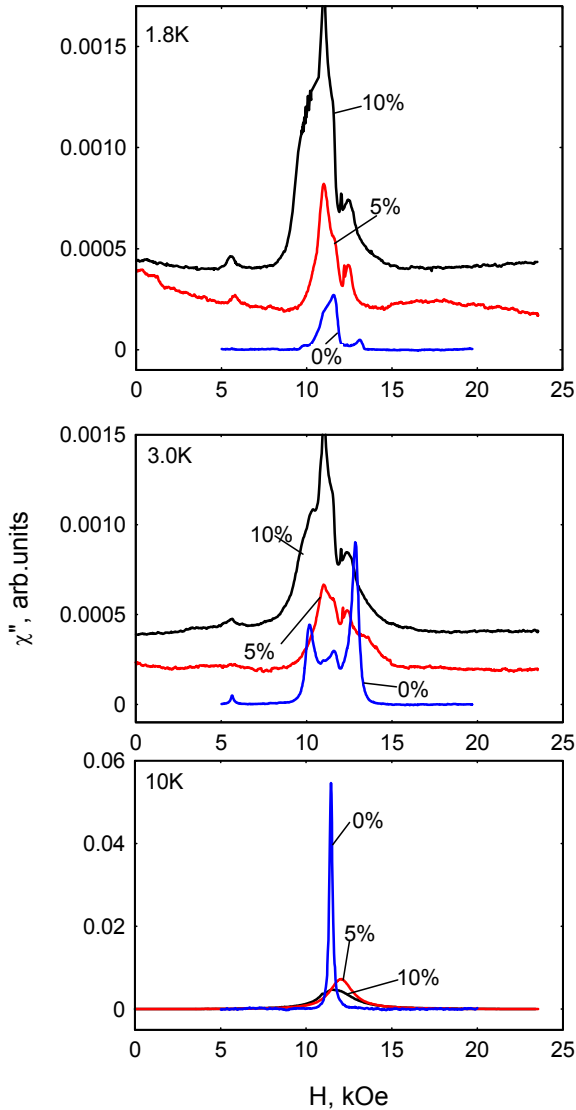


Figure 4 Imaginary part of the high frequency susceptibility at different temperatures. $f=33.1-33.8\text{GHz}$. Curves are offset for better presentation at 3.0K and 1.8K.

Static susceptibility data allows to scale ESR absorption spectra from different samples and thus to compare the imaginary part of the high-frequency susceptibility χ'' . Comparison of $\chi''(H)$ curves measured at close frequencies for samples with different impurity content is shown at the Figure 2.

Even at high temperatures (10K) there is a clear difference between absorption spectra in the pure and doped crystals. The width of absorption for the doped

samples is much higher. While linewidth is close to 100 Oe for the pure sample, it equals to 800Oe for the 5% doped sample and to 1.13kOe for the 10% doped one. This increase of the linewidth indicates shortening of the average excitations lifetime with doping.

At 1.8K most of the absorption comes from the paramagnetic defects and impurities. Impurities concentration in the pure sample was estimated earlier [5] as 0.04% per Cu ion. Total intensities of the ESR absorption for the 5% and 10% doped samples exceeds that of the pure sample by the factors of 3 and 9, correspondingly. This means that even at 10% doping less then 1% of the free spins is created.

Surprisingly, intensity of the thermoactivated absorption does not vanish at 1.8K in the doped samples. The half-of-the-paramagnetic-resonance-field absorption components is practically undistinguishable at 1.8K for the pure sample, while it is clearly visible for the doped samples. The integrated intensity of this component for the 10% Br doped sample at 1.8K exceeds that for the pure sample at 3.0K by the factor of 4. Since temperature dependence of the intensity is governed by the gap

$$I \propto \frac{1}{T} \exp(-\Delta/T),$$

this increase of the intensity can be explained by the decrease of the gap in the doped sample by the factor of 2. Decrease of the gap should lead to the decrease of the critical field, but the measurements of the critical field [6], on the contrary, reveal slight increase of the critical field with doping.

We propose, that the observed high intensity of the resonance absorption for the thermoactivated components can be explained by strong spatial inhomogeneity of the gap. I.e., instead of the uniform value, local gap varies through the sample. Then, some confined areas with small local gap value can exist, while the average gap is essential for the formation of the field-induced order. Our present measurements allow to estimate depth of the local gap modulation as about 50% of the gap for the 10% doped sample.

The work was supported by RFBR grant 11-02-12225. This work is partially supported by the Swiss National Fund under MaNEP and Division II.

1. T. Giamarchi *et al.* Nature Physics **4**, 198 (2008)
2. T. Masuda *et al.* Phys.Rev B **61**, 4103 (2000)
3. O. Nohadani *et al.* Phys.Rev.Lett. **95**, 227201 (2005)
4. M.B. Stone *et al.* New J. Phys. **9**, 31 (2007).
5. V. Glazkov *et al.* Phys. Rev. B **85**, 054415 (2012)
6. D. Huvonen *et al.* arXiv:1201.6143, to be published in Phys.Rev. B [Rapid. Commun.]

Особенности поведения магнитных подсистем в $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ Е.А. Попова¹, С.А. Климин², М.Н. Попова², R. Klingeler³, N. Tristan⁴, В. Büchner⁴, А.Н. Васильев⁵¹ Московский институт электроники и математики НИУ ВШЭ, 109028 Москва, Россия² Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская обл., 142190, Россия³ Kirchhoff Institute for Physics, University of Heidelberg, INF 227 69120, Heidelberg, Germany⁴ Leibniz-Institute for Solid State and Materials Research IFW Dresden, 01171 Dresden, Germany⁵ МГУ им М.В. Ломоносова, физический факультет, 119992 Москва, Россия

Исследованы температурные зависимости теплоемкости $C(T)$, магнитной восприимчивости $\chi(T)$ и величины расщепления $\Delta(T)$ основного крамерсового дублета иона Nd^{3+} в $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$. Антиферромагнитный фазовый переход проявляется в виде аномалий на всех указанных зависимостях. Оценены параметры взаимодействия Nd-Ni и Nd-Nd . Сильная анизотропия не позволяет магнитным моментам иона Nd^{3+} отклоняться от оси c кристалла даже в присутствии внешнего магнитного поля. На полевой зависимости намагниченности $M(B)$ обнаружено две аномалии. Обсуждаются процессы намагничивания.

В кристаллической структуре соединений семейства R_2BaNiO_5 ($\text{R}=\text{Y}$ или редкоземельный ион) выделяются цепочки NiO_6 октаэдров, соединенных по апикальному кислороду. Взаимодействие ионов Nd^{3+} ($J=9/2$), расположенных между цепочками, с ионами Ni^{2+} ($S=1$) осуществляется через базальные кислороды NiO_6 октаэдров. В Y_2BaNiO_5 магнитного упорядочения не происходит вплоть до 0.1К, и в спектре магнитных возбуждений наблюдается энергетическая щель ~ 10 meV [1]. Все остальные соединения R_2BaNiO_5 антиферромагнитно упорядочиваются, однако щель сохраняется и в упорядоченном состоянии [2].

В настоящей работе исследованы температурные зависимости теплоемкости $C(T)$, магнитной восприимчивости $\chi(T)=M(T)/B$, спектров пропускания ионов Nd^{3+} , а также полевые зависимости намагниченности $M(B)$ при разных температурах в поликристаллах $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$. Анализ $\chi(T)$ показал, что в высокотемпературной области энергетическая щель в спектре магнитных возбуждений никеля, такая же, как в Y_2BaNiO_5 , сохраняется. Антиферромагнитное упорядочение при $T_N = 48\text{K}$ проявляется в виде λ -аномалии на зависимости $C(T)$, небольшой аномалии на $\chi(T)$ и точки перегиба на температурной зависимости $\Delta(T)$ расщепления основного крамерсового дублета иона Nd^{3+} , полученной из спектроскопических данных. Зависимость $\Delta(T)$ была использована для оценки вклада неодимовой подсистемы в теплоемкость и намагниченность. В упорядоченном состоянии магнитные моменты ионов Ni^{2+} лежат в плоскости (ac) кристалла и отклонены на угол 35° от оси c [2]. Сильная анизотропия ионов Nd^{3+} , проявляющаяся в анизотропии g -фактора ($g_a=0.36$, $g_b=0.94$, $g_c=5.54$ [3]) приводит к тому, что магнитные моменты неодима лежат вдоль оси c кристалла. Для корректного описания величины и положения аномалии Шоттки на $C(T)$ и $\chi(T)$ было учтено не только Nd-Ni , но и Nd-Nd взаимодействие, осуществляемое через никелевую цепочку.

Полученные параметры взаимодействия магнитных подсистем $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ были использованы для оценки вклада неодимовой подсистемы в поле-

вую зависимость намагниченности, представленную на рис. 1.

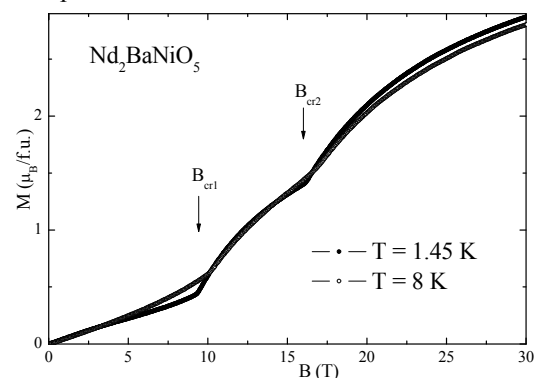


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$

Из-за сильной анизотропии магнитные моменты иона Nd^{3+} не отклоняются от оси c даже под действием внешнего магнитного поля B . Намагниченность подрешетки с магнитными моментами, направленными вдоль B , увеличивается, а другой подрешетки с магнитными моментами, направленными против B , уменьшается. При B_{cr1} действие на данный ион Nd^{3+} со стороны двух подрешеток неодима (с той же и противоположной ориентацией магнитных моментов) оказывается скомпенсированным. Это приводит к увеличению влияния поля со стороны никеля на неодим и отклонению магнитного момента иона Ni^{2+} от первоначального направления. С ростом поля в интервале $B_{cr1} < B < B_{cr2}$ величина намагниченности второй подрешетки неодима не изменяется. При B_{cr2} все магнитные моменты неодима выстраиваются вдоль поля.

1. J. Darriet and L.P. Regnault, Solid State Commun. **86**, 409 (1993).
2. A. Zheludev, J.M. Tranquada, T. Vogt, and D.J. Buttrey, Phys. Rev. B **54**, 7210 (1996).
3. M.N. Popova, S.A. Klimin, E.P. Chukalina, E.A. Romanov, B.Z. Malkin, E. Antic-Fidancev, B.V. Mill, G. Dhalenne, Phys. Rev. B **70**, 024414 (2005).

Магнитный резонанс спинов в квазидвумерном антиферромагнетике Cs_2CuCl_4

А.И. Смирнов¹, К.Ю. Поваров¹, О.А. Старых², А.Я. Шапиро³, С.В. Петров¹

¹ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва 119334, Россия

² Университет штата Юта, Солт Лейк Сити, UT 84112 – 0830, США

³ Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Москва 119334, Россия

Исследованы магнитные возбуждения в спин-жидкостной и упорядоченной фазах квазидвумерного антиферромагнетика на искаженной треугольной решетке Cs_2CuCl_4 . В спин-жидкостной фазе обнаружена щель в спектре магнитного резонанса и расщепление линии резонанса на две компоненты, обусловленные модификацией спионного континуума. В упорядоченной фазе наблюдается кроссовер от низкочастотного антиферромагнитного резонанса к резонансу спионного типа на частотах выше 60 ГГц.

В кристаллах Cs_2CuCl_4 реализуется квазидвумерная спиновая система, в которой магнитные ионы Cu^{2+} ($S=1/2$) расположены в слоях с искаженной треугольной решеткой. Обменное взаимодействие внутри слоев значительно сильнее межслоевого взаимодействия. Мы исследовали электронный спиновый резонанс при температурах от 10 К до 0.04 К. В спин-жидкостном состоянии (при температуре ниже температуры Кюри-Вейсса $T_{\text{CW}}=4$ К, но выше температуры Неля $T_N=0.6$ К) обнаружено формирование спиновой щели и расщепление линии магнитного резонанса на две компоненты. Неожиданное возникновение щели и расщепление линии магнитного резонанса при отсутствии параметра порядка объясняется модификацией континуума спионных возбуждений, обусловленной однородным взаимодействием Дзялошинского-Мории.

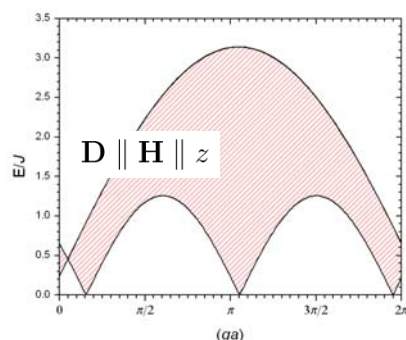


Рис. 1. Границы континуума поперечных флуктуаций для спионных возбуждений в спиновой цепочке с однородным взаимодействием Дзялошинского-Мории в магнитном поле.

Данное взаимодействие является отличительной чертой спиновых цепочек, формирующихся во фрустрированной двумерной спиновой системе Cs_2CuCl_4 , оно приводит к сдвигу континуума вдоль оси волновых векторов (рис.1), при этом область ненулевой ширины спектра захватывает нулевое значение q , и максимумы спектральной плотности на верхней и нижней границах обеспечивают наличие дублета в спектре магнитного резонанса [1].

При охлаждении ниже T_N и далее до $T=0.05$ К дублет резонансных линий спионного типа сохраняется на частотах выше 60 ГГц, соответствующих

внутрицепочечному обменному интегралу ($h\nu \geq J$), в то время как на низких частотах $h\nu < J$ дублет трансформируется в линию ν_1 антиферромагнитного резонанса планарной структуры, см. рис. 2. Для промежуточных частот наблюдается кроссовер между двумя спектрами, представленными на рис. 2. сплошными и пунктирными линиями.

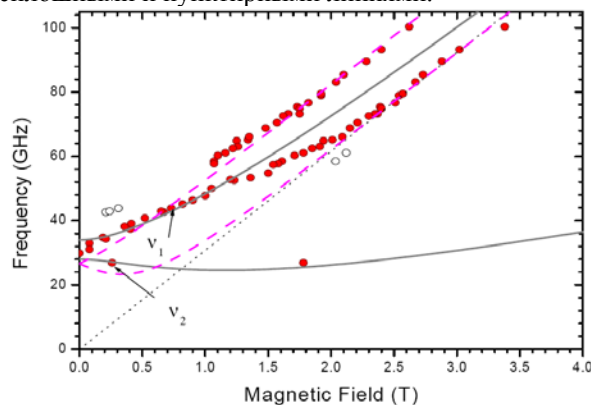


Рис. 2. Зависимость частоты электронного спинового резонанса от магнитного поля при $T=0.1$ К для $\mathbf{H}||\mathbf{a}$. Сплошные линии - спектр планарного спирального антиферромагнетика. Пунктирные линии - спионный резонанс цепочек спинов $S=1/2$ с однородным взаимодействием Дзялошинского-Мории [1]. Точечная линия - парамагнитный резонанс, наблюдаемый при $T>10$ К.

Таким образом, моды магнитного резонанса, являющиеся колебаниями параметра порядка, и моды спинового резонанса квантоворазупорядоченного состояния сосуществуют при низкой температуре. В Cs_2CuCl_4 при $T \rightarrow 0$ величина упорядоченной компоненты спина составляет $0.75S$, то есть в основном состоянии присутствуют сильные квантовые флуктуации, что приводит к выживанию спионных мод резонанса в упорядоченной фазе. Теоретическое описание подобных спектров, насколько нам известно, пока отсутствует.

1. K.Yu. Povarov, A.I. Smirnov, O.A. Starykh, S.V. Petrov, A.Ya. Shapiro. Phys. Rev. Lett. **107**, 037204 (2011).

Magnetic Structures of the Polycrystalline and Nano-particle TbMnO₃ Studied by Neutron Diffraction

W. Bażela¹, V. Dyakonov^{2,3}, Ł. Gondek⁴, A. Hoser⁵, A. Szytuła⁶, Z. Kravchenko³

¹ *Institute of Physics, Cracow University of Technology, Podchorążych 1, 30-084 Cracow, Poland*

² *Institute of Physics, PAS, 02-68 Warszawa, Al. Lotników 32/46, Poland*

³ *A.A.Galkin Donetsk Physico-Technical Institute, NANU, R. Luxemburg 72, 83114 Doneck, Ukraine*

⁴ *Faculty of Physics and Applied Computer Science, AGH University of Science and Technology, Mickiewicza 30-059 Cracow, Poland*

⁵ *Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH, Hahn- Meitner Platz 1, 14-109 Berlin, Germany*

⁶ *M. Smoluchowski Institute of Physics, Jagiellonian University, Reymonta 4, 30-059 Cracow, Poland*

In this paper, investigations on crystal and magnetic structures of the orthorhombic perovskite TbMnO₃ (space group Pnma) are reported. Our X-ray and neutron diffraction studies were performed for two nano-specimens (obtained at 800 and 850 °C) and a conventional polycrystalline sample, for comparison. In this paper, we discuss the grains size induced effects on crystal and magnetic structures of TbMnO₃. The nano-specimens obtained by sol-gel method by annealing at 800 and 850°C possess the average crystallite size of 45 and 60 nm, respectively. The samples prepared at 800°C and 850°C will be referenced in the manuscript as nano-800 and nano-850, respectively. The grain size was estimated with both BET's method and X-ray diffraction measurements. Analysis of the powder X-ray diffraction suggest that all samples have orthorhombic crystal structure described by the Pnma space group. Powder neutron diffraction patterns were collected using the E2 and E6 diffractometers installed at the BERII reactor (Helmholtz-Zentrum Berlin) within the temperature range from 1.6 to 260 K. The incident neutron wavelengths were equal 2.40 Å for E2 and 2.447 Å for E6. The neutron diffraction data were analyzed using the Rietveld-type program FullProf.

The crystal structures of the samples were determined by neutron diffraction experiment performed in paramagnetic states (at 51 K for polycrystalline sample and 50 K for nano-sized specimens). The patterns were indexed within the orthorhombic structure of Pnma space group. Tb and O1 atoms occupy two 4(c) sites ($x, \frac{1}{4}, z$); Mn atoms: 4(b) site ($0, 0, \frac{1}{2}$) and O2 atoms: 8(d) site (x, y, z). The obtained results for reference sample confirmed that its structure is stable between 5–260 K. The same holds for nano-sized specimens.

In TbMnO₃ (space group Pnma) the Mn³⁺ sublattice can be described by four Bravais lattices labeled as: $m_1(0, 0, \frac{1}{2})$; $m_2(\frac{1}{2}, 0, 0)$; $m_3(0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$; $m_4(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0)$. Therefore, four modes are possible. Namely, one ferromagnetic arrangement: $\mathbf{F} = m_1 + m_2 + m_3 + m_4$ and three antiferromagnetic arrangements: $\mathbf{A} = m_1 - m_2 - m_3 + m_4$, $\mathbf{C} = m_1 + m_2 - m_3 - m_4$ and $\mathbf{G} = m_1 - m_2 + m_3 - m_4$ can be distinguished.

The Tb atoms with the magnetic moments occupy the following position in crystal unit cell: $m_5(x, \frac{1}{4}, z)$, $m_6(\frac{1}{2}-x, \frac{3}{4}, \frac{1}{2}+z)$, $m_7(\frac{3}{4}, \frac{1}{2}, z)$ and $m_8(\frac{1}{2}+x, \frac{1}{4}, \frac{1}{2}-z)$. Similarly to the Mn sublattice, four magnetic modes can be defined:

$\mathbf{F} = m_5 + m_6 + m_7 + m_8$ and three antiferromagnetic arrangements: $\mathbf{A} = m_5 - m_6 - m_7 + m_8$, $\mathbf{C} = m_5 + m_6 - m_7 - m_8$ and $\mathbf{G} = m_5 - m_6 + m_7 - m_8$.

Below 41 K, neutron diffraction patterns of the reference sample exhibit additional peaks of the magnetic origin connected with the Mn sublattice. These peaks can be indexed by assuming an incommensurate structure with the propagation vector $\mathbf{k} = (k_x, 0, 0)$. Temperature dependence of both the k_x component and value of the Mn magnetic moments is observed. The k_x component of the propagation vector changes from 0.280 to 0.296 between 5 and 41 K. Below 30 K, the k_x component is constant within errors bars, while above this temperature it increases significantly.

Numerical analysis of the magnetic intensities measured between 21 – 41 K indicates that the Mn magnetic moments, parallel to the a -axis, form collinear structure of $\mathbf{C}_x$ -mode with the Mn moments equal to $3.4(1) \mu_B$ at $T = 21$ K.

At $T = 16$ K, an additional small reflections corresponding to the $\mathbf{A}$ -mode were observed. This is due to rise of a noncollinear magnetic structure described by $\mathbf{C}_x\mathbf{A}_z$ -mode with the Mn moment in the a - c plane. This magnetic ordering is in agreement with the symmetry analysis and corresponds to the Γ_5 irreducible representation.

Additional reflections connected to ordering of Tb moments are observed at $T = 5$ K. The positions of peaks are described by one-component propagation vector $\mathbf{k} = (k_x, 0, 0)$ where k_x is equal to 0.423(1). The Tb magnetic structure is well described by the $\mathbf{F}_y\mathbf{A}_z$ -mode with the following values of magnetic moments: $\mu_y = 1.0(1) \mu_B$; $\mu_z = 6.47(3) \mu_B$ and $\mu_{\text{total}} = 6.55(4) \mu_B$. This structure is related to Γ_5 and Γ_6 irreducible representations. At the same temperature, the Mn moments still form the $\mathbf{A}_z\mathbf{C}_x$ structure with $\mu_x = 4.02(1) \mu_B$ and $\mu_z = 0.58(3) \mu_B$ and total magnetic moment of $4.06(2) \mu_B$ (Fig. 6c). The reliability factors are equal to 4.7 % for Mn sublattice and 7.07 % for Tb sublattice.

It is worth noted that the pattern measured at 10 K exhibits some diffused-like scattering originating from the Tb magnetic moments. This may indicate an existence of short-range correlations of Tb magnetic moments. Apart from that, the refined FWHM parameters of Tb sublattice are about a rank greater than for Mn sublattice. This suggests that the domain size related to the Tb magnetic ordering is significantly smaller than

in case of Mn sublattice. Tb- moments form the cluster structure.

Analysis of neutron diffraction patterns for nano-800 and nano-850 indicates that below ordering point the Mn moments form a collinear incommensurate structure described by the propagation vector $\mathbf{k} = (k_x, 0, 0)$. The magnetic structures of Mn magnetic moments at 32 K are represented by the same C_x -mode as in case of the reference sample. In contrary to the reference sample, no traces of the non-collinear structure were noticed upon lowering of temperature. At 1.6 K, the additional peaks connected to the Tb moments ordering are visible. The Tb structure can be described by the A_z -mode with propagation vector $\mathbf{k} = (k_x, 0, 0)$, while for reference sample $F_y A_z$ -mode was evidenced.

The values of the Mn magnetic moments for nano-specimens are smaller than in the reference sample. On the other hand, for the nano-specimens the k_x component is larger than in the conventional polycrystalline sample. Similar conclusions concerns the parameters characterizing the ordering in Tb sublattice.

Влияние немагнитной прослойки и температуры на гистерезисные свойства плёнок Fe19Ni81/Tb-Co с однонаправленной анизотропией

К.Г. Балымов, В.О. Васьковский, Н.А. Кулеш, А.В. Свалов, Е.А. Степанова
Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина,
Екатеринбург 620002, Россия

В широкой области температур проведено сравнительное исследование закономерностей перемагничивания плёнок Fe19Ni81/Tb-Co и Fe19Ni81/Ti/Tb-Co с однонаправленной анизотропией. Установлено, что присутствие немагнитной прослойки приводит к количественным и качественным изменениям в температурных зависимостях поля магнитного смещения и коэрцитивной силы слоёв пермаллоя. Полученные результаты интерпретированы в терминах вариации положения межслойного магнитного интерфейса.

Однонаправленная анизотропия относится к числу наиболее интересных явлений, наблюдающихся в многослойных плёночных средах [1,2]. Она, в частности, может возникать в двухслойных структурах, содержащих обменносвязанные магнитомягкий и магнитотвёрдый слои. Важными функциональными характеристиками таких структур являются поле магнитного смещения H_e и коэрцитивная сила H_c магнитомягкого слоя. В данной работе проведено температурное исследование гистерезисных свойств слоя пермаллоя в плёнках типа Fe19Ni81/Tb-Co с варьируемым межслойным интерфейсом.

Образцы получены методом высокочастотного ионного распыления при последовательном осаждении материалов сплавной мишени Fe19Ni81, в части образцов мишени Ti и мозаичной мишени Tb-Co. В результате формировались плёночные структуры, содержащие поликристаллический магнитомягкий слой пермаллоя, немагнитную прослойку (в части образцов) и аморфный магнитотвёрдый слой Tb-Co (содержание Tb 31–35 ат.%). Толщины слоёв составляли 100 нм, 0,7 нм и 50 нм соответственно. Напыление проводилось в присутствии магнитного поля с целью наведения в магнитотвёрдом слое сильной одноосной магнитной анизотропии [3].

Анализ петель гистерезиса, измеренных на СКВИД-магнитометре в интервале температур $T = 5\div 350$ К, показал наличие однонаправленной анизотропии в образцах обоих типов. Количественное описание свойств слоёв пермаллоя в форме зависимостей $H_e(T)$ и $H_c(T)$ дано на рис. 1 и рис. 2. Как видно, прослойка Ti вызывает естественное уменьшение поля смещения. Однако ярко выраженная тенденция к росту H_e при понижении температуры имеет место независимо от наличия прослойки (рис. 1). Она, вероятно, связана с увеличением межслойного взаимодействия за счёт повышения спонтанной намагниченности аморфного слоя. Величина H_c , напротив, показывает качественно разное поведение с температурой в образцах разных типов (рис. 2). Сильная немонотонность $H_c(T)$ может быть следствием вариации положения межслойного магнитного интерфейса с температурой. В образцах с прослойкой этот эффект нивелируется из-за снижения межслойной связи.

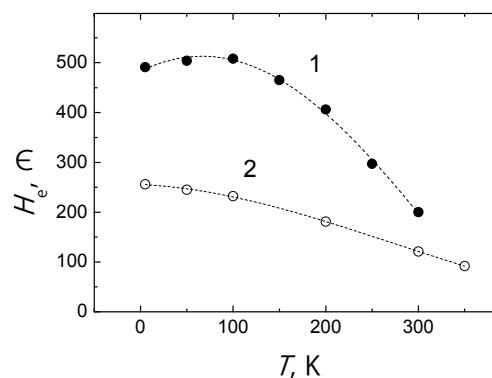


Рис. 1. Температурные зависимости поля смещения слоя Fe19Ni81 в плёнках Fe19Ni81/Tb-Co (кривая 1) и Fe19Ni81/Ti/Tb-Co (кривая 2).

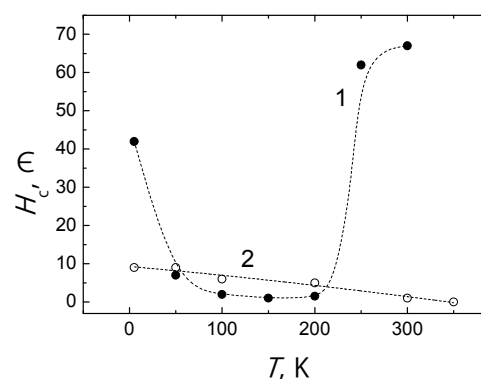


Рис. 2. Температурные зависимости коэрцитивной силы слоя Fe19Ni81 в плёнках Fe19Ni81/Tb-Co (кривая 1) и Fe19Ni81/Ti/Tb-Co (кривая 2).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 11-02-00288-а) и Министерства образования и науки РФ (контракт № 16.552.11.7020).

1. К.Г. Балымов, В.О. Васьковский, А.В. Свалов, Е.А. Степанова, Н.А. Кулеш, ФММ, **110**, 550 (2010).
2. Г.И. Фролов, В.А. Середкин, В.Ю. Яковчук, ФТТ, **36**, 17 (2010).
3. В.О. Васьковский, К.Г. Балымов, А.В. Свалов, Н.А. Кулеш, Е.А. Степанова, А.Н. Сорокин, ФТТ, **53**, 2161 (2011).

Теплопроводность монокристаллического CVD-алмаза, обогащенного до 99.96% по изотопу ^{12}C

А.В. Инюшкин¹, А.Н. Талденков¹, В.Г. Ральченко², А.П. Большаков², В.И. Конов²

¹ НИЦ «Курчатовский институт», Москва 123182, Россия

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва 119991, Россия

Проведены измерения температурной зависимости теплопроводности монокристалла алмаза, обогащенного до 99.96% по изотопу ^{12}C , в интервале температур от 7 К до 410 К. Величина теплопроводности составила $34.5 \text{ Вт см}^{-1}\text{К}^{-1}$ при комнатной температуре. Впервые удалось измерить теплопроводность обогащенного алмаза при низких температурах — ниже 100 К.

Как известно, теплопроводность алмаза при комнатной температуре сильно зависит от изотопного состава углерода. В работе [1] Вей и др. экспериментально определили, что теплопроводность обогащенного до 99.9% по изотопу ^{12}C монокристаллического алмаза достигает $33.2 \text{ Вт см}^{-1}\text{К}^{-1}$, что на 50% выше теплопроводности алмаза, имеющего природную композицию изотопов: 98.93% ^{12}C и 1.07% ^{13}C . Причем с понижением температуры теплопроводность $\kappa(T)$ и изотопический эффект возрастают. При 104 К — наинизшая температура, до которой удалось выполнить измерения теплопроводности (в работе [1] использован оптический метод), — теплопроводность алмаза ^{12}C (99.9%) оказалась самой высокой из измеренных когда-либо для диэлектриков и составила $410 \text{ Вт см}^{-1}\text{К}^{-1}$.

В настоящей работе мы представляем результаты измерений теплопроводности обогащенного по ^{12}C до 99.96% кристалла алмаза. Этот крупноблочный кристалл был выращен методом химического осаждения (CVD) в СВЧ плазме из изотопно-обогащенного метана в смеси с H_2 на монокристаллическую алмазную подложку с природным изотопным составом, синтезированную методом высокого давления и высокой температуры. Толщина слоя «моноизотопного» CVD-алмаза была примерно 210 мкм. Из полученного составного кристалла с помощью лазерной резки изготовлены два образца в форме прямоугольных брусков для измерений теплопроводности. Образцы имели длину около 5 мм и ширину 1.475 мм. Средняя толщина составного «изотопного» образца была примерно 357 мкм, т.е. помимо моноизотопного слоя (210 мкм) он включал и слой подложки толщиной 147 мкм. Второй образец ^{nat}C , изготовленный из подложки после процедуры химического осаждения слоя моноизотопного алмаза, имел толщину 313 мкм. Он был использован в качестве образца сравнения, прошедшего такую же термическую обработку, как и составной образец.

Измерения абсолютной теплопроводности образцов алмаза в диапазоне температур от 7 до 410 К выполнено методом стационарного продольного теплового потока. Поток тепла вдоль длинного ребра образца создавался с помощью миниатюрного резистора, приклеенного к свободному торцу образца. Градиент температуры вдоль образца измерялся с помощью термпары хромель-константан,

изготовленной из проволочек диаметром 25 мкм. Теплопроводность моноизотопного алмаза ^{12}C определялась по разности величин теплопроводности составного образца и подложки ^{nat}C . Систематическая погрешность в определении величины теплопроводности алмаза ^{12}C меняется с температурой и по нашим оценкам составляет 10%.

Отметим, что нам впервые удалось определить теплопроводность ^{12}C при температурах вблизи и ниже максимума в теплопроводности. При температурах выше 220 К наши данные согласуются в пределах экспериментальной погрешности с данными, полученными ранее для обогащенных алмазов, выращенных методом высоких давлений и температур. При комнатной температуре (298 К) теплопроводность составляет $34.5 \text{ Вт см}^{-1}\text{К}^{-1}$, что на 50–60% выше теплопроводности высококачественных монокристаллов CVD-алмаза с природным изотопным составом.

Максимального значения равного приблизительно $580 \text{ Вт см}^{-1}\text{К}^{-1}$ теплопроводность достигает при температуре 102 К. Эта величина значительно выше значения $410 \text{ Вт см}^{-1}\text{К}^{-1}$, измеренного в работе [1]. При низких температурах теплопроводность $\kappa(T)$ близко следует кубической зависимости, характерной для режима граничного диффузного рассеяния фононов. При этом величины теплопроводности ^{12}C и ^{nat}C практически совпадают в пределах погрешности измерений. Этот результат совпадает с ожидаемым поведением, поскольку размеры образцов достаточно близкие, а именно ими, а не изотопным составом определяется скорость граничного рассеяния фононов.

Сравнение данных для изотопно-обогащенных монокристаллического и поликристаллического [2] CVD-алмазов ^{12}C показывает, что последний имеет значительно более низкую теплопроводность в исследованном диапазоне температур, что подтверждает сделанный ранее вывод об относительно большой концентрации дефектов решетки в поликристаллическом алмазе.

1. L. Wei, P.K. Kuo, R.L. Thomas, T.R. Anthony, and W.F. Banholzer, Phys. Rev. Lett. **70**, 3764 (1993).
2. А.В. Инюшкин и др., 35 Совещание по физике низких температур, Черногловка, 29 сентября–2 октября 2009 г. Тезисы докладов (М.: Граница, 2009 г.), с. 187–188.

Теплопроводность кремния с высоким обогащением по изотопу ^{29}Si

А.В. Инюшкин¹, А.Н. Талденков¹, А.В. Гусев², А.М. Гибин², В.А. Гавва², Е.А. Козырев²

¹ НИЦ «Курчатовский институт», Москва 123182, Россия

² Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Деятовых РАН, Нижний Новгород 603950, Россия

В диапазоне температур от 2.4 до 410 К проведены измерения теплопроводности $\kappa(T)$ монокристалла кремния, обогащенного по изотопу ^{29}Si до 99.919%. Сравнение полученных данных с данными для кристаллов изотопно-обогащенного кремния ^{28}Si (99.983%) и кремния природного изотопного состава $^{\text{nat}}\text{Si}$ обнаруживает небольшой изотопический эффект в теплопроводности, обусловленный отличием средней массы изотопов ^{28}Si и ^{29}Si , и достаточно большое подавление теплопроводности в кремнии $^{\text{nat}}\text{Si}$, вызванное изотопическим беспорядком в нем.

Изменяя изотопный состав твердого тела, можно до некоторой степени изменять его физические свойства [1]. Изотопические эффекты, обусловленные изменением массы изотопа, как правило, небольшие. Однако имеются исключения, например, сильная зависимость теплопроводности $\kappa(T)$ неметаллических кристаллов от их изотопной композиции, если при изменении изотопного состава сильно меняется степень изотопического беспорядка кристаллической решетки, характеризуемая параметром $g_2 = \sum_i c_i [(M_i - M_{\text{av}})/M_{\text{av}}]^2$, M_i и c_i — масса и концентрация i -го изотопа. При этом относительное изменение средней массы атома M_{av} может быть небольшим, или даже нулевым. Наличие изотопического беспорядка в решетке кристалла приводит к рассеянию фононов, которое при низких температурах может оказаться доминирующим процессом рассеяния фононов и вызвать значительное уменьшение теплопроводности: для некоторых кристаллов более чем на порядок величины. В подавляющем большинстве экспериментальных работ, посвященных исследованию теплопроводности изотопно-модифицированных кристаллов, изучался именно такой эффект — зависимость теплопроводности от степени изотопического беспорядка. И практически нет работ по изучению другого изотопного эффекта — зависимости $\kappa(T)$ от массы изотопа. Это обусловлено как малой доступностью изотопно-модифицированных кристаллов из-за дороговизны изотопов, так и малой величиной этого изотопического эффекта.

Высокоочищенный монокристалл кремния ^{29}Si (0.026% ^{28}Si , 99.919% ^{29}Si , 0.055% ^{30}Si) выращен с помощью метода бестигельной зонной плавки [2]. Концентрации углерода и кислорода в нем не превышала $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, содержание примесей остальных элементов по данным масс-спектрометрического анализа было $\leq 10^{-5}$ ат. %.

Высокоточные измерения температурной зависимости теплопроводности $\kappa(T)$ образца кремния ^{29}Si (99.919%) в диапазоне от 2.4 К до 410 К выполнены методом стационарного теплового потока. Ошибка определения абсолютной величины теплопроводности не превышала 2%. Данные для образца ^{29}Si (99.919%) сравнивались с экспериментальными данными, полученными ранее для кристаллов изотопно-обогащенного кремния ^{28}Si (99.983%) и

кремния природного изотопного состава $^{\text{nat}}\text{Si}$ (92.2% ^{28}Si , 4.7% ^{29}Si , 3.1% ^{30}Si) [3]. Все образцы имели форму прямоугольных стержней с близкими геометрическими размерами: сечение образца ^{29}Si — квадрат со стороной 2.50 мм, сечение образцов ^{28}Si и $^{\text{nat}}\text{Si}$ — прямоугольник $2.0 \times 3.12 \text{ мм}^2$, т.е. образцы имели почти равные площади поперечного сечения (6.25 мм^2). Длина образцов составляла около 21 мм, причем длинная ось стержня ориентирована вдоль кристаллографической оси [100], а боковые грани — параллельны плоскостям {100}. Поверхность образцов обрабатывали абразивом (Al_2O_3) с характерным размером частиц 14 мкм для обеспечения диффузного характера отражения фононов от поверхности при низких температурах.

Параметр изотопического беспорядка g_2 образца ^{29}Si равен 0.96×10^{-6} , что примерно в 200 раз меньше, чем для $^{\text{nat}}\text{Si}$ ($g_2 = 200 \times 10^{-6}$), но в 3 раза больше, чем для образца ^{28}Si ($g_2 = 0.32 \times 10^{-6}$). Средняя масса атомов кремния M_{av} составляла 28.9768 у, 28.0855 у и 27.9771 у соответственно для кристаллов ^{29}Si , $^{\text{nat}}\text{Si}$ и ^{28}Si , а отношение этих масс равно 1.0357:1.0039:1.

Экспериментальные данные по $\kappa(T)$ для исследованных кристаллов показаны на рис. 1. При комнатной температуре изотопический беспорядок в решетке кремния с природным изотопным составом приводит к изотопическому рассеянию фононов и дополнительному тепловому сопротивлению. В результате его теплопроводность оказывается примерно на 8% ниже теплопроводности изотопно-обогащенных кристаллов. В то же время, остаточный изотопный беспорядок в обогащенных образцах не создает заметного теплового сопротивления по сравнению с внутренне присущим сопротивлением из-за фонон-фононных ангармонических процессов. С другой стороны, при самых низких температурах теплопроводность кремния определяется исключительно рассеянием фононов на границах образца, и, следовательно, тоже не зависит от изотопического беспорядка в решетке. То есть, для кремния с изотопным обогащением выше 99,9% при низких и высоких температурах теплопроводность зависит от средней массы изотопов и не зависит от изотопного беспорядка.

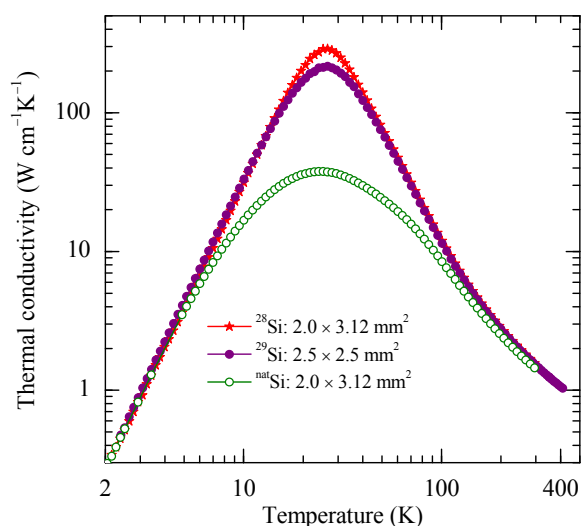


Рис. 1. Температурная зависимость теплопроводности $\kappa(T)$ образцов кремния с разным изотопным составом вдоль кристаллографической оси [100].

Согласно теории Лейбфрида-Шлемана [4] в области высоких температур (порядка температуры Дебая T_D , которая равна 641 К для ^{28}Si и 629 К для ^{29}Si [5]) теплопроводность кристалла, обусловленная ангармоническими фонон-фононными процессами с перебросом, определяется формулой:

$$\kappa(T) = A \{ (M_{\text{av}} V_0^{1/3} T_D^3) / (\gamma^2 T) \},$$

где A — численная константа, V_0 — атомный объем, γ — параметр Грюнайзена, характеризующий степень ангармонизма кристаллической решетки. Из формулы следует, что теплопроводность зависит от массы атома решетки как $M_{\text{av}}^{-1/2}$. Для кристаллов кремния ^{28}Si и ^{29}Si при высоких температурах отношение величин теплопроводности должно составлять $\kappa(^{28}\text{Si}) / \kappa(^{29}\text{Si}) = (29/28)^{1/2} = 1.0177$. Наши экспериментальные данные показывают, что отношение $\kappa(^{28}\text{Si}) / \kappa(^{29}\text{Si})$ при комнатной температуре равно 1.016. Таким образом, учитывая систематическую погрешность измерений ($< 2\%$), эти экспериментальные данные не противоречат указанной теории теплопроводности.

В области низких температур, где реализуется граничный режим рассеяния фононов, теплопроводность кристалла определяется формулой:

$$\kappa = 1/3 C v l_c,$$

где C — объемная теплоемкость, v — скорость звука, а l_c — (казимирова) длина свободного пробега фононов [6], зависящая только от геометрических размеров образца. Поскольку при низких температурах (для кремния ниже 9 К [5]) теплоемкость $C \sim (T/T_D)^3 \sim M_{\text{av}}^{-3/2}$, и $v \sim M_{\text{av}}^{-1/2}$, то $\kappa(T)$ линейно зависит от массы атома. То есть кристалл «тяжелого» изотопа ^{29}Si должен иметь более высокую теплопроводность, а отношение теплопроводностей кристаллов ^{28}Si и ^{29}Si должно быть 0.9665 при равных размерах образцов. Экспериментальные данные показали, что $\kappa(T)$ для образцов ^{28}Si и ^{29}Si имеет

близкую к кубической температурную зависимость при $T < 6$ К. Аппроксимируя эти данные зависимостью aT^3 , находим, что параметр a имеет следующие значения (в скобках указано стандартное отклонение): $3.193(0.080) \times 10^{-2}$ для ^{28}Si и $3.472(0.035) \times 10^{-2}$ для ^{29}Si в единицах $\text{Вт см}^{-1} \text{К}^{-4}$.

Для корректного проведения сравнения значений теплопроводности образцов с разными геометрическими размерами необходимо внести поправки, зависящие от геометрии образца. Во-первых, необходимо учесть конечную длину образцов. Известно, что теплопроводность образца конечной длины меньше, чем теплопроводность бесконечно длинного [6]. Согласно результатам работы [7] относительное уменьшение теплопроводности образца с квадратным сечением (со стороной d) и конечной длиной в первом приближении равно $1.72 (d/L)$, где L — тепловая длина, на которой установлен градиент температуры, $L = 16.5$ мм и 17.5 мм для образцов ^{28}Si и ^{29}Si . Во-вторых, при постоянной площади поперечного сечения в форме прямоугольника со сторонами d_1 и d_2 наивысшую теплопроводность имеет образец с квадратным сечением. Относительное уменьшение теплопроводности определяется отношением длин сторон d_1/d_2 . Для образца ^{28}Si это уменьшение составляет около 1.2%. С учетом этих факторов значения параметра a_{cor} для бесконечно длинных образцов с квадратным сечением $2.5 \times 2.5 \text{ мм}^2$ составляют $4.31 \times 10^{-2} \text{ Вт см}^{-1} \text{К}^{-4}$ и $4.55 \times 10^{-2} \text{ Вт см}^{-1} \text{К}^{-4}$ соответственно для образцов ^{28}Si и ^{29}Si . Отношение скорректированных экспериментальных значений теплопроводности, таким образом, равно 0.947, что совпадает с теоретическим результатом в пределах погрешности эксперимента.

1. А.П. Жернов, А.В. Инюшкин, УФН **171**, 827 (2001); УФН **172**, 573 (2002).
2. А.В. Гусев и др., Неорганические материалы, **47**, 773 (2011).
3. A.V. Inyushkin, A.N. Taldenkov, A.M. Gibin, A.V. Gusev, H.-J. Pohl, Phys. Stat. Sol. C, **1**, 2995 (2004).
4. G. Leibfried and E. Schlömann, Nach Ges. Wissenschaften Goettingen Mathematik und Physik, K1, **11a**(4), 7193 (1954).
5. A.M. Gibin, G.G. Devyatikh, A.V. Gusev, R.K. Kremer, M. Cardona, H.-J. Pohl, Solid State Commun. **133**, 569 (2005).
6. Дж. Займан, Электроны и фононы (М.: ИЛ, 1962), 488 с.
7. И.И. Кулеев, И.Г. Кулеев, С.М. Бахарев, А.В. Инюшкин, ФТТ **54**, (2012), (в печати).

Нематическая спиновая фаза в квазиодномерном фрустрированном магнетике, находящемся в сильном магнитном поле

А.В. Сыромятников

Петербургский институт ядерной физики НИЦ «Курчатовский институт», Гатчина 188300, Россия

Теоретически исследуется гейзенберговский квазиодномерный магнетик со спином 1/2 и с конкурирующими ферромагнитным J_1 и антиферромагнитным J_2 обменными взаимодействиями между ближайшими и следующими за ближайшими соседними спинами в цепочках. Хорошо известно, что если $|J_2/J_1| > 0.375$, то при уменьшении магнитного поля H в точке $H=H_s$, где H_s — поле насыщения, происходит квантовый фазовый переход не в магнитно упорядоченную фазу, а в спин-жидкостную фазу с нематическим (квадрупольным) порядком. Этот переход связывают с бозе-конденсацией связанных состояний двух магнонов. В настоящей работе предложен новый подход к описанию данного перехода. Получены выражения для спектра элементарных возбуждений в ферромагнитной ($H > H_s$) и нематической ($H < H_s$) фазах. Найдены простые выражения для статических спиновых корреляторов, которые, как показано, экспоненциально убывают с расстоянием. Вычислены намагнитченность, нематический параметр порядка и спиновые функции Грина. Показано, что «мягкая мода» в нематической фазе может быть изучена в продольном канале. Обсуждается применение предложенной теории для описания свойств LiCuVO_4 .

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид

$$H = \sum_j (-S_j S_{j+1} + J S_j S_{j+2}) - H \sum_j S_j + H',$$

где J_1 положено равным -1 , $J_2=J$, суммирование ведется по спинам в цепочках, а H' описывает слабое междоцепочечное взаимодействие (см. Рис. 1(a)).

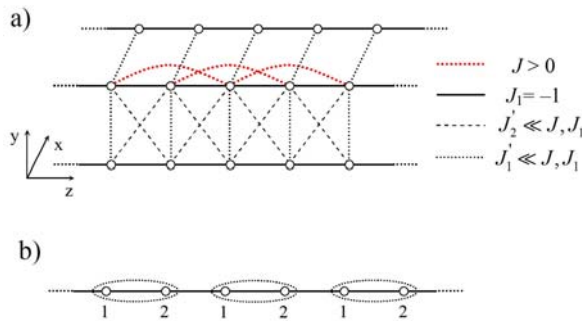


Рис. 1. (a) Исследуемая система слабосвязанных цепочек спинов, ориентированных вдоль оси z . (b) Удвоение элементарной ячейки в цепочке, которое лежит в основе нового подхода, предложенного в настоящей работе.

В основе нового метода, предложенного в данной работе, лежит удвоение элементарной ячейки, показанное на Рис. 1(b), и следующее представление для спинов внутри j -ой ячейки:

$$S_{1j}^+ = b_j^\dagger a_j + c_j, \quad S_{2j}^+ = c_j^\dagger a_j + b_j,$$

$$S_{1j}^- = a_j^\dagger b_j + c_j^\dagger, \quad S_{2j}^- = a_j^\dagger c_j + b_j^\dagger,$$

$$S_{1j}^z = \frac{1}{2} - a_j^\dagger a_j - c_j^\dagger c_j, \quad S_{2j}^z = \frac{1}{2} - a_j^\dagger a_j - b_j^\dagger b_j,$$

где a_j, b_j, c_j — бозе-операторы, действующие на вакуумное состояние $|0\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle$, в котором все спины параллельны полю, по следующим правилам: $a_j^\dagger|0\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle$, $b_j^\dagger|0\rangle = |\uparrow\downarrow\rangle$ и $c_j^\dagger|0\rangle = |\downarrow\uparrow\rangle$. При этом предполагается, что наложены еще усло-

вия «констрейнта», учитывающие, что в одной элементарной ячейке может находиться не больше одной частицы каждого сорта (a, b или c).

Частицы типа b и c — одномагнонные возбуждения со спином 1. В работе показано, что при $H > H_s$ их спектр описывает спектр магнонов, найденный ранее при помощи стандартных методов (например, преобразование Дайсона-Малеева) [1,2]. Частицы типа a — это возбуждения со спином 2. В работе показано, что их спектр при $H > H_s$ совпадает со спектром связанных состояний двух магнонов, найденным ранее другими способами [1,3]. В согласии с предыдущими результатами, при уменьшении поля неустойчивым становится сначала спектр именно связанных состояний (в наших терминах — спектр a -частиц), что и означает переход в нематическую фазу. Основным преимуществом предложенного в данной работе подхода является существование бозе-частиц, спектр которых становится «мягким» при переходе в нематическую фазу. Это делает изучение такого перехода довольно удобным и в значительной степени стандартным. В частности, можно использовать результаты теории разреженного бозе-газа реальных частиц. «Смягчение» моды сопровождается «конденсацией» a -частиц:

$$a_0 \mapsto a_0 + e^{i\phi} \sqrt{N\rho},$$

где N — число спинов деленное на два, ϕ — произвольное целое число, а ρ — плотность «конденсата», для которой получено выражение

$$\rho = \frac{H_s - H}{2\Gamma_a},$$

где Γ_a — вершина a -частиц, вычисленная в работе.

Не останавливаясь подробно на деталях вычислений, приведем некоторые результаты. Например, получено следующее уравнение для линии, разделяющей полностью поляризованную и нематическую фазы на плоскости H - T :

$$H_s(0) - H_s(T) = AT^{3/2},$$

где A — константа. Статические спиновые корреляторы экспоненциально убывают с расстоянием и имеют вид

$$\begin{aligned}\langle S_j^- S_{j+n}^- \rangle &= \sqrt{\rho} e^{-i\varphi} (-1)^j \sin\left(\frac{\pi n}{2}\right) \left(\frac{J}{1+J}\right)^{\frac{n-1}{2}}, \\ \langle S_j^+ S_{j+n}^- \rangle &= \rho \cos\left(\frac{\pi n}{2}\right) \left(\frac{J}{1+J}\right)^{\frac{n-1}{2}} \left(\frac{2J(1+J)}{1+2J} + \frac{n}{2}\right), \\ \left\langle \left(S_j^z - \frac{1}{2}\right) \left(S_{j+n}^z - \frac{1}{2}\right) \right\rangle &= \rho \sin^2\left(\frac{\pi n}{2}\right) \left(\frac{J}{1+J}\right)^{n-1},\end{aligned}$$

где $n > 0$ и j нумерует теперь спины в одной цепочке. При этом поперечные компоненты спинов $\langle \mathbf{S}_{1j}^\perp \rangle = \langle \mathbf{S}_{2j}^\perp \rangle$ равны нулю. Намагниченность выражается формулой

$$\langle S_j^z \rangle = \frac{1}{2} - 2 \frac{(1+J)^2}{1+2J} \rho.$$

Продольная спиновая функция Грина в нематической фазе выражается через функцию Грина a -частиц:

$$\chi_{zz}(\omega, \mathbf{q}) \approx -\rho \frac{2\varepsilon_a(\mathbf{q})}{(\omega + i\delta)^2 - \varepsilon_a^2(\mathbf{q})},$$

где $\varepsilon_a(\mathbf{q})$ — спектр a -частиц при малых q , что открывает возможность изучения «мягкой моды» в продольном канале.

Предложенная теория удовлетворительно описывает результаты последних экспериментов [4] по измерению намагниченности в LiCuVO_4 .

Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента РФ (грант МД-274.2012.2) и фонда Династия.

1. A.V. Chubukov, Phys. Rev. B 44, 4693 (1991).
2. M.E. Zhitomirsky and H. Tsunetsugu, Europhys. Lett. 92, 37001 (2010).
3. R.O. Kuzian and S.-L. Drechsler, Phys. Rev. B 75, 024401 (2007)
4. L. Svistov, T. Fujita, H. Yamaguchi, et al., JETP Letters 93, 21 (2011).

Магнитные свойства поликристаллических пленок мультиферроиков Fe_3O_4 , CoCr_2O_4 , $\text{CoCr}_{1.5}\text{Fe}_{0.5}\text{O}_4$

В.В. Поляков¹, Г.С. Патрин^{1,2}, Г.Ю. Юркин¹, К.П. Полякова¹

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск 660036, Россия

² Сибирский федеральный университет, Красноярск 660041, Россия

Впервые представлены результаты исследования магнитных свойств поликристаллических пленок мультиферроиков CoCr_2O_4 и $\text{CoCr}_{1.5}\text{Fe}_{0.5}\text{O}_4$ со структурой шпинели в интервале температур от 4.2 К до 300 К. Определены температуры перехода в ферромагнитное состояние пленок.

Мультиферроики, обладающие одновременно магнитным и зарядовым упорядочением, представляют как научный, так и практический интерес. Особенно перспективными материалами для спинтроники являются тонкие пленки. Классический мультиферроик магнетит (Fe_3O_4) характеризуется высокими значениями спиновой поляризации электронов в диэлектрической фазе (120 К) и высокой температурой Кюри. Сравнительно недавно было обнаружено мультиферроидное поведение при низких температурах на керамических образцах хромитов CoCr_2O_4 и $\text{CoCr}_{1.5}\text{Fe}_{0.5}\text{O}_4$ [1,2].

В настоящей работе впервые исследованы магнитные свойства поликристаллических пленок мультиферроиков со структурой шпинели, синтезированных с использованием твердофазных реакций в слоистых структурах металл/оксид при относительно низких (670-870 К) температурах синтеза [3]. Синтез поликристаллических пленок Fe_3O_4 осуществлялся в пленочных структурах $\text{Fe}_2\text{O}_3/\text{Fe}$, нанесенных на стеклянную подложку. Для получения пленок Co-Cr-Fe-O были использованы пленочные структуры $\text{Cr}_2\text{O}_3/\text{Co/Fe}$ на пластинах плавного кварца. Исследования магнитных свойств осуществлялось с помощью магнитооптического магнитометра «Nano Moke 2» а также магнитометра MPMS в интервале температур 4.2-300 К.

Показано, что все полученные пленки имеют структуру шпинели.

Поликристаллические пленки магнетита демонстрируют типичные для этого соединения магнитные и электрические свойства. В частности, коэрцитивная сила $H_c = 200 - 300$ Э. Значение намагниченности насыщения $M = 500$ Гс, что соответствует значениям массивного стехиометрического магнетита Fe_3O_4 . Измеренное четырехзондовым методом удельное электросопротивление пленки при комнатной температуре $\rho = 6 \cdot 10^5$ Ом·м. Отношение сопротивлений при комнатной температуре и температуре жидкого азота $R(T_{300}) / R(T_{77}) = 10^{-2}$. Обнаружены особенности магнитных свойств пленок магнетита в области фазового перехода металл-диэлектрик (120 К), зависящие от условий охлаждения.

Зависимость намагниченности насыщения от температуры пленок CoCr_2O_4 указывает на существование ферромагнетизма в области температур от 30 до 100 К. На кривой зависимости $M(T)$ наблюда-

ется область перегиба при температуре ~ 50 К. Наблюдаемая особенность в поведении температурной зависимости намагниченности может быть связана с тем, что в этом соединении обнаружена спиральная магнитная структура при температуре ниже 30 К [2]. Исследование температурной зависимости намагниченности поликристаллических пленок $\text{CoCr}_{1.5}\text{Fe}_{0.5}\text{O}_4$ показало, что замещение части ионов Cr ионами Fe существенно расширяет область существования ферромагнетизма, вплоть до 300 К. Температурная зависимость намагниченности насыщения поликристаллических пленок $\text{CoCr}_{1.5}\text{Fe}_{0.5}\text{O}_4$ представлена на рис. 1.

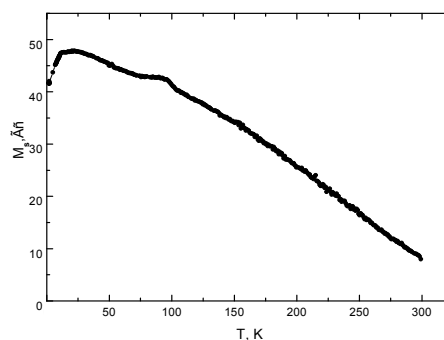


Рис. 1. Зависимость намагниченности насыщения от температуры поликристаллической пленки $\text{CoCr}_{1.5}\text{Fe}_{0.5}\text{O}_4$

Результаты исследования диэлектрических свойств пленок мультиферроиков будут представлены в докладе.

1. H. Bao, S. Yang, X. Ren, J. of Physics: Conference Series, **266**, 012001 (2011).
2. В.И. Торгашев и др., ФТТ, **54**, 330, (2012).
3. К.П. Полякова и др., ПЖТФ, **37**, 30, (2011).

Термо- и фотоиндуцированная спиновая лабильность соединений Fe(III) с пентадентатным и монодентатным лигандами

И.В. Овчинников, Т.А. Иванова, О.А. Туранова, Г.И. Иванова, А.А. Суханов, Л.В. Мингалиева
Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, Казань 420029, Россия

Поиск полифункциональных молекулярных систем, физические свойства которых переключаются слабыми внешними воздействиями, является несомненно актуальной задачей. Перспективными в этом отношении являются соединения ионов Fe(III) ($3d^5$ электронная конфигурация) с близко расположенными электронными термами разной спиновой мультиплетности, спиновое состояние которых изменяется при воздействии температуры и/или облучения светом.

В данной работе с использованием стационарной и времяразрешенной спектроскопии ЭПР изучены спин-переменные свойства соединений $[\text{Fe}(\text{salten})\text{L}]\text{BPh}_4$ с $\text{L} = \text{Him}$, Pic в диапазоне температур (5–300)К и при воздействии импульсного лазерного облучения. В этих соединениях ионы Fe(III) координированы пентадентатным лигандом донорного типа *salten* и монодентатным лигандом *L*, дополняющим координацию иона Fe(III) до 6, и по данным магнитной восприимчивости проявляют термически индуцированный спиновый переход при некоторых типах лиганда *L* (если *L* — производные пиридина) [1].

Установлено, что спиновый переход в соединении с $\text{L} = \text{Him}$ отсутствует. В соединении с $\text{L} = \text{Pic}$ имеет место неполный спиновый переход из высокоспинового ($S=5/2$) в низкоспиновое ($S=1/2$) состояние в интервале (280–70)К. Он проявляется в уменьшении интегральной интенсивности сигнала от высокоспиновых комплексов Fe(III) при понижении температуры и возникновении сигнала от образующихся при спиновом переходе низкоспиновых комплексов с параметрами $g_1=3.024$, $g_2=1.861$, $g_3=1.545$. Показано, что основным состоянием низкоспиновых комплексов Fe(III) является орбиталь $|xz\rangle$, определены волновые функции основного состояния и величины расщепления основного орбитального триплета. Из анализа температурной зависимости интегральной интенсивности сигнала от высокоспиновых комплексов определены термодинамические параметры спинового перехода: $T_c \cong 170\text{K}$, изменение энтальпии $\Delta H = 5.908 \text{ kJ K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$; изменение энтропии $\Delta S = 29.08 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$; остаточное содержание высокоспиновой фракции $r = 0.02$.

При воздействии импульсного лазерного облучения с $\lambda=532\text{nm}$ в стационарных спектрах обоих исследованных соединений обнаружено уменьшение интегральной интенсивности высокоспинового сигнала на (8–13)%, что соответствует количеству облученных центров при используемой методике облучения. Время уменьшения

интенсивности сигнала и его восстановления после выключения облучения составляют ~ 5 мин. При $\lambda=365\text{nm}$ эффект отсутствует.

Для характеристики динамических процессов, происходящих при воздействии лазерного импульса, проведены измерения во времяразрешенном режиме. Установлено, что наблюдаемый времяразрешенный сигнал эмиссии совпадает по форме с интегральным стационарным спектром ЭПР. Показано, что температурная динамика процессов нарастания спиновой поляризации основного состояния и последующего восстановления равновесного состояния может быть описана при низких температурах двухэкспоненциальной функцией, учитывающей быстро релаксирующие (поляризационные) и медленно релаксирующие (термализованные) процессы.

1. Matsumoto N., Ohta S., Yosimura C., Ohoyoshi A., Kohata S., Okawa H., Maeda Y., J. Chem. Soc. Dalton Trans. 2575 (1985).

High Thermal Conductivity of Silicon Highly Enriched in ^{28}Si

A.V. Inyushkin¹, A.N. Taldenkov¹, Joel Ager, III², E.E. Haller², N.V. Abrosimov³, H. Riemann³, H.-J. Pohl⁴, P. Becker⁵

¹ NRC Kurchatov Institute, Moscow 123182, Russia

² Materials Sciences Division, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California 94720, USA
and Department of Materials Science and Engineering, UCB, Berkeley, California 94720, USA

³ Institute for Crystal Growth, 12489 Berlin, Germany

⁴ VITCON Projectconsult GmbH, 07745 Jena, Germany

⁵ Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Bundesallee 100, 38116 Braunschweig, Germany

Thermal conductivity of silicon single crystals with three different isotopic compositions and two different orientations was measured at temperatures from 2.4 to 420 K. The chemically and isotopically purest sample containing 99.993% of ^{28}Si demonstrates the thermal conductivity about $451 \text{ W cm}^{-1}\text{K}^{-1}$ along [100] axis at 24 K, the highest measured value among dielectrics below liquid nitrogen temperature. The phonon focusing effect was observed both in natural and isotopically enriched crystals: rod samples oriented along the $\langle 100 \rangle$ direction have 39% higher thermal conductivity than samples oriented along the $\langle 110 \rangle$ direction.

In nonmetallic crystals, composed of several stable isotopes, the isotopic mass disorder in a lattice leads to the scattering of phonons. This isotope scattering can strongly reduce the phonon heat transport (see, e.g., Ref. [1]). In a number of crystals with natural isotopic compositions of the elements, the thermal resistivity due to the isotope scattering of phonons is a large term of the total resistivity at room temperature, and may dominate over others at low temperatures. The short list of such crystals, which have been studied experimentally, includes diamond, germanium, silicon, GaAs, LiF. The crystals highly enriched in isotopes have an enhanced thermal conductivity, the very useful property in many applications. On the other hand the reduction of the isotope scattering with isotope purification reveals the intrinsic phonon scattering processes in a clear form proving a solid ground for the development of the phonon physics.

In this report we present the experimental data on thermal conductivity of silicon single crystals with different isotopic compositions and orientations including the most perfect nowadays silicon crystal enriched up to 99.993% in ^{28}Si . This crystal was cut from the parent crystal grown within the Avogadro project [2]. The prime goals of the work were the accurate determination of the intrinsic thermal conductivity of silicon in a wide temperature range, investigation of the phonon focusing effect in the thermal conductivity, searching for the Poiseuille flow of phonons.

Single crystals of silicon with different isotopic composition were grown by the floating zone process. Isotopic compositions of the crystals are listed below in the Table 1.

Crystal	^{28}Si , %	^{29}Si , %	^{30}Si , %	$g_2, 10^{-6}$
^{28}SiA	99.993	0.007	0.000	0.09
^{28}SiB	99.92	0.07	0.01	1.40
$^{\text{nat}}\text{Si}$	92.223	4.685	3.092	200.7

The dimensionless parameter $g_2 = \sum_i f_i (\Delta M_i/M)^2$ characterizes the isotopic disorder. Here f_i is the concentration of the i -th isotope, whose mass M_i differs from the average mass $M = \sum_i f_i M_i$ by $\Delta M_i = M_i - M$. The samples were cut from the crystals in the form of rectangular rods with square cross section of $4.00 \times 4.00 \text{ mm}^2$ and approximately 40 mm in length. The surfaces of the samples were lapped with $14 \mu\text{m}$ grit abrasive powder (Al_2O_3). Two samples with different

orientations, along $\langle 100 \rangle$ and $\langle 110 \rangle$ directions were prepared from each $^{\text{nat}}\text{Si}$ and ^{28}SiA crystals in order to investigate the phonon focusing effect in thermal conductivity of silicon.

Thermal conductivity was measured by the steady-state heat flow technique with two thermometers and one heater. The thermal length L_{th} , that is the length over which the temperature gradient was established in a sample, was approximately by 4 mm smaller than the sample length L . The thermal conductivity measurements were performed in the range from 2.4 to 420 K. The uncertainty in the absolute value of thermal conductivity is estimated to be less than 2% over almost all temperature range measured.

Data on the temperature dependence of thermal conductivity of natural and enriched silicon crystals with [100] rod axis are shown in Fig. 1. Comparison of our experimental data for silicon of natural isotopic composition with the reference data from Ref. [2] shows a good agreement of these data over the wide temperature range.

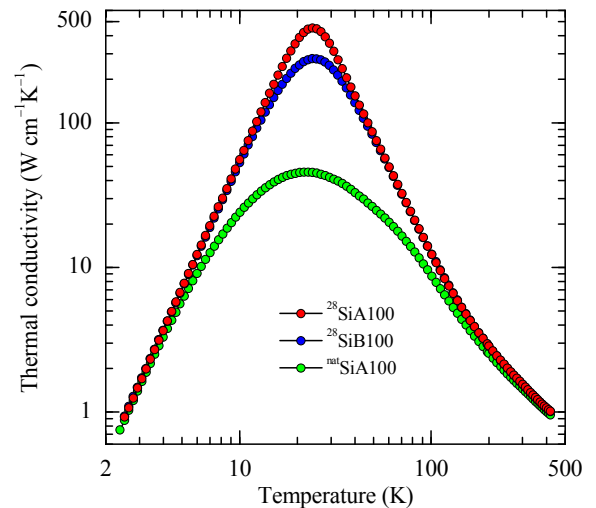


Fig. 1. Thermal conductivity of silicon single crystals along the [100] axis as a function of temperature.

However, there is a notable difference between the data reaching 4% within the temperature range from 120 K to 300 K. We estimated that our measurements are ac-

curate and precise. Due to this reason and because of the obtained dependencies $\kappa(T)$ are quite smooth, we suggest that the mention difference in the data originates from a systematic error in the reference data.

The maximum value of thermal conductivity over all samples is obtained for the most pure $^{28}\text{SiA100}$ sample. It equals to $451 \text{ W cm}^{-1}\text{K}^{-1}$ at 24.1 K. This value is the highest ever measured value for thermal conductivity of dielectrics at temperatures below the liquid nitrogen temperatures. Only the single crystalline monoisotopic diamond demonstrates higher conductivity.

As seen from Fig. 1, there is a giant isotope effect in thermal conductivity of silicon at low temperatures. The ratio of $\kappa(^{28}\text{SiA})/\kappa(^{\text{nat}}\text{Si})$ reaches the maximum value of 10 at temperature about 24 K. The isotope effect (for the crystal $^{\text{nat}}\text{Si}$) becomes almost zero below 2.5 K. On the other hand the effect decreases at high temperatures being about $8 \pm 1\%$ at 295 K. This value is close to that found in Refs. [3–5]. At 78 K the isotope effect accounts 75%.

The temperature dependence $\kappa(T)$ for the isotopically enriched crystals is very close to the cubic dependence at temperatures below 10 K that is expected for the regime of purely diffusive boundary scattering of phonons. Specifically we find that $\kappa(T) \sim T^n$, where $n = 2.97 \pm 0.06$ for the purest ^{28}SiA sample. The exponent n for $^{\text{nat}}\text{Si}$ becomes equal to that for ^{28}SiA below 2.5 K. Since the specific heat of silicon crystal follows the cubic temperature dependence below 9 K [6], our low temperature data on $\kappa(T)$ for the ^{28}SiA sample suggest that the phonon mean free path reaches the maximum value determined only by the sample geometry and its orientation.

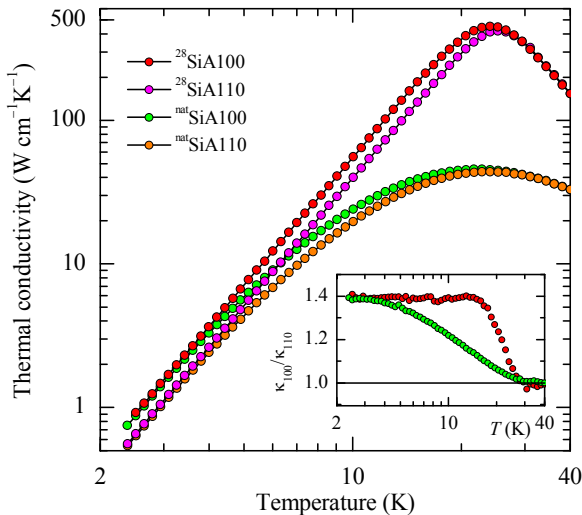


Fig. 2. The temperature dependencies of $\kappa(T)$ for two pairs of samples with different orientations and isotopic compositions. The ratio of $\kappa_{100}/\kappa_{110}$ as a function of temperature is shown in the insert.

In Fig. 2, the $\kappa(T)$ data for samples with different orientations are shown. At temperatures near and below

the thermal conductivity maximum the $\kappa(T)$ for samples with $\langle 100 \rangle$ orientations is higher than that for $\langle 110 \rangle$ samples. The anisotropy of $\kappa(T)$ is clearly seen for isotopically enriched silicon. It becomes sizable at $T < 31$ K, and the ratio $\kappa_{100}/\kappa_{110}$ stays nearly constant at 1.39 for temperatures below 14 K (the insert in Fig. 2). For $^{\text{nat}}\text{Si}$ the anisotropy is also observed below 31 K, the ratio $\kappa_{100}/\kappa_{110}$ increases with decreasing of temperature down to approximately 3.5 K; this ratio is about 1.38 at 3 K and somewhat smaller than the value 1.43 measured previously [6]. The anisotropy of thermal conductivity in silicon originates from the effect of phonon focusing in this elastically anisotropic cubic crystal. The phonon focusing arises because the phonon phase and group velocities are, in general, not collinear. Phonon focusing occurs in the directions along which the direction of the group velocity varies slowly over some small solid angle with wave-vector direction [6]. Since the slower phonon modes contribute most to the flow of heat in the boundary scattering regime, the focusing of slower-velocity transverse phonons determines the anisotropy of thermal conductivity. According to the theoretical results of Ref. [7] the phonon focusing enhances strongly the conductivity in the direction $\langle 100 \rangle$ for silicon. The ratio $\kappa_{100}/\kappa_{110} = 1.38$ for the silicon samples with square cross section and $D/L_{\text{th}} = 0.1$ (D is a side dimension for samples of square cross section), and our values equal to this estimation within the experimental uncertainty.

In perfect crystals, which do not pose any extrinsic resistive phonon scattering processes, the Poiseuille flow of phonons can arise under the condition of strong enough normal phonon processes [8,9]. The Poiseuille flow manifest itself as a steep T^7 -to- T^8 rise of $\kappa(T)$ just before the peak value. With careful consideration of our experimental data, however, no evidence of the Poiseuille flow of phonons was found in highly enriched ^{28}Si crystals.

1. A.P. Zhernov and A.V. Inyushkin, *Physics-Uspeski* **45**, 527 (2002).
2. P. Becker et al., *Phys. Status Solidi A* **207**, 49 (2010).
3. A.V. Inyushkin et al., *Phys. Stat. Sol. C* **1**, 2995 (2004).
4. R.K. Kremer et al., *Solid State Commun.* **131**, 499 (2004).
5. A.V. Gusev et al., *Inorg. Mater.* **38**, 1100 (2002).
6. A.K. McCurdy, H. J. Maris, and C. Elbaum, *Phys. Rev. B* **2**, 4077 (1970).
7. A.K. McCurdy, *Phys. Rev. B* **26**, 6971 (1982).
8. L.A. Sussman and A. Thellung, *Proc. Phys. Soc. (London)* **81**, 1122 (1963).
9. R.N. Gurzhi, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **46**, 719 (1964) [*JETP* **19**, 490 (1964)]; *Usp. Fiz. Nauk.* **94**, 689 (1968) [*Sov. Phys. Usp.* **11**, 255 (1968)].

Магнитные и спектральные свойства монокристалла LiDyF₄

И.В. Романова^{1,2}, А.В. Клочков¹, С.Л. Кораблева¹, В.И. Кротов¹, В.В. Кузьмин¹, Б.З. Малкин¹,
И.Р. Мухамедшин^{1,2}, Х. Сузуки², М.С. Тагиров¹

¹ Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, 420008, ул. Кремлевская, 18

² Канадзавский университет, Канадзава, 920-11, Какума-мачи, Япония

Измерены полевые и температурные зависимости намагниченности монокристалла LiDyF₄ при температурах от 2 до 300 К в магнитных полях до 5 Т, направленных параллельно и перпендикулярно кристаллографической оси *c*, угловые зависимости намагниченности в плоскости *ab* кристаллической решетки, продольная магнитострикция в направлениях [110] и [100]. Из сопоставления результатов расчета намагниченности с данными измерений определены спектральные параметры ионов Dy³⁺ в LiDyF₄, отличающиеся от соответствующих параметров разбавленного парамагнетика LiYF₄:Dy.

Значительный интерес для фундаментальных исследований в области физики магнетизма представляют кристаллы ряда тетрафторидов LiLnF₄ [1], которые имеют тетрагональную структуру шеелита CaWO₄ (пространственная группа симметрии C_{4h}⁶). Соединение LiDyF₄ является изинговским дипольным антиферромагнетиком с температурой Нееля T_N=0.62 К [1].

Монокристалл LiDyF₄ был выращен методом Бриджмена-Стокбаргера. Для компенсации влияния размагничивающего фактора после ориентирования монокристалла с использованием рентгеновского дифрактометра (погрешность ориентирования составляет ±3°) ему была придана сферическая форма. Зависимость намагниченности сферического образца от магнитного поля (до 5 Т) была измерена при различных температурах (от 2 К до 300 К) в ориентациях магнитного поля *B* параллельно и перпендикулярно кристаллографической оси *c* с использованием квантового СКВИД-магнетометра (MPSPM Quantum Design). При температуре 4.2 К измерена зависимость магнитострикции от величины внешнего магнитного поля в направлениях [100] и [110]. Индуктивным методом была измерена угловая зависимость намагниченности в разных магнитных полях в плоскости *ab* кристаллической решетки.

Расчет намагниченности и магнитострикции выполнен с использованием гамильтониана ионов Dy³⁺, определенного в пространстве нижних 146 состояний основной электронной конфигурации 4f⁹:

$$H = H_0 + H_{cf} + \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} e_{\alpha\beta} + \sum_{\alpha,s} V_{\alpha}(s) w_{\alpha}(s) + \sum_j [\mu_B (\mathbf{B} + \tilde{Q}\mathbf{M})(\mathbf{I}_j + 2\mathbf{s}_j) - \sum_{pkp'k'} \lambda_{pp'k'}^{kk'} \langle O_p^k \rangle \langle O_{p'}^{k'} \rangle]. \quad (1)$$

Первое слагаемое в (1) — энергия свободного иона, второе — энергия иона в кристаллическом поле, третье и четвертое слагаемые — линейное по компонентам тензора деформации решетки $e_{\alpha\beta}$ и смещениям подрешеток $w_{\alpha}(s)$ (s — номер подрешетки) электрон-деформационное взаимодействие. Во второй строчке суммирование распространяется на девять 4f-электронов с орбитальными и спиновыми моментами $\mathbf{I}_j$ и $\mathbf{s}_j$, соответственно; первое слагаемое определяет энергию взаимодействия иона Dy³⁺ с локальным магнитным полем (здесь μ_B —

магнетон Бора, $\mathbf{M}$ — равновесная намагниченность, компоненты тензора $\tilde{Q}$ определяют среднее дипольное поле на ионах Dy³⁺). Последнее слагаемое соответствует энергии взаимодействия между парамагнитными ионами через поле фононов, здесь O_p^k — линейные комбинации сферических тензорных операторов (равные операторам Стивенса с учетом соответствующих приведенных матричных элементов), $\langle O_p^k \rangle$ — средние значения операторов. Энергия иона в кристаллическом поле в кристаллографической системе координат определяется набором из семи параметров B_p^k :

$$H_{cf} = B_2^0 O_2^0 + B_4^0 O_4^0 + B_4^4 O_4^4 + B_4^{-4} O_4^{-4} + B_6^0 O_6^0 + B_6^4 O_6^4 + B_6^{-4} O_6^{-4}$$

Электронные операторы $V_{\alpha\beta}$ и $V_{\alpha}(s)$ также представляют собой линейные комбинации операторов O_p^k с коэффициентами (параметрами электрон-деформационного взаимодействия), значения которых для ионов Dy³⁺ в LiYF₄ приведены в [2].

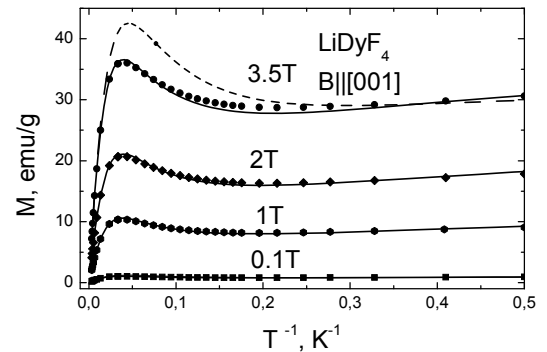


Рис. 1. Намагниченность монокристалла LiDyF₄ в магнитном поле $\mathbf{B}||c$. Точки — экспериментальные данные, линии — расчет (пунктирная линия — расчет с параметрами кристаллического поля из [3]).

Свободная энергия кристалла (на единичную ячейку с объемом v , содержащую два магнитоэквивалентных иона Dy³⁺) записывается в виде

$$F = \frac{v}{2} (\tilde{e}\tilde{C}\tilde{e} + \mathbf{w}\tilde{a}\mathbf{w}) + \langle O \rangle \lambda \langle O \rangle - v\mathbf{M}\mathbf{B} - 2k_B T \ln \text{Tr} \exp(-H/k_B T), \quad (2)$$

где k_B — постоянная Больцмана, $\tilde{C}$ — тензор упругих постоянных, $\tilde{a}$ — динамическая матрица решетки в центре зоны Бриллюэна. Из условий равновесия

$$\partial F / \partial <O_p^k> = \partial F / \partial e_{\alpha\beta} = \partial F / \partial w_\alpha(s) = \partial F / \partial M_\alpha = 0$$

получаем систему самосогласованных уравнений относительно компонент вектора намагниченности и тензора деформации. Решение этой системы проводилось методом последовательных приближений при фиксированных значениях компонент внешнего магнитного поля и температуры. Из сопоставления вычисленных и измеренных температурных зависимостей намагниченности в поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ (см. Рис. 1) мы определили параметры кристаллического поля: $B_2^0=160$, $B_4^0=-83$, $B_6^0=-4.6$, $B_4^4=-751$, $B_4^4=-641$, $B_6^4=-360$, $B_6^4=-243$ (см⁻¹). Отметим, что вычисленная энергия 18.6 см⁻¹ первого возбужденного подуровня основного мультиплета $^6H_{15/2}$ заметно отличается от соответствующей энергии 14.2 см⁻¹ ионов Dy³⁺ в кристалле LiYF₄ [3].

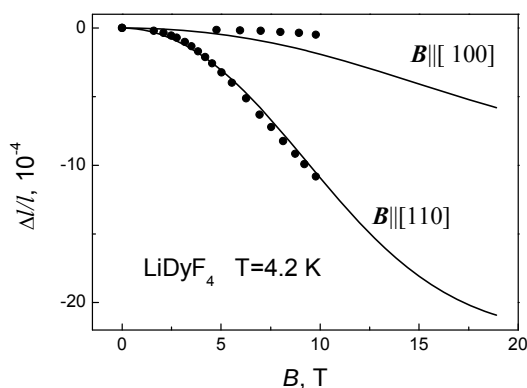


Рис. 2. Магнитострикция монокристалла LiDyF₄. Точки — эксперимент, линии — расчет.

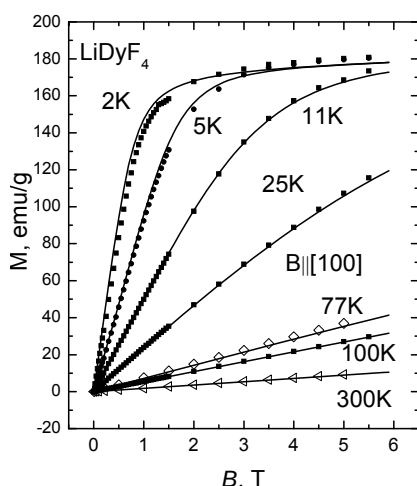


Рис. 3. Намагниченность монокристалла LiDyF₄ в поле $\mathbf{B} \perp \mathbf{c}$. Точки — экспериментальные данные, линии — расчет.

При низких температурах в монокристалле LiDyF₄ магнитным полем $\mathbf{B} \parallel [110]$ индуцируется гигантская магнитострикция, которая достигает величины $\sim 10^{-4}$ в поле ~ 1 Т при $T=4.2$ К. Вычисленные с использованием приведенных выше параметров кристаллического поля изменения размеров кристалла $\Delta l/l = \sum_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta e_{\alpha\beta}$ вдоль направления внешнего

магнитного поля, заданного направляющими косинусами n_α , хорошо согласуются с данными измерений (см. Рис. 2) при учете зависящих от температуры и магнитного поля вкладов в упругие постоянные, обусловленных электрон-деформационным взаимодействием.

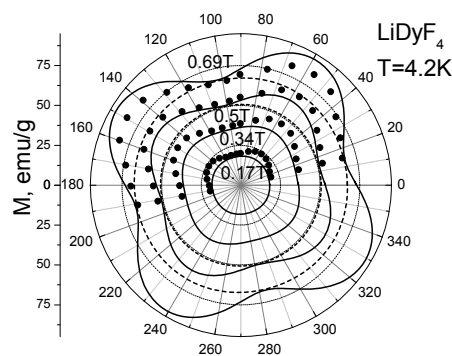


Рис. 4. Угловая зависимость намагниченности монокристалла LiDyF₄ в магнитном поле, ориентированном в базисной плоскости ab решетки. Точки — экспериментальные данные, линии — расчет (пунктирные линии — расчет без учета электрон-деформационного взаимодействия).

Результаты расчетов намагниченности в зависимости от напряженности магнитного поля, направленного вдоль оси a решетки, при различных температурах и угловой зависимости намагниченности при вращении поля в базисной плоскости (001) сравниваются с экспериментальными данными на Рис. 3 и 4, соответственно. Как следует из расчетов, существенная анизотропия намагниченности обусловлена в основном магнитоупругим взаимодействием (см. Рис. 4), которое вносит относительно большой вклад в величину намагниченности при температурах, меньших 10 К, и в полях $B > 0.5$ Т.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №12-02-00372-а).

1. L.K. Aminov, B.Z. Malkin, M.A. Teplov, Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths, **22**, 150 (1996)
2. Л.К. Аминов, Б.З. Малкин, «Динамика и кинетика электронных и спиновых возбуждений в парамагнитных кристаллах», Изд. КГУ, 2008.
3. М.П. Давыдова и др., Оптика и спектр, **42**, 577 (1977)

Магнитная фазовая диаграмма квазиодномерного фрустрированного антиферромагнетика LiCu_2O_2 со спином $S = 1/2$

А.А. Буш¹, А.М. Васильев², В.Н. Глазков^{2,3}, А. Желудев³, Т. Кашиваги⁴, С. Кимура⁵, К. Омура⁶,
Л.А. Прозорова², Л.Е. Свистов^{2,6} и М. Хагивара⁶

¹ Московский Государственный институт радиотехники, электроники и автоматики,
Москва 119454, Россия

² Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334, Россия

³ Neutron Scattering and Magnetism, Laboratory for Solid State Physics, ETH Zurich,
Switzerland, 8093 Zürich, Switzerland

⁴ Institute for Materials Science and Graduate School of Pure and Applied Sciences, University of Tsukuba, 1-1-1
Tennodai, Tsukuba, Ibaraki 305-8573, Japan

⁵ Institute for Materials Research, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Sendai, Miyagi 980-8577, Japan

⁶ KYOKUGEN, Osaka University, Machikaneyama 1-3, Toyonaka 560-8531, Japan

В работе представлены результаты измерений намагниченности и диэлектрической проницаемости на недвойникованных кристаллах квазиодномерного фрустрированного соединения LiCu_2O_2 со спином $S = 1/2$. Были обнаружены новые фазовые магнитные переходы. Для ориентаций $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{b}$ наблюдался спин-флип плоскости спиновой спирали в поле $H \approx 3$ Т. Второй магнитный переход наблюдался в поле $H \approx 15$ Т для всех трёх рациональных направлений внешнего магнитного поля. Эта высокополевая магнитная фаза предположительно определена, как коллинеарная спин-модулированная фаза, предсказанная для спиновой цепочки $S = 1/2$, в которой соседние спины взаимодействуют ферромагнитно, а следующие за ближайшими соседями – антиферромагнитно.

Проведены исследования магнитных и диэлектрических свойств квазидвумерного фрустрированного антиферромагнетика LiCu_2O_2 ($S=1/2$). Магнитная структура LiCu_2O_2 состоит из слабо связанных слоев, составленных из цепочек спинов магнитных ионов Cu^{2+} . В малых полях в магнитоупорядоченной фазе в LiCu_2O_2 реализуется несоизмеримая планарная спиральная магнитная структура. Такая структура обусловлена фрустрацией обменных взаимодействий внутри цепочки: ближайшие спины цепочки взаимодействуют ферромагнитно, а следующие за ближайшими соседями — антиферромагнитно. Исследования были проведены в области полей от 0 до 52 Т и при температурах от 1.2 до 80 К.

Кривые намагниченности в статическом магнитном поле до 7 Т были получены с помощью СКВИД-магнитометра. Высокополевые измерения до 52 Т были получены с помощью импульсного магнита в лаборатории высоких полей в университете Осаки. Диэлектрическая проницаемость исследовалась с помощью четырёхточечных измерений ёмкости на 10 кГц.

Измерения намагниченности показали, что в магнитоупорядоченной фазе ($T < T_{c1} \approx 24.6$ К) магнитная структура LiCu_2O_2 претерпевает два фазовых перехода. На рис. 1 на верхней панели представлены кривые намагниченности, измеренные в импульсных магнитных полях до 52 Т при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{b}$, $\mathbf{c}$. Эти кривые получены с помощью интегрирования кривых dM/dH , представленных на нижней панели рис. 1.

Низкополевой фазовый переход, обозначенный на рис. 1 как H_{c1} , наблюдается при направлениях магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{b}$, он может быть объяснен переориентацией спиновой плоскости спиральной

магнитной структуры. В поле H_{c1} дифференциальная восприимчивость возрастает.

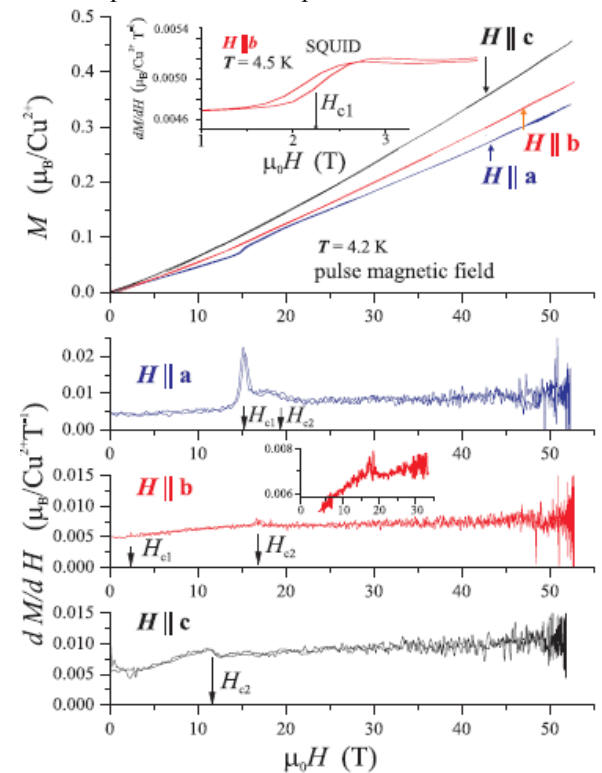


Рис. 1. Верхняя панель: Кривые намагниченности $M(H)$ при температуре $T = 4.2$ К для трех направлений приложенного магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{b}$, $\mathbf{c}$, измеренные в импульсных магнитных полях. Вставка показывает полевую зависимость dM/dH при 4.5 К для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$, полученные с помощью СКВИД магнитометра. Нижняя панель: Измеренные зависимости dM/dH от магнитного поля для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{b}$, $\mathbf{c}$. На вставке показана отмасштабированная зависимость вблизи поля перехода H_{c2} для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$

Высокополевым переходом (H_{c2}) наблюдается для всех трёх рациональных ориентаций магнитного поля. В поле H_{c2} магнитная восприимчивость скачкообразно уменьшается. По-видимому, в этом поле происходит изменение обменной магнитной структуры кристалла.

Возможным объяснением перехода в поле H_{c2} является фазовый переход из спиральной планарной структуры в коллинеарную спин-модулированную структуру. Такой фазовый переход наблюдался недавно в квазиодномерном фрустрированном антиферромагнетике LiCuVO_4 [1].

Теоретические исследования фрустрированных цепочечных магнетиков с обменными интегралами характерными для LiCu_2O_2 предсказывают фазовый переход в магнитную фазу модулированной спиновой плотности (SDW phase) [2] в полях близких к экспериментальным значениям H_{c2} .

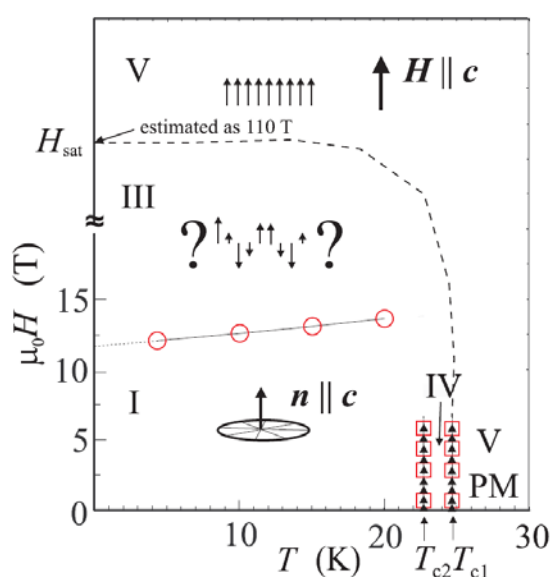


Рис. 2. Магнитная фазовая диаграмма кристалла LiCu_2O_2 для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Различные символы на диаграммах соответствуют данным, полученным от различных экспериментальных методов. Треугольники получены из эксперимента $\epsilon_c(T)$, красные окружности и квадраты получены соответственно из измерений $M(H)$ и $M(T)$. Сплошная линия нарисована для удобства восприятия границы между фазами I и III, а пунктирная линия – граница между поляризованной парамагнитной фазой и упорядоченными фазами.

На рис. 2 приведена фазовая H - T диаграмма LiCu_2O_2 при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, построенная по результатам проведенных измерений. Обнаруженные фазы могут быть идентифицированы следующим образом. Низкополевая фаза I соответствует несоизмеримой магнитоупорядоченной фазе, с плоскостью спиновой спирали, лежащей в плоскости ($\mathbf{ab}$) кристалла. При приложении поля вдоль осей $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$ происходит спин-флоп переход в фазу II, при котором плоскость спиновой спирали поворачивается перпендикулярно приложенному магнит-

ному полю. Фаза III предположительно соответствует коллинеарной спин-модулированной структуре, направление спинов в которой определяется приложенным магнитным полем. Фаза IV также является коллинеарной спин-модулированной, но направление спинов в ней определяется сильной анизотропией направленной вдоль оси $\mathbf{a}$. Фаза V — поляризованная парамагнитная.

Результаты этой работы были опубликованы в статье [3].

1. N. Büttgen, H.-A. Krug von Nidda, L.E. Svistov, L.A. Prozorova, A. Prokofiev, W. Assmus, Phys. Rev. B **76**, 014440 (2007).
2. T. Hikihara, L. Kecke, T. Momoi and A. Furusaki Phys. Rev. B **78**, 144404 (2008).
3. A.A. Bush, V.N. Glazkov, M. Hagiwara, T. Kashiwagi, S. Kimura, K. Omura, L.A. Prozorova, L.E. Svistov, A.M. Vasiliev, A. Zheludev Phys. Rev. B **85** 054421 (2012).

Электронный спиновый резонанс в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$

А.В. Семенов, В.В. Глушков, В.Ю. Иванов, С.В. Демишев
Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, Москва 119991, Россия

Мы представляем результаты исследования электронного спинового резонанса (ЭСР) в $\text{Mn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Si}$ для концентраций $x=0, 0.05, 0.15, 0.23$ и 0.26 . Единственная резонансная линия, соответствующая g -фактору $g \approx 2$ наблюдается до концентрации железа $x=0.23$ включительно, и хорошо описывается в рамках модели локализованных магнитных моментов. Обнаружено что интегральная интенсивность резонанса понижается с увеличением концентрации железа и стремится к нулю в области $x \sim 0.2$, где также происходит резкое уширение резонансной линии. Поведение параметров резонанса хорошо коррелирует с концентрационной фазовой диаграммой $\text{Mn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Si}$ на которой область $x > 0.2$ характеризуется подавлением спин-поляризованной магнитной фазы и формированием неупорядоченной фазы Гриффитса.

Несмотря на многочисленные исследования моносилицида марганца (MnSi), проводимые в течение нескольких последних десятилетий, остается открытым ряд ключевых вопросов, касающихся свойств этого соединения. Так, например, структура фазовой диаграммы MnSi по-видимому не является столь очевидной, и дискуссии по этому вопросу продолжают до настоящего времени [1]. В недавних работах также высказывались сомнения в наиболее распространенном в литературе подходе, трактующем магнитные свойства MnSi в рамках теории зонного магнетизма [1,2]. С целью дальнейшего изучения природы магнетизма в моносилициде марганца в настоящей работе мы применили метод электронного спинового резонанса (ЭСР) совместно с измерениями намагниченности к ряду соединений $\text{Mn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Si}$.

Исследование соединений $\text{Mn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Si}$ методом ЭСР было проведено для концентраций $x=0, 0.05, 0.15, 0.23, 0.26$ на частоте 60 ГГц в диапазоне температур $4.2\text{--}60 \text{ К}$. Во всех соединениях ряда до концентрации $x=0.23$ включительно при низких температурах наблюдается единственная резонансная линия, положение которой соответствует g -фактору $g \approx 2$. Во всех составах при повышении температуры линия заметно уширяется и при температурах $T > 60 \text{ К}$ резонансная линия не наблюдается ни в одном соединении.

Анализ формы линии показал, что при всех концентрациях железа линия в $\text{Mn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Si}$ хорошо описывается в рамках модели локализованных магнитных моментов. Для всех концентраций были получены температурные зависимости ширины резонансной линии (рис. 1). Видно, что в отличие от нелегированного MnSi , где зависимость немонотонная, и наблюдается заметное уширение резонанса ниже T_C , в составах, легированных железом происходит монотонное сужение резонансной линии при понижении температуры. Уширение линии в нелегированном моносилициде марганца, по-видимому связано с дополнительным механизмом спиновой релаксации, который возникает при магнитном упорядочении (линия на рис. 1 для $x=0$). Как видно из рисунка 1, наибольший рост ширины линии наблюдается в области концентраций $x \sim 0.2$.

Наблюдаемое поведение ширины резонансной линии хорошо коррелирует со структурой концентрационной фазовой диаграммы, полученной в магнитных и транспортных измерениях. Так область до $x \approx 0.12$, где наблюдается слабое изменение параметров ЭСР, характеризуется на фазовой диаграмме спиральной структурой магнитной спин-поляризованной фазы [3], при $x > 0.12$ происходит подавление спиральной структуры [3], а при $x > 0.2$ имеет место подавление спин-поляризованной фазы и переход к режиму квантовой критичности, обусловленный формированием фазы Гриффитса. Согласно полученным в настоящей работе данным, именно переход к квантовому критическому режиму индуцирует подавление резонанса в $\text{Mn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Si}$.

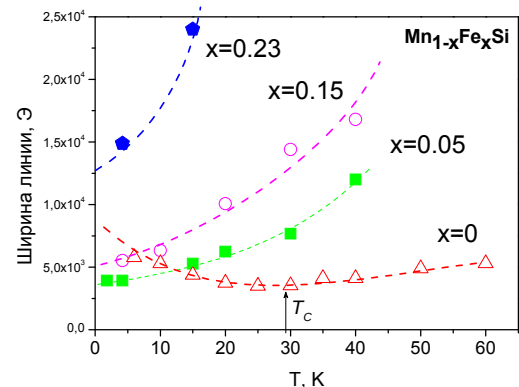


Рис. 1. Температурные зависимости ширины линии электронного спинового резонанса в $\text{Mn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Si}$. Штриховые линии проведены для удобства восприятия.

1. S.V. Demishev et al., Phys. Rev. B, **85**, 045131 (1991).
2. С.В. Демишев и др., Письма в ЖЭТФ, **93**, 231 (2011).
3. S.V. Grigoriev et al., Phys. Rev. B, **79**, 144417 (2009)

^{63,65}Cu ЯМР/ЯКР исследование мультиферроика CuCrO₂

А.Г. Смольников, В.В. Оглобличев, А.Ю. Якубовский, А.Ф. Садыков, Ю.В. Пискунов, С.В. Верховский,
А.П. Геращенко, С.Н. Барило

¹ *Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, 620041, Россия*

² *Российский научный центр "Курчатовский институт", Москва 123182, Россия*

³ *Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

Физические свойства системы с треугольной антиферромагнитной решеткой CuCrO₂ (ССО), интенсивно изучаются в последнее время как экспериментально, так и теоретически. Конкуренция обменных взаимодействий ниже $T = 24.2$ К приводит в ССО к образованию спиральной магнитной структуры, обладающей сигнетоэлектрическими свойствами.

В нашей работе, представлены результаты ^{63,65}Cu ЯМР/ЯКР исследования в парамагнитной и упорядоченной фазах в монокристалле CuCrO₂. Спектры ЯМР/ЯКР ^{63,65}Cu были получены в широкой области температур (4.2-300) К и магнитном поле $H = (0-94)$ кЭ, направленном вдоль плоскости ab и оси c кристалла.

В парамагнитной фазе температурные зависимости магнитного сдвига $K_{ab}(H||ab)$, $K_c(H||c)$ хорошо описываются законом Кюри-Вейсса, и повторяют поведение магнитной восприимчивости ($\chi_{ab,c}$). Сверхтонкое поле на позициях меди $H_{loc,ab,c} = 33$ кЭ/мВ были определены с помощью $K_{ab,c}$ - $\chi_{ab,c}$ диаграммы. Анализ ориентационной зависимости формы линии ЯМР ^{63,65}Cu позволил определить симметрию и направление главных осей тензора ГЭП в кристалле. Тензор обладает аксиальной симметрией с параметром асимметрии $\eta = (V_{xx} - V_{yy})/V_{zz} \approx 0$ и значением константы квадрупольной частоты $^{63}v_Q \approx 27.0(4)$ МГц, $^{65}v_Q \approx 25.0(4)$ МГц. Главная ось тензора направлена вдоль оси c .

В магнитоупорядоченной фазе линия ЯМР резко уширяется рис. 1. Ширина спектра при $H || c$ в пять раз больше, чем ширина спектра при направлении поля вдоль плоскости $H || ab$.

Спектры ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР) на ядрах ⁶³Cu и ⁶⁵Cu в нулевом внешнем магнитном поле, $H = 0$. При температуре $T = 77$ К $\gg T_c$ спектр представляет собой две узкие линии на частотах $^{63}v_Q \approx 27.1(4)$ МГц, $^{65}v_Q \approx 25.1(4)$ МГц. В упорядоченной фазе при $T = 4.2$ К спектр ЯКР, как и спектры ЯМР при направлении магнитного поля вдоль оси c , превращается в два перекрывающихся дублета, соответствующих двум изотопам меди.

В общем случае локальное поле на ядре немагнитного иона меди в упорядоченной фазе определяется как дипольным полем, H_{dip} , создаваемым магнитными моментами ионов Cr³⁺, так сверхтонким полем, H_{hf} , связанным с переносом спиновой поляризации от ближайших магнитных соседей. В данной работе, проведен анализ дипольного вклада.

Ион меди в структуре CuCrO₂ находится между двумя соседними плоскостями, содержащие ионы хрома. Функция распределения магнитного момента по позициям r ионов хрома, $\mu(r)$, для каждой из двух плоскостей можно записать как:

$$\mu_1(r) = \mu I_1 \cos(Q_1 r) + \mu I_2 \sin(Q_1 r),$$

$$\mu_2(r) = \mu I_1 \cos(Q_2 r + \alpha) + \mu I_2 \sin(Q_2 r + \alpha).$$

Здесь I_1, I_2 — пара единичных ортогональных векторов, $Q = (q; q; 0)$ с $q = 0.329 \cdot 2\pi/a$ [1] — волновой вектор несоизмерности магнитной структуры, μ — амплитуда магнитного момента ионов хрома, a — период кристаллической решетки в плоскости ab , r — радиус-вектор позиций магнитных ионов Cr³⁺, α — фаза, определяющая взаимную ориентацию спинов в соседних плоскостях Cr³⁺.

Значения дипольных полей, создаваемых на позициях Cu магнитными моментами ионов Cr³⁺, были вычислены в пределах двух координационных сфер с использованием обычного выражения для H_{dip} :

$$H_{dip} = \sum \{3\mathbf{r}(\mu \cdot \mathbf{r}) - \mu r^2\}/r^5$$

где $r^2 = (x^2 + y^2 + z^2)$ — расстояние между Cu и Cr, $\mu = \mu_{eff}(\mu_x, \mu_y, \mu_z)$ — магнитный момент иона хрома, находящегося в позициях кристаллической решетки с координатами (x, y, z) . Величина моментов ионов хрома μ_{eff} предполагалась равной 3.89 мВ.

При несоизмеримых модуляциях локального поля в кристалле $H_{loc}(R)$ непрерывно принимает все значения между минимальным и максимальным значениями $H_{loc}(R)$, когда R пробегает по всем позициям Cu⁺ в кристалле. В этом случае форма линии ЯМР определяется распределением плотности локального поля

$$f(\omega) \sim |\gamma_n dH_{loc}/d\varphi|^{-1} (0 \leq \varphi \leq 2\pi).$$

Положение особенностей функции $f(\omega)$ находится из условия $dH_{loc}/d\varphi = 0$. [2]

В данной работе для расчета формы линий ЯМР и ЯКР использовалась специальная симуляционная программа, численно рассчитывающая энергетические уровни, на основе диагонализации матричных элементов полного гамильтониана (квадрупольного H_Q и зеемановского H_M) ядерной системы. Программа позволяла задавать пространственную ориентацию плоскости вращения магнитных моментов в слоях хрома, фазу α , а также значения волновых векторов Q_1 и Q_2 в них.

На рис. 1 представлены результаты симуляции экспериментальных спектров ЯМР изотопов ^{63,65}Cu в магнитоупорядоченной фазе оксида CuCrO₂ по-

ученных с помощью развертки поля на частоте $\nu_0 = 58$ МГц при температуре $T = 7$ К.

Хорошее соответствие теоретических и экспериментальных спектров ЯМР и ЯКР на $^{63,65}\text{Cu}$ достигнуто с учетом только дипольных полей, создаваемых на ионах меди, при условии, что магнитные моменты ионов Cr^{3+} лежат в плоскости ab .

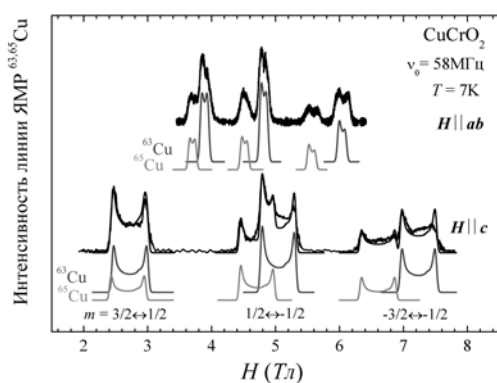


Рис. 1

Работа была поддержана грантом для молодых ученых Президента РФ (МК-1232.2011.2) РФФИ (гранты № 11-02-00354, No 09-02-00310), БРФФИ (№ Ф09К-017, No Ф10Р-152), УрО РАН (грант для молодых ученых (А.Ф.Садыков)).

1. K. Kimura, H. Nakamura, K. Ohgushi, and T. Kimura, Phys. Rev. B **78** (2008) 140401(R).
2. R. Blinc, Phys. Rep. **79**, 331 (1981).

Режим квантовой критичности в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ В.В. Глушков¹, И.И. Лобанова^{1,2}, М.А. Анисимов¹, А.В. Семенов¹, Н.Е. Случанко¹, В.Ю. Иванов¹,
С.В. Демишев¹, С.В. Григорьев³¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва 119991, Россия² НИТУ "МИСИС", Москва 119049, Россия³ Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, Гатчина 188300, Россия

По результатам исследования транспортных и магнитных свойств, выполненного в диапазоне температур 2–300 К в магнитных полях до 8 Тл, построена концентрационная фазовая диаграмма твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x < 0.3$). Показано, что рост концентрации железа приводит к понижению температуры, отвечающей максимальной амплитуде эффекта отрицательного магнитосопротивления (от $T_{\max}(x=0)=30$ К до $T_{\max}(x=0.158)=4$ К). В области $x > 0.2$ обнаружено степенное поведение магнитной восприимчивости $\chi(T) \sim T^{-\xi}$ с показателем, меняющимся от $\xi=0.62 \pm 0.02$ для $x=0.244$ до $\xi=0.47 \pm 0.02$ для $x=0.293$. Возникновение степенной зависимости $\chi(T)$ с $\xi < 1$, характерной для квантового критического режима, и подавление спин-поляризованной фазы при $x > 0.2$ указывает на возможный переход в квантовую критическую область, отвечающую формированию магнитной фазы Гриффитса со спиновыми нанокластерами.

Моносилицид марганца, являющийся базовым соединением для ряда твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, известен как классический пример магнетика с сильными спиновыми флуктуациями, в котором с понижением температуры в интервале $T < T_c \sim 29$ К спиновая плотность модулирована геликоидальной спиралью с периодом 18 нм [1]. С ростом давления T_c монотонно уменьшается и обращается в ноль при критическом значении $p_c \approx 1.46$ ГПа с появлением квантовой критической точки ($T_c(p_c)=0$) и возникновением нефермижидкостных эффектов [2]. Замещение марганца железом также приводит к подавлению критической температуры перехода в магнитное спиральное состояние, которая обращается в ноль при концентрации железа $x_c \sim 0.13$ [3]. Однако известные сценарии квантового критического поведения не согласуются с возникновением флуктуационной неупорядоченной магнитной фазы, обнаруженной в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ по данным малоуглового рассеяния нейтронов в узкой парамагнитной окрестности критической температуры ($\Delta T \approx 2-3$ К) [4].

Для ответа на вопрос о природе промежуточной магнитной фазы, формирующейся в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ в широкой окрестности x_c , в работе выполнены исследования транспортных и магнитных свойств монокристаллических образцов с содержанием железа до 30 ат.% в диапазоне температур 2–300 К в магнитных полях до 8 Тл. Удельное сопротивление образцов измерялось в стандартной четырехконтактной схеме. Намагниченность образцов исследовалась при помощи СКВИД-магнитометра Quantum Design MPMS-5. Контроль химического состава исследуемых образцов проводился на сканирующем электронном микроскопе JSM-5910LV с аналитической системой INCA ENERGY.

С ростом содержания железа температура перехода в спиральную магнитную фазу, определяемая по особенностям на кривых $\rho(T)$ для составов 5, 9 и 11 ат.% Fe, смещается в сторону низких температур, причем ее положение хорошо согласуется с зависимостью $T_c(x)$ [3–4]. Увеличение concentra-

ции железа также приводит к заметному росту остаточного сопротивления от $\rho_0 \approx 3,8$ мкОм·см для MnSi до $\rho_0 \approx 115$ мкОм·см для $\text{Mn}_{0.707}\text{Fe}_{0.293}\text{Si}$, причем концентрационные зависимости $\rho(x, T_0)$ обнаруживают выраженную аномалию вблизи $x=0,12 \approx x_c$ во всем исследуемом диапазоне температур.

В диапазоне концентраций $0 \leq x \leq 0,3$ в области температур 1,8–300 К магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho$ у $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ является отрицательным. Такое поведение свидетельствует о доминирующей роли магнитного рассеяния на локализованных магнитных моментах ионов Mn [5]. При этом наличие максимума на температурных зависимостях $\Delta\rho/\rho = f(T, H_0 = \text{const})$ при $H \geq 0,6$ Тл можно связать с переходом из парамагнитной фазы в спин-поляризованную фазу при понижении температуры. Увеличение концентрации растворенного железа приводит к подавлению максимальной амплитуды отрицательного магнитосопротивления, которая в поле 8 Тл падает от $\Delta\rho/\rho|_{\max} \sim 21\%$ для $x=0,054$ до $\Delta\rho/\rho|_{\max} \sim 1,2\%$ для $x=0,293$.

Анализ температурных разрезов $-\Delta\rho/\rho = f(T, H_0)$, взятых при фиксированных значениях магнитного поля, показывает, что для образцов с малым содержанием железа ($x < 0.1$) положение максимума $T_{\max}$ на зависимостях $-\Delta\rho/\rho = f(T, H_0)$ практически совпадает с T_c (рис.1). Ситуация меняется с ростом содержания железа выше $x=0.1$. Так, для твердого раствора $\text{Mn}_{0.892}\text{Fe}_{0.108}\text{Si}$ максимум на кривых $-\Delta\rho/\rho = f(T, H_0)$ появляется только в полях выше 2 Тл, при этом положение $T_{\max}$ смещается с ростом магнитного поля от $T_{\max} \approx 6$ К для $H_0=2$ Тл до $T_{\max} \approx 12$ К для $H_0=8$ Тл (рис.1). Аналогичный эффект смещения положения максимума $-\Delta\rho/\rho = f(T, H_0)$ наблюдается и для составов $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с большим содержанием железа.

Рост концентрации железа в ряду $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ приводит к качественному изменению магнитных характеристик. Так, для составов с $x < 0,13$ магнитная восприимчивость в парамагнитной фазе описывается законом Кюри-Вейсса $\chi \sim (T - \Theta)^{-1}$, который с

понижением температуры сменяется выходом на насыщение к значениям χ_0 , монотонно уменьшающимся с ростом x . Для промежуточного состава $\text{Mn}_{0.842}\text{Fe}_{0.158}\text{Si}$ закон Кюри-Вейсса не выполняется, при этом значения $\chi(T > 20 \text{ K})$ оказываются аномально высокими. С дальнейшим увеличением концентрации железа ($x > x_Q \sim 0.2$) наблюдается переход к степенной зависимости $\chi(T) \sim T^{-\xi}$ с показателем степени, убывающим с ростом x от $\xi = 0.62 \pm 0.02$ для $x = 0.244$ до $\xi = 0.47 \pm 0.02$ для $x = 0.293$. Возникновение степенной зависимости $\chi(T)$ с $\xi < 1$, характерной для квантового критического режима [6-7], заставляет предположить, что граница квантовой критической области у $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ расположена в окрестности $x_Q \sim 0.2$. При этом квантовые критические явления отвечают скорее протяженной области, а не выделенной точке, что указывает на возможное образование в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ фазы Гриффитса со спиновыми нанокластерами [8-9].

Если интерпретировать данные по отицательному магнитосопротивлению $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ в рамках модели Иосиды [5], то по асимптотике слабого поля $\Delta\rho/\rho(H) = -\chi_{\text{loc}}^2 H^2$ можно найти локальную восприимчивость χ_{loc} . Для малых концентраций $x < 0.2$ поведение $\chi_{\text{loc}}(T)$ в ряду $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ хорошо согласуется с температурными зависимостями магнитной восприимчивости $\chi(T)$ при $T > T_{\text{max}}$. При этом единый коэффициент пересчета между $\chi_{\text{loc}}(T)$ и $\chi(T)$ для всех исследованных составов ряда $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, на наш взгляд, подтверждает определяющее влияние магнитного рассеяния носителей заряда на зарядовый транспорт в легированной системе.

Результаты исследования транспортных и магнитных свойств твердых растворов замещения ряда $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ позволяют сопоставить положение различных особенностей на концентрационной магнитной фазовой диаграмме (рис. 2). Структура фазовой диаграммы показывает, что при промежуточных концентрациях железа ($x < x_Q$) спиральная магнитная (S) и парамагнитная (P) фазы оказываются разделенными областью (заштрихованная область на рис. 2), подобной спин-поляризованной фазе MnSi . Аномалии транспортных и магнитных свойств составов с $x > x_Q$ указывают на переход к режиму квантовой критичности, определяемому формированием магнитной фазы Гриффитса с спиновыми нанокластерами. Таким образом, составы с концентрациями $x = 0.244$ и 0.293 , по-видимому, попадают в квантовую критическую область $x > x_Q$, и требуют дополнительных исследований магнитных и транспортных свойств системы $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$.

Работа выполнена в рамках программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» и ФЦП «Научно-педагогические кадры инновационной России».

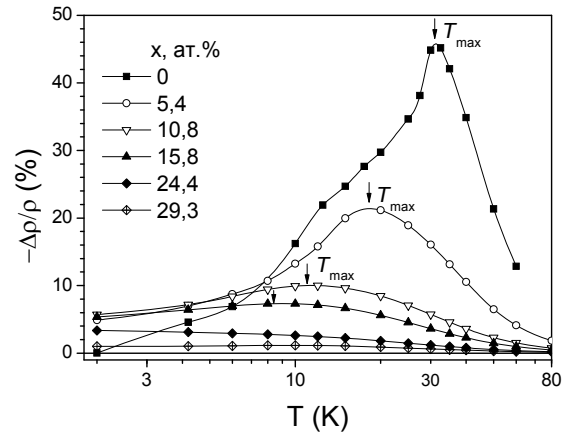


Рис. 1. Температурные зависимости $-\Delta\rho/\rho = f(T, H_0)$ для твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, построенные из данных магнитосопротивления при $H_0 = 8 \text{ Тл}$. Стрелками отмечено положение максимума T_{max} .

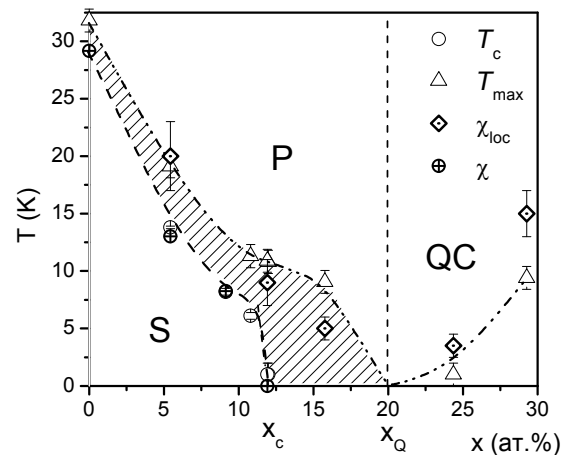


Рис. 2. Концентрационная фазовая диаграмма $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. S — спиральная магнитная фаза, P — парамагнитная фаза, QC — область квантовой критичности. Область, отвечающая спин-поляризованной фазе ($T < T_{\text{max}}$), выделена штриховкой

1. Y. Ishikawa, K. Tajima, D. Bloch, M. Roth, Sol. State Commun., **19**, 525 (1976).
2. S. Waki, Y. Nishihara, S. Ogawa, J. Magn. Magn. Mater., **31-34**, 275 (1983).
3. C. Pfleiderer, G.J. McMullan, S.R. Julian, and G.G. Lonzarich, Phys. Rev. B, **55**, 8330 (1997).
4. S.V. Grigoriev, V.A. Dyadkin, E.V. Moskvina, D. Lamago, Th. Wolf, H. Eckerlebe, S.V. Maleev, Phys. Rev. B., **79**, 144417 (2009).
5. S.V. Demishev, V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, M.A. Anisimov, V.Yu. Ivanov, T.V. Ishchenko, M.S. Karasev, N.A. Samarin, N.E. Sluchanko, V.M. Zimin, A.V. Semeno, Phys. Rev. B, **85**, 045131 (2012).
6. R.B. Griffiths, Phys. Rev. Lett., **23**, 17 (1969).
7. A.J. Bray, Phys. Rev. Lett., **59**, 586 (1987).
8. С.В. Демишев, ФТТ, **51**, 514 (2009).
9. S. Demishev, Phys. Stat. Sol. B, **247**, 676 (2010).

Магнитные фазовые превращения и магнитотранспортные свойства квазидвумерных интеркалированных соединений Fe_xTiS_2

А.В. Прошкин^{1,2}, Е.М. Шерокалова², Е.П. Проскурина², Н.В. Селезнева², А.С. Волегов², Н.В. Баранов^{1,2}

¹ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620990, Россия

² Институт естественных наук, Уральский федеральный университет, Екатеринбург 620083, Россия

С помощью измерений намагниченности, теплоемкости и магнитосопротивления показано, что соединения Fe_xTiS_2 в области концентраций $0.33 < x \leq 0.5$ обладают антиферромагнитным основным состоянием. В соединении $\text{Fe}_{0.5}\text{TiS}_2$ при $T < T_N = 140$ К реализуется индуцированный полем переход из антиферромагнитного (AF) в ферромагнитное (F) состояние, который сопровождается гигантским магниторезистивным эффектом. Обнаружено, что в области низких температур AF-F переход является необратимым.

Дихалькогениды переходных (М) металлов IV и V групп обладают слоистой кристаллической структурой, которая представляет собой чередующиеся трехслойные блоки X-M-X ($X = \text{S}, \text{Se}, \text{Te}$) из гексагонально-упакованных слоев металла и халькогена. Интеркаляция различных атомов между X-Ti-X блоками может приводить к исчезновению состояния с волной зарядовой плотности, возникновению сверхпроводимости [1] и к образованию различных магнитных состояний в случае интеркаляции атомами, обладающими магнитными моментами [2,3]. В системе Fe_xTiS_2 при небольшом содержании внедренных атомов Fe ($x < 0.25$) в области низких температур обнаружено существование состояния типа спинового или кластерного стекла, как и в большинстве других соединений, интеркалированных атомами 3d металлов [1]. Однако данные о характере упорядочения магнитных моментов Fe в Fe_xTiS_2 при более высоких концентрациях носят противоречивый характер. При $x > 0.4$ соединения Fe_xTiS_2 по типу магнитного упорядочения в разных работах относили как к ферромагнетикам [2], так и к антиферромагнетикам [4].

В настоящей работе методом твёрдофазного ампульного синтеза были синтезированы поликристаллические образцы соединений Fe_xTiS_2 с различным содержанием интеркалированных атомов Fe (до $x = 0.66$) и проведены измерения их электрического сопротивления, теплоемкости, восприимчивости и намагниченности. Аттестация образцов осуществлялась методами рентгеноструктурного анализа на дифрактометре Bruker D8 Advance в $\text{CuK}\alpha$ излучении. Магнитные измерения были выполнены с помощью СКВИД магнетометра (Quantum Design, USA) в магнитных полях с индукцией до 7 Тл. Измерения теплоемкости выполнены адиабатическим методом. Измерения температурных и полевых зависимостей сопротивления проведены с помощью установки DMS-1000 (Dryogenic, UK) в полях до 12 Тл.

Как показано на рис. 1, максимум магнитной восприимчивости, измеренной при $\mu_0 H = 0.1$ Тл, для соединения $\text{Fe}_{0.5}\text{TiS}_2$ наблюдается при температуре 140 К. Такое поведение восприимчивости характерно для веществ, обладающих антиферромагнитным (AF) упорядочением. Однако измерения в

ZFC и FC режимах при температурах ниже T_N выявили наличие терромагнитного гистерезиса, который существенно возрастает при увеличении поля, в котором проводится измерение. Электрическое сопротивление синтезированного образца $\text{Fe}_{0.5}\text{TiS}_2$ демонстрирует металлическое поведение в магнитоупорядоченном состоянии, в то время как в парамагнитной области сопротивление остается практически постоянным с увеличением температуры от 150 К до 300 К (см. рис. 1).

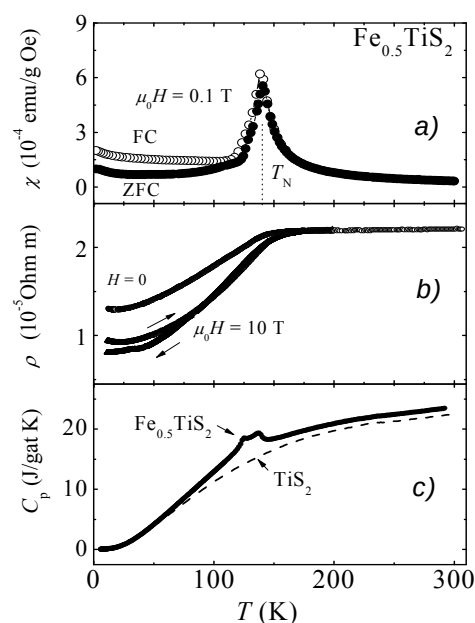


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости (a), электрического сопротивления (b) и теплоемкости (c) соединения $\text{Fe}_{0.5}\text{TiS}_2$. Пунктирной линией показана зависимость $C_p(T)$ для соединения-матрицы TiS_2 .

На температурной зависимости теплоемкости соединения $\text{Fe}_{0.5}\text{TiS}_2$, которая также представлена на рис.1, выявлено наличие аномалии не только при $T = T_N = 140$ К, но и при температуре 125 К. Последнее может указывать на то, что при $T_i = 125$ К происходит переход от одной антиферромагнитной структуры к другой.

При измерении полевых зависимостей намагниченности обнаружено, что приложение магнитного поля при $T < T_N$ приводит к фазовому переходу

ду из антиферромагнитного (AF) в ферромагнитное (F) состояние. При $T \leq 130$ K AF-F переход при увеличении поля до критического значения сопровождается гистерезисом, что характерно для фазовых переходов 1-го рода. Как и в других метамантиках, такой переход происходит, по-видимому, путем зарождения F фазы в AF матрице с последующим смещением межфазных границ. Из-за увеличения гистерезиса при охлаждении AF-F переход становится необратимым ниже 100 K. В области низких температур ширина петли гистерезиса $\mu_0 \Delta H$ достигает 10 Тл (рис. 2).

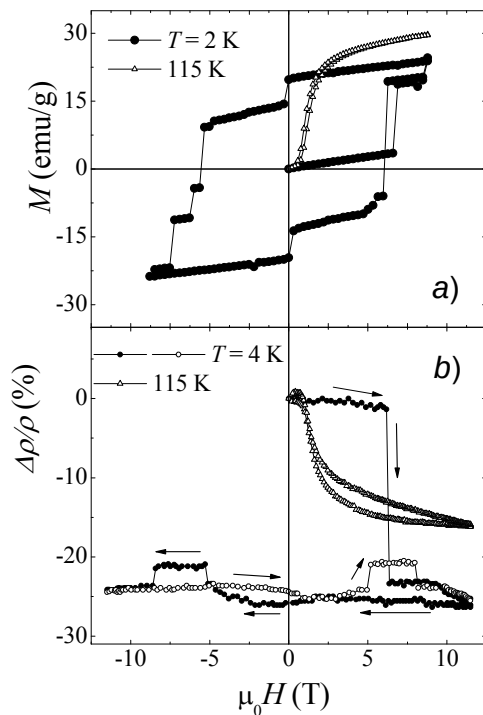


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности (a) и магнитосопротивления (b), измеренные при разных температурах на поликристаллическом образце $\text{Fe}_{0.5}\text{TiS}_2$

Антиферромагнитный характер основного магнитного состояния и существование индуцированного магнитным полем AF-F перехода в $\text{Fe}_{0.5}\text{TiS}_2$ подтверждается исследованиями поведения электросопротивления под действием магнитного поля. При измерениях зависимостей $\rho(T)$ в присутствии магнитного поля обнаружено значительное снижение электросопротивления при $T < T_N$. В области низких температур изменение ρ под действием поля достигает — 29 % (см. рис. 1b). Как следует из полевых зависимостей магнитосопротивления, представленных на рис. 2b, резкое падение сопротивления происходит при тех же значениях поля, при которых наблюдается скачок намагниченности, свидетельствующий об AF-F переходе. Гигантский магниторезистивный (ГМР) эффект ($|\Delta\rho/\rho|$ до 40 %) обнаружен также в соединении $\text{Fe}_{0.33}\text{TiS}_2$ с меньшей концентрацией Fe. Проявление

ГМР эффекта в соединении $\text{Fe}_{0.5}\text{TiS}_2$ может быть объяснено исчезновением щели в электронном спектре при переходе из AF в F состояние под действием поля. При отклонении от состава с $x = 0.5$ магнитное состояние соединений Fe_xTiS_2 , по-видимому, является более сложным и представляет собой антиферромагнитную матрицу с включениями областей ближнего ферромагнитного порядка.

Полученные данные позволяют предположить существование в $\text{Fe}_{0.5}\text{TiS}_2$ слоистой антиферромагнитной структуры с достаточно сильным ферромагнитным обменным взаимодействием внутри слоев Fe и слабым AF взаимодействием между слоями. При этом магнитные моменты ориентированы преимущественно перпендикулярно слою. Наличие метамантичного перехода в относительно небольших магнитных полях, а также большой гистерезис при AF-F переходе свидетельствуют о высокой магнитокристаллической анизотропии, которая может быть следствием существования ненулевого орбитального момента ионов Fe и влиянием кристаллического поля. Наличие орбитального момента (около $0.3 \mu_B$) было действительно выявлено в соединениях Fe_xTiS_2 с помощью экспериментов по рентгеновскому круговому дихроизму [5]. Энергия анизотропии в $\text{Fe}_{0.5}\text{TiS}_2$, по-видимому, превосходит по величине не только межподрешеточное (межплоскостное) обменное взаимодействие, но также Fe-Fe обменное взаимодействие внутри слоя. Поэтому поле смещения межфазных границ и, следовательно, величина гистерезиса при низких температурах определяется в основном внутрислоевым обменным взаимодействием.

Необычное поведение магнитных свойств соединения $\text{Fe}_{0.5}\text{TiS}_2$, необратимый характер AF-F перехода и большой гистерезис при перемагничивании, наблюдаемый в метастабильном F-состоянии являются следствием изинговского характера ионов Fe, интеркалированных в структуру TiS_2 .

Работа выполнена при поддержке программы УрО РАН (проект 12-T-1012) и РФФИ (проект №12-02-00778)

1. E. Morosan, H.W. Zandbergen, B.S. Dennis et al., *Nature Physics*, **2**, 544 (2006)
2. H. Negishi, A. Shoube, H. Takahashi et al., *J. Magn. Magn. Mat.*, **67**, 179 (1987)
3. N.V. Baranov, A.N. Titov, V.I. Maksimov et al., *J. Phys. Condens. Matter.*, **17**, 5255 (2005)
4. S.J. Muranaka, *Phys. Soc Jap.*, **35**, 616 (1973)
5. A. Yamasaki, S. Imada, A. Sekiyama et al., *Surface Review and Letters*, **9**, 961 (2002)

Двойной магнитный переход в EuB_6

В.В. Глушков¹, А.В. Семенов¹, А.В. Богач¹, С.В. Демишев¹, В.Ю. Иванов¹, Н.Е. Случанко¹, С.Ю. Гаврилкин², К.В. Мицен², А.В. Кузнецов³, А.В. Духненко⁴, Н.Ю. Шицевалова⁴, В.Н. Гурин⁵, J. Vanacken⁶, V. Moshchalkov⁶

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва 119991, Россия

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991 Россия

³ Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва 115409 Россия

⁴ Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАНУ, Киев 03680 Украина

⁵ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург 194021 Россия

⁶ Institute for Nanoscale Physics and Chemistry of KUL, Leuven B-3001 Belgium

По результатам исследований транспортных, магнитных и тепловых свойств EuB_6 , выполненных на монокристаллических образцах в постоянных (до 90 кЭ) и импульсных (до 350 кЭ) магнитных полях при температурах 2–300 К, обнаружено заметное увеличение намагниченности насыщения в ферромагнитной фазе $M(T \rightarrow 0) \approx 7,4 \mu_B$ по сравнению с магнитным моментом $^8S_{7/2}$ -состояния иона Eu^{2+} . Показано, что дополнительный вклад в спонтанную намагниченность ($M_0 \approx 0,4 \mu_B$) связан с формированием промежуточной магнитной фазы при $T < T_M \approx 15,6$ К. Из оценки параметров магнитного спектра, определяемого обменной энергией $J/k_B \approx 0,15$ К, и магнитной энтропии, достигающей значений $S_{\text{mag}}(T) \approx 3R \ln 2$ выше температуры Кюри $T_C \approx 13,9$ К, сделан вывод о необходимости учета эффектов спиновой поляризации зонных 5d-состояний при интерпретации магнитных свойств гексаборида европия.

Вопрос о природе двух последовательных фазовых переходов, предшествующих формированию ферромагнитной фазы в гексабориде европия, до настоящего времени остается открытым [1–5]. В рамках общепринятой спин-поляронной модели [1] считается, что максимум температурной зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$, наблюдаемый при $T_M \approx 15,6$ К (Рис. 1а), связан с «металлизацией» образца вследствие возникновения бесконечного проводящего кластера в системе магнитных поляронов, в то время как однородная ферромагнитная фаза формируется ниже температуры Кюри $T_C \approx 13,9$ К [2–4]. Однако, измерения спектров высокочастотного (60 ГГц) ЭПР в EuB_6 [5] не выявили эффектов, связанных с магнитным расслоением фаз и образованием магнитных поляронов в системе локализованных магнитных моментов Eu^{2+} ($^8S_{7/2}$).

В работе представлены результаты измерений магнитных, транспортных и тепловых свойств монокристаллических образцов EuB_6 , выполненных в магнитных полях до 350 кЭ при температурах 2–300 К. Для монокристаллов, выращенных различными методами, обнаружено, что магнитный момент в расчете на элементарную ячейку в ферромагнитной фазе при $T < 4,2$ К заметно превышает магнитный момент свободного иона Eu^{2+} ($7 \mu_B$). Из анализа полевых зависимостей намагниченности в области парапроцесса определена температурная зависимость спонтанной намагниченности EuB_6 $M(T)$ и момент насыщения $M(T \rightarrow 0) \approx 7,4 \mu_B$ (рис. 1б). Показано, что увеличение M_{sat} следует связать с дополнительным вкладом $M_0 \approx 0,4 \mu_B$, возникающим при формировании промежуточной магнитной фазы ниже T_M (рис. 1б) и сопровождающимся появлением аномалий на магнитной восприимчивости $\chi(T, H=0,8 \text{ кЭ})$ (рис. 1а) и магнитном вкладе в теплоемкость $C_{\text{mag}}(T)$ (рис. 1б). С учетом параметров спектра магнитных возбуждений, определяемого константой обмена $J/k_B \approx 0,15$ К, и оценки магнитной

энтропии, достигающей значений $S_{\text{mag}}(T) \sim 3R \ln 2$ при $T > T_C$, сделан вывод о необходимости учета эффектов спиновой поляризации зонных 5d-состояний гексаборида европия.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 11-02-00623, программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» и ФЦП «Научно-педагогические кадры инновационной России».

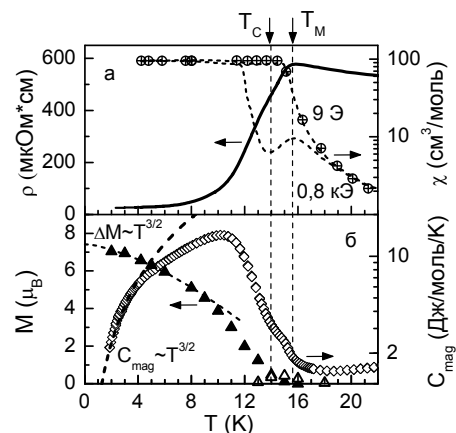


Рис. 1. (а) Удельное сопротивление ρ и магнитная восприимчивость χ , измеренная на СКВИД магнитометре (символы) и при помощи модуляционной методики (штриховые линии) в полях 9 и 800 Э. (б) Спонтанная намагниченность M и магнитный вклад в теплоемкость C_{mag} . Штриховыми линиями показан закон Блоха $\sim T^{3/2}$, определяемый изотропным квадратичным законом дисперсии магнонов с обменным интегралом $J/k_B \approx 0,15$ К.

1. U.Yu, B.I.Min, Phys. Rev. B, **74**, 094413 (2006).
2. S. Süllo et al., Phys. Rev. B, **57**, 5860 (1998).
3. В.В. Глушков и др., ЖЭТФ, **132**, 150 (2007).
4. M. Brooks et al., Phys Rev B, **70**, 020401 (2004).
5. A.V. Semeno et al., Phys Rev B, **79**, 014423 (2009).

Проявление сильной d-p гибридизации в спектрах фотолюминесценции $Zn_{1-x}M_xO$ (M-Mn,Co,Ni)

В.И. Соколов¹, В.А. Пустоваров², В.Н. Чурманов², Н.Б. Груздев¹, М.А. Уймин¹, А.Е. Ермаков¹

¹ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620990, Россия

² Уральский федеральный университет им. Первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург 620002, Россия

В последние годы активно изучается предсказанное теоретически ферромагнитное упорядочение полупроводниковых соединений $Zn_{1-x}M_xO$ (M-Mn,Co,Ni). В ходе исследований выявилось значительное различие оптических и люминесцентных свойств $Zn_{1-x}M_xO$ по сравнению с другими соединениями II-VI:Mn. Предварительный анализ показывает, что причиной является более сильная гибридизация между d-состояниями иона Mn^{2+} и p-состояниями иона кислорода O^{2-} , обусловленная значительно меньшим катион-анионным расстоянием в ZnO по сравнению с другими соединениями II-VI. Она приводит к выталкиванию далеко в запрещенную щель антисвязывающего состояния, переходы из которого в зону проводимости дают очень интенсивную широкую полосу поглощения в области энергий 2-3 эВ. Сильная d-p гибридизация приводит также к образованию связывающих состояний в валентной зоне, которые проявляются в спектре возбуждения фотолюминесценции нанокристаллов $Zn_{1-x}M_xO$ в виде широких пиков при энергиях возбуждения в диапазоне 3,5-5,5 эВ [1].

В данной работе впервые приводятся результаты исследования спектров

для $Zn_{1-x}Co_xO$, обусловленные излучательными переходами через донорные (0/+) и акцепторные (0/-) уровни ионов Ni^{2+} и Co^{2+} . Высокоэнергетические края наблюдаемых полос фотолюминесценции хорошо коррелируют с низкоэнергетическими краями полос переноса заряда, наблюдаемым в спектрах поглощения соединений $Zn_{1-x}Ni_xO$ и $Zn_{1-x}Co_xO$. Излучательные переходы через донорные (0/+) и акцепторные (0/-) уровни эффективны за счет заметного подмешивания зонных состояний к d-функцим. Отметим для сравнения, что в других соединениях II-VI, легированных Ni или Co, излучательные переходы с переносом заряда, как правило, не наблюдаются. Это обусловлено более эффективным Оже-процессом безызлучательной передачи возбуждения в d оболочку с последующим внутрицентровым излучением.

В спектрах возбуждения фотолюминесценции при энергиях световых квантов, больших ширины запрещенной зоны, наблюдается широкая полоса с максимумом при энергии 6 эВ. Для $Zn_{1-x}Mn_xO$ ($x=0.01$) также наблюдается аналогичный рост интенсивности с максимумом при 6 эВ. Мы полагаем, что для ионов Mn^{2+} , Co^{2+} и Ni^{2+} в решетке оксида цинка проявляется сильная гибридизация их d-состояний с p-состояниями ионов кислорода, за счет которой в валентной зоне этих материалов возникают широкие полосы искаженных состояний. В данной работе спектры люминесценции и возбуждения фотолюминесценции обсуждаются с учетом реального положения донорных (0/+) и акцепторных (0/-) уровней 3d примесей относительно зонных состояний, что также влияет на степень d-p гибридизации между d-состояниями иона M^{2+} (M-Mn,Co,Ni) и p-состояниями иона кислорода O^{2-} .

Работа выполнена при поддержке гранта УрО РАН № 12-У-2-1030.

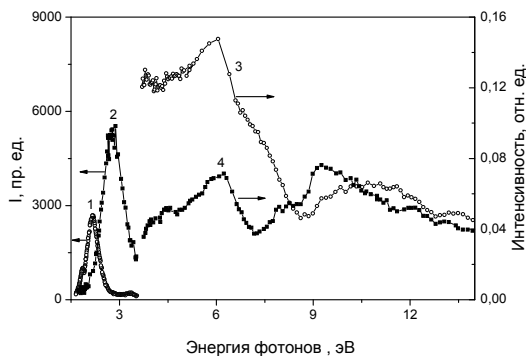


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции $ZnO:Ni$ (1) и $ZnO:Co$ (2) и возбуждения фотолюминесценции $ZnO:Ni$ (3) и $ZnO:Co$ (4). Кривая (4) увеличена в 5 раз.

фотолюминесценции $Zn_{1-x}Mn_xO$, $Zn_{1-x}Co_xO$, $Zn_{1-x}Ni_xO$ при возбуждении синхротронным излучением в диапазоне 4-20 эВ с временным разрешением в интервале 1-90 ns при температуре 8K. На рисунке 1 представлены спектры фотолюминесценции и возбуждения фотолюминесценции для монокристаллов $Zn_{1-x}Co_xO$, $Zn_{1-x}Ni_xO$ с концентрациями $x=0.007$ и $x=0.002$ соответственно при энергии возбуждения 6,2 эВ. В спектрах фотолюминесценции видны две полосы для кристалла $Zn_{1-x}Ni_xO$ и одна

1. Н.Б. Груздев, В.И. Соколов, А.Е. Ермаков, М.А. Уймин, А.А. Мысик, В.А. Пустоваров, ЖЭТФ, **138**, 2, 261 (2010).

Подавление низкотемпературного зарядово-упорядоченного антиферромагнитного состояния в стехиометрическом наноразмерном манганите $\text{La}_{0.50}\text{Ca}_{0.50}\text{MnO}_3$

С.В. Труханов

Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, 220072 Минск, Белоруссия
{e-mail : truhanov@iftf.bas-net.by}

С использованием пошагового восстановительно-окислительного метода синтезированы два стехиометрических керамических образца манганита $\text{La}_{0.50}\text{Ca}_{0.50}\text{MnO}_3$, отличающихся средним размером кристаллита. Первый образец состоит из микрокристаллитов со средним размером $\langle D \rangle \sim 6 \mu\text{m}$, в то время как второй – из нанокристаллитов с $\langle D \rangle \sim 140 \text{ nm}$. Уменьшение размера кристаллита влечет заметное уменьшение объема элементарной ячейки. Установлено, что с уменьшением температуры первый образец испытывает два последовательных магнитных фазовых перехода: ферромагнетик-парамагнетик при $T_C \sim 235 \text{ K}$ и ферромагнетик-антиферромагнетик при $T_N \sim 210 \text{ K}$. Второй образец испытывает только один магнитный фазовый переход парамагнетик-ферромагнетик при $T_C \sim 170 \text{ K}$. Увеличение внешнего магнитного поля ведет к возрастанию T_C и уменьшению T_N для первого образца, в то время как T_C для второго образца остается постоянной. Предложена причина и механизм подавления низкотемпературного зарядово-упорядоченного антиферромагнитного состояния в стехиометрическом наноразмерном манганите $\text{La}_{0.50}\text{Ca}_{0.50}\text{MnO}_3$.

Система замещенных манганитов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ обладает богатым соотношением фазовых состояний, которые определяются как внутренними (катионная стехиометрия и структурные параметры), так и внешними (температурное, магнитное, барическое и др. поля) факторами. Основным состоянием для образцов с $0.15 \leq x < 0.50$ является ферромагнитное металлическое состояние [1]. Фазовая граница при $x \sim 0.50$ представляет наибольший интерес для исследователей, т.к. при этой концентрации наблюдается переход от ферромагнитного металлического (FM) к антиферромагнитному диэлектрическому (AFI) состоянию. Образец с $x = 0.50$ при охлаждении испытывает вначале переход к ферромагнитному металлическому состоянию, а затем к зарядово-упорядоченному антиферромагнитному диэлектрическому состоянию [2]. Низкотемпературный переход является переходом первого рода [3]. Зарядово-упорядоченная фаза является несоизмеримой [4].

Магнитное фазовое состояние манганитов является следствием конкуренции между ферромагнитным двойным обменом и антиферромагнитным сверхобменом, которая в свою очередь определяется внутренними факторами. Чем больше ширина e_g электронной зоны [5], тем сильнее выражены ферромагнитные и металлические свойства. Хорошо известно, что размеры кристаллита могут серьезно изменять магнитные свойства керамики [6]. В работе [7] установлено, что для манганита $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ с уменьшением среднего размера кристаллита до $\sim 30 \text{ nm}$ наблюдается значительное (на 50 K) увеличение T_C до 300 K. Это объясняется конкуренцией двух размерных эффектов: фрустрацией косвенных обменных взаимодействий $\text{Mn}^{3+}\text{-O-Mn}^{4+}$ на поверхности нанокристаллита и сжатием кристаллической решетки под действием сил натяжения поверхностного слоя нанокристаллита. Действие сил поверхностного натяжения аналогично действию гидростатического давления, которое как правило, увеличивает ширину электронной зоны W ,

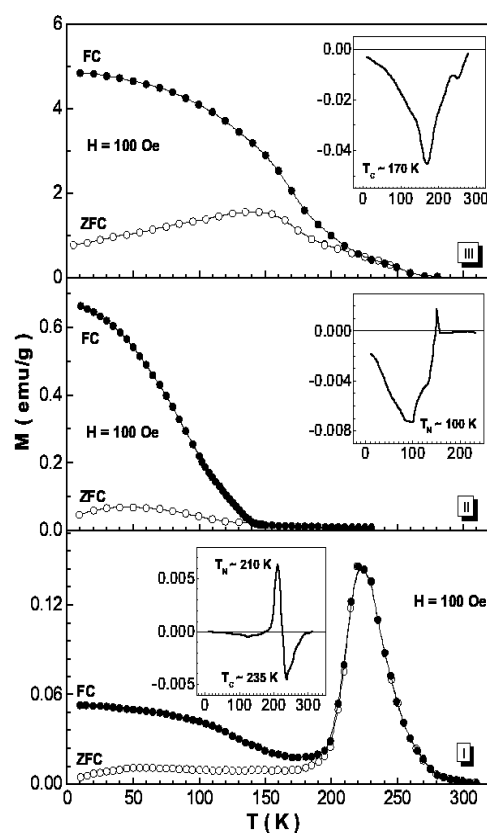


Рис. 1. Температурная зависимость ZFC (светлые символы) и FC (темные символы) кривых удельного магнитного момента в магнитном поле 100 Ое для образцов: стехиометрического $\text{La}_{0.50}\text{Ca}_{0.50}\text{MnO}_3$ с микрокристаллитами (I), анион-дефицитного $\text{La}_{0.50}\text{Ca}_{0.50}\text{MnO}_{2.50}$ с нанокристаллитами (II) и стехиометрического $\text{La}_{0.50}\text{Ca}_{0.50}\text{MnO}_3$ с нанокристаллитами (III). Вставка демонстрирует температурную производную FC кривой.

а следовательно стабилизирует ферромагнитное металлическое состояние, причем, чем выше значение W , тем слабее влияние давления [8]. Целью настоящей работы было установление зависимости между средним размером кристаллита кера-

мики манганита $\text{La}_{0.50}\text{Ca}_{0.50}\text{MnO}_3$ и его основным магнитным состоянием.

Процедура получения образцов приведена в [9]. Рентгенофазовый анализ полученных образцов был проведен на дифрактометре ДРОН-3М в $\text{Cu-K}\alpha$ излучении при комнатной температуре в интервале углов $20^\circ \leq 2\theta \leq 80^\circ$. Для отфильтровывания $\text{K}\beta$ излучения применялся графитовый монохроматор. Наблюдение топографии поверхности скола исследуемых образцов осуществлялось с помощью растрового электронного микроскопа марки LEO1455VP фирмы «Carl-Zeiss». Рентгеноспектральный микроанализ проводился с использованием энергодисперсионного SiLi – полупроводникового детектора фирмы «Röntec» Германия. Средний размер кристаллита был оценен также по формуле Шеррера. Исследования удельного магнитного момента были выполнены с помощью Liquid Helium Free High Field Measurement System (by Cryogenic Ltd, London, UK) в интервале температур $4 \div 310$ К и полей $0 \div 140$ кОе. Были выполнены измерения в зависимости от температуры в разных полях в режиме отогрева после охлаждения без поля (ZFC) и в поле (FC). Измерения магнитного момента в режиме полевого охлаждения (FC) были выполнены в прямом и обратном направлении изменения температуры. Температура магнитного упорядочения ($T_{\text{мо}}$) определялась по температурной зависимости FC-кривой, как точка перегиба, т.е. как точка минимума производной FC-кривой по температуре. Спонтанный магнитный момент (σ_s) приходящийся на один катион марганца был определен линейной экстраполяцией полевой зависимости магнитного момента при нулевом поле.

Полученные образцы характеризовались структурой перовскита ($\text{SG} = \text{Pnma}$, $Z = 4$) с Орторомбической симметрией элементарной ячейки. Параметры ячейки составляли: $a = 5.415$ Å, $b = 7.639$ Å и $c = 5.428$ Å. Объем элементарной ячейки образца с нанокристаллитами был на $\sim 10\%$ меньше объема элементарной ячейки образца с микрокристаллитами. Более детальные структурные данные будут представлены позже. Образец с микрогранулами имел средний размер частиц ~ 5.964 µm, в то время как образец с наногранулами — ~ 138 nm.

С уменьшением температуры образец с микрокристаллитами испытывает два последовательных магнитных фазовых перехода: ферромагнетик-парамагнетик при $T_C \sim 235$ К и ферромагнетик-антиферромагнетик при $T_N \sim 210$ К (рис. 1).

Стехиометрический образец с нанокристаллитами испытывает только один магнитный фазовый переход парамагнетик-ферромагнетик при $T_C \sim 170$ К. Увеличение внешнего магнитного поля ведет к возрастанию T_C (до 242 К в поле 11 кОе) и уменьшению T_N (до 165 К в поле 11 кОе) для пер-

вого образца, в то время как T_C для второго образца остается постоянной.

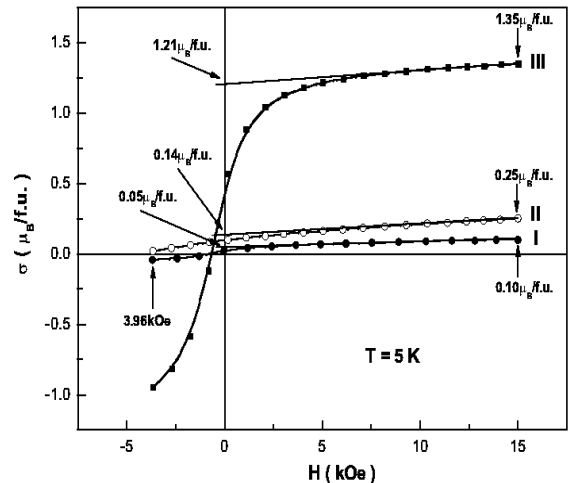


Рис. 2. Полевая зависимость атомного магнитного момента при 5 К для образцов: стехиометрического $\text{La}_{0.50}\text{Ca}_{0.50}\text{MnO}_3$ с микрокристаллитами (I), анион-дефицитного $\text{La}_{0.50}\text{Ca}_{0.50}\text{MnO}_{2.50}$ с нанокристаллитами (II) и стехиометрического $\text{La}_{0.50}\text{Ca}_{0.50}\text{MnO}_3$ с нанокристаллитами (III).

При 170 К магнитный момент в поле 11 кОе для микрообразца равен ~ 2.66 $\mu_B/\text{f.u.}$, что указывает на $\sim 76\%$ полностью параллельного упорядочения всех спинов катионов Mn^{3+} ($\mu_{\text{total}} = 4$ μ_B) и Mn^{4+} ($\mu_{\text{total}} = 3$ μ_B). При 5 К спонтанный магнитный момент для микрообразца составляет ~ 0.05 $\mu_B/\text{f.u.}$ (рис. 2). При 5 К спонтанный магнитный момент для нанообразца составляет ~ 1.31 $\mu_B/\text{f.u.}$, что составляет $\sim 37\%$ параллельного упорядочения всех спинов катионов Mn^{3+} и Mn^{4+} .

Таким образом, уменьшение среднего размера кристаллита керамики манганита $\text{La}_{0.50}\text{Ca}_{0.50}\text{MnO}_3$ до нано уровня подавляет основное зарядово-упорядоченное антиферромагнитное состояние за счет фрустрации косвенных обменных взаимодействий $\text{Mn}^{3+}\text{-O-Mn}^{4+}$ на поверхности нанокристаллита и сжатием кристаллической решетки под действием сил поверхностного натяжения [10].

1. J.W. Lynn, R.W. Erwin et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 4046 (1996).
2. M. Roy, J.F. Mitchell et al., J. Phys.: Condens. Matter **11**, 4843 (1999).
3. P.G. Radaelli, D.E. Cox et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 4488 (1995).
4. C.H. Chen, S.W. Cheong, Phys. Rev. Lett. **76**, 4042 (1996).
5. Y. Moritomo, A. Asamitsu et al., Phys. Rev. B **51**, 16491 (1995).
6. P. Levy, F. Parisi et al., Phys. Rev. B **62**, 6437 (1995).
7. K.S. Shankar, S. Kar et al., Solid State Commun. **129**, 479 (2004).
8. С.В. Труханов и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 36 (2006).
9. S.V. Trukhanov, I.O. Troyanchuk et al., **66**, 184424 (2002).
10. С.В. Труханов, А.В. Труханов и др., ФТТ **50**, 849 (2008).

Кристаллическая структура и магнитные свойства перовскитоподобных оксидов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Fe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$, $x = 0, 1/2, 1$

В.В. Вишнякова, С.Я. Истомин, М.В. Лобанов, О.С. Волкова, А.Н. Васильев

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

Исследованы кристаллическая структура и магнитные свойства в системе $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Fe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$ и обнаружено, что по мере замещения La на Sr преимущественно антиферромагнитный характер упорядочения сменяется ферромагнитным, причем наивысшая температура Кюри и намагниченность насыщения достигаются в $\text{La}_{1/2}\text{Sr}_{1/2}\text{Fe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$.

Сложные оксиды переходных металлов, содержащие в своем составе два различных В-катиона $\text{A}_2(\text{B},\text{B}')_2\text{O}_6$ (двойные перовскиты), в зависимости от природы В-катионов и степени их упорядочения в кристаллической структуре, проявляют различные магнитные и электрические свойства. Так, $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_6$ проявляют существенный отрицательный магниторезистивный эффект [1], а $\text{SrFe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$ может использоваться в качестве анодного материала в твердооксидном топливном элементе [2].

Целью настоящей работы был синтез и исследование кристаллической структуры и магнитных свойств перовскитов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Fe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$, $x = 0, 1/2$ и 1. Несмотря на то, что система $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Fe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$ известна достаточно давно [3–5], в данных по структуре и свойствам этих соединений имеется ряд противоречий. Образцы $\text{LaFe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$ и $\text{La}_{1/2}\text{Sr}_{1/2}\text{Fe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$ были синтезированы отжигом стехиометрических смесей La_2O_3 , Fe_2O_3 , MoO_3 , Mo и Sr_3MoO_6 при 1150°C , 24 часа в токе $\text{Ar}/\text{H}_2(9\%)$. Образец $\text{SrFe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$ был получен цитратным методом из $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Fe}(\text{C}_2\text{O}_4)\cdot 2\text{H}_2\text{O}$ и $(\text{NH}_4)_6\text{Mo}_7\text{O}_{24}\cdot 4\text{H}_2\text{O}$ с последующим отжигом при 1000°C , 24 часа в токе $\text{Ar}/\text{H}_2(9\%)$. Из рентгенографических данных следует, что в структуре соединений $x = 0$ и $1/2$ (структурный тип GdFeO_3 , пр. гр. Pbnm ($x = 0$: $a = 5.583(3)\text{\AA}$, $b = 5.611(3)\text{\AA}$, $c = 7.902(3)\text{\AA}$; $x = 1/2$: $a = 5.564(3)\text{\AA}$, $b = 5.580(2)\text{\AA}$, $c = 7.872(4)\text{\AA}$) отсутствует упорядочение катионов Fe и Mo. Рентгенограмма $\text{SrFe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$ может быть проиндексирована в тетрагональной I-центрированной ячейке ($a = 5.577(2)\text{\AA}$, $c = 7.841(3)\text{\AA}$).

Замена La на Sr в А-позиции двойных перовскитов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Fe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$ ($x = 0, 1/2, 1$) сопровождается изменением формальной валентности Mo от +3 до +6, хотя следует допускать также появление нецелочисленных валентностей ионов переходных металлов. При увеличении параметра x антиферромагнитный порядок в указанной системе трансформируется к ферромагнитному упорядочению, как показано на рисунках 1 и 2, причем наивысшая температура и намагниченность насыщения достигаются при $x = 1/2$. На основании данных нейтронографии установлено, что магнитная структура соединения $x = 1/2$ отвечает антиферромагнетику G-типа.

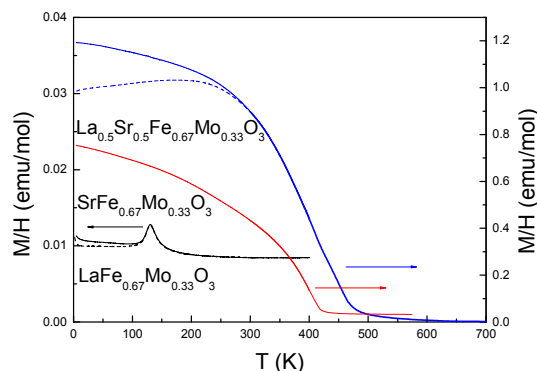


Рис. 1. Температурные зависимости приведенной намагниченности $\text{LaFe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$, $\text{SrFe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$, $\text{La}_{1/2}\text{Sr}_{1/2}\text{Fe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$, измеренные в режимах охлаждения в поле (сплошные линии) и без поля (пунктирные линии).

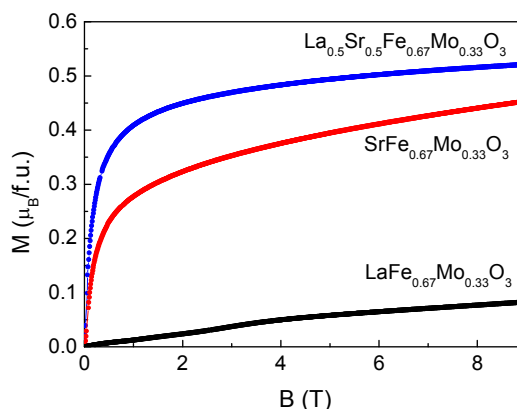


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности $\text{LaFe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$, $\text{SrFe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$, $\text{La}_{1/2}\text{Sr}_{1/2}\text{Fe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$, измеренные при 2K.

1. Kobayashi K.-I. et al., Nature, **395**, 677 (1998).
2. Guoliang Xiao et al., J. of Power Sources, **195**, 8071 (2010).
3. Базуев Г.В. и др., Неорг. Мат., **22**, 434 (1986).
4. Базуев Г.В. и др., ЖНХ, **41**, 2000 (1996).
5. M. del C. Viola et al., J. Solid State Chem., **175**, 252 (2003).

Новые магнитные фазы в пирохлорном антиферромагнетике $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$

В.Н. Глазков¹, С.С. Сосин¹, Г. Балакришнан², М.Р. Ли², О.А. Петренко²
¹ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334, Россия
² Department of Physics, University of Warwick, Coventry CV4 7AL, UK

Представлены результаты измерений продольной и поперечной компонент намагниченности, а также спектров магнитного резонанса в упорядоченном состоянии гейзенберговского антиферромагнетика на пирохлорной решетке $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$, выполненных на монокристаллических образцах. При направлении внешнего магнитного поля вдоль оси [100] кристалла в диапазоне полей ниже 10 кЭ обнаружены ранее неизвестные фазы, в то время как фазовые диаграммы в области сильных полей практически одинаковы для всех направлений внешнего поля. Обсуждаются типы наблюдаемых фазовых переходов, их возможная связь с искажениями кристаллической структуры, а также симметричные свойства обнаруженных фаз.

Гейзенберговские антиферромагнетики на пирохлорной решетке интенсивно исследуются теоретически и экспериментально (обзор работ содержится в [1]). Интерес к данным системам связан с геометрической фрустрацией обменных взаимодействий между ближайшими соседями на ГЦК решетке правильных тетраэдров, приводящей к макроскопическому вырождению магнитного основного состояния. В результате такие системы остаются в спин-жидкостном состоянии вплоть до температур, много меньших температуры Кюри-Вейсса Θ_{CW} , а образование дальнего порядка происходит за счет влияния более слабых взаимодействий, таких как дипольное, магнитная анизотропия и обмены между следующими за ближайшими соседями. Наилучшим объектом исследования среди реальных систем считается пирохлорное соединение $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ (магнитный ион Gd^{3+} : $S=7/2$, $L=0$), в котором $\Theta_{\text{CW}} \approx 10$ К, а упорядочение происходит посредством двух переходов при $T_{\text{N1}} \approx 1.0$ К и $T_{\text{N2}} \approx 0.75$ К [1]. Экспериментально установлено наличие нескольких магнитных фаз в $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ во внешнем поле [2,3], однако, их структура и природа фазовых переходов остаются неясными. Были получены результаты для всех основных направлений внешнего поля, за исключением оси 4-го порядка [100]. Данное исследование показывает принципиальное отличие влияния поля, приложенного вдоль [100], позволяя сделать предположения о характере переходов, наблюдаемых в $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$.

Измерения проводились на монокристаллических образцах. Продольная статическая намагниченность $M_{\parallel}$ изучалась на SQuID магнетометре Quantum Design в диапазоне полей до 90 кЭ. Минимальная температура измерений составляла 0.5 К. Поперечная компонента намагниченности $M_{\perp}$ определялась при помощи емкостного измерителя крутящего момента $T=[M \times H]$. Относительная величина $M_{\perp}$ извлекалась из зависимостей емкости ячейки от поля или температуры. Спектры магнитного резонанса были получены на спектрометре проходного типа в широком диапазоне частот при температурах от 0.4 К.

В экспериментах изучены свойства нескольких фаз, переходы между которыми показаны на рис. 1.

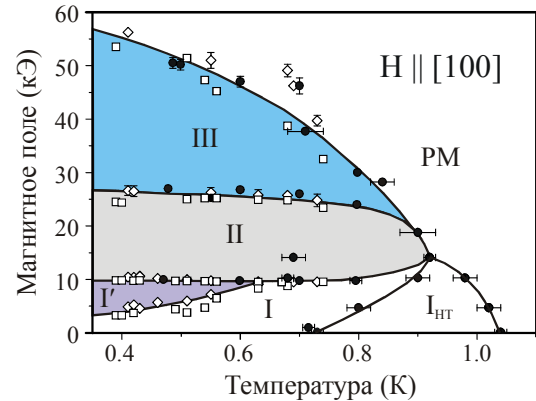


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$, полученная из измерений продольной (закрытые символы) и поперечной (открытые символы) компонент намагниченности при $H \parallel [100]$. Не закрашены фазы с $M_{\perp}=0$.

Особенность фаз I и IHT состоит в том, что в них $M_{\perp}=0$. Это свидетельствует о сохранении кубической или тетрагональной симметрии исходной магнитной структуры в слабом поле, приложенном вдоль [100]. С увеличением поля (фаза I' при $T < 0.6$ К) $M_{\perp}$ скачкообразно увеличивается, вероятно, в связи с моноклонизацией магнитной структуры, разрушаемой при более высокой температуре. Дальнейшее увеличение поля вызывает переход 1-го рода (из фазы I или I' в фазу II), тогда как между фазами II и III осуществляется переход 2-го рода. При других ориентациях образца симметрия исходной фазы сразу нарушается магнитным полем (фазы I и I' при $H \neq 0$ отсутствуют), а высокополевая фаза III образуется при переходе 1-го рода в полях около 30 кЭ. Таким образом, при $H \parallel [100]$ наблюдаются два магнитных перехода, первый из которых может сопровождаться деформациями решетки и поэтому оказывается переходом 1-го рода. Для менее симметричных направлений переход в слабом поле отсутствует, поэтому деформации будут вызываться оставшимся магнитным переходом.

1. J.S. Gardner, M.J.P. Gingras and J.E. Greedan, Rev. Mod. Physics **82**, 53 (2010).
2. O.A. Petrenko *et al.*, Phys. Rev. B **70**, 012402 (2004).
3. V.N. Glazkov, C. Marin and J.-P. Sanchez, J. Phys.: Condens. Matter **18**, L429 (2006).

Термодинамические свойства в семействе редкоземельных кобальтитов $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{CoO}_{3-\delta}$ ($x = 0 - 0.2$)

Т.М. Васильчикова¹, О.С. Волкова¹, Т.Г. Кузьмова¹, А.А. Каменев¹, А.Р. Кауль¹, R. Klingeler², Ю. Крупская³,
М. Abdel-Hafiez³, B. Büchner³, А.Н. Васильев¹

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия

² Kirchhoff Institut for Physics, University of Heidelberg, 69120 Heidelberg, Germany

³ Leibniz Institute for Solid State and Materials Research, IFW Dresden, 01171 Dresden, Germany

В настоящей работе были исследованы температурные зависимости магнитной восприимчивости, теплоемкости и полевые зависимости намагниченности в системе твердых растворов $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{CoO}_{3-\delta}$. Выбор ионов Eu^{3+} среди редкоземельных металлов обусловлен тем, что они имеют наполовину заполненную электронную f-оболочку и, как следствие, нулевой магнитный момент. Это позволяет исследовать довольно малый вклад подсистемы переходного металла Co^{3+} . Ионы Ca^{2+} среди щелочных металлов были выбраны из-за различия в ионном радиусе с Eu^{3+} и ожидался сдвиг спиновых переходов в область более низких температур.

Установлено, что в результате синтеза частичное замещение ионов Eu^{3+} на ионы Ca^{2+} не уменьшает степень окисления части ионов Co^{3+} , но приводит к появлению вакансий кислорода с параметром нестехиометрии $\delta = x/2$. Каждая кислородная вакансия уменьшает локальную координацию двух соседних ионов Co^{3+} из октаэдрической в пирамидальную. Это приводит к появлению магнитоактивных ионов Co^{3+} , формирующих магнитный димер. Таким образом, эти димеры определяют характер магнитного поведения в области низких температур.

Обнаружено, что температурная зависимость магнитной восприимчивости помимо вклада от димеров содержит значительный вклад, обусловленный Ван Флековским магнетизмом ионов Eu^{3+} . При высоких температурах имеет место переход ионов

присутствия дополнительного вклада в намагниченность в области высоких температур.

Таким образом, вычитая из экспериментальной кривой вклад, обусловленный Ван-Флековским магнетизмом ионов Eu , мы можем выделить вклад магнитной подсистемы ионов Co^{3+} .

На зависимости теплоемкости для образца $\text{Eu}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{CoO}_{2.9}$ (рис. 1) наблюдается слабо выраженная аномалия Шоттки-типа в области низких температур. Очевидно, что наряду с решеточным вкладом, присутствует вклад от магнитных димеров, образованных ионами кобальта Co^{3+} в пирамидальном кислородном окружении. Таким образом, температурная зависимость теплоемкости $C(T)$ может быть описана суммой этих двух вкладов. Значение обменного взаимодействия в димере составляет ~ 3.3 К, что хорошо согласуется с данными, полученными из магнитных измерений.

На основании полученных данных можно установить концентрационную зависимость энергетической щели Δ в семействе соединений $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{CoO}_{3-\delta}$ (Рис. 2). Очевидно, что щель быстро уменьшается в диапазоне концентраций Ca $0 < x < 0.2$, достигая $\Delta = 1050$ К в $\text{Eu}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{CoO}_{2.9}$. Экстраполяция концентрационной зависимости с помощью полинома демонстрирует, что щель зануляется при $x = 0.365$. По-видимому, эта концентрация является пределом растворимости для $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{CoO}_{3-\delta}$.

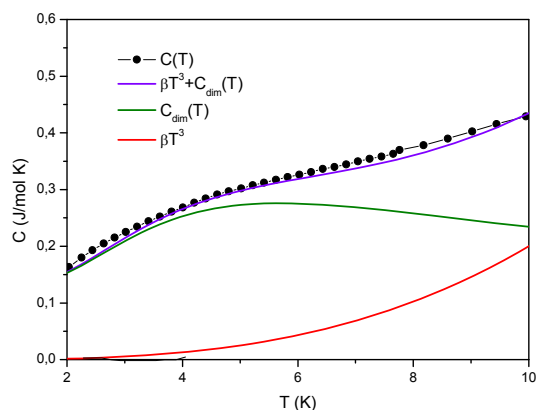


Рис. 1. Различные вклады в теплоемкость $\text{Eu}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{CoO}_{2.9}$ Co^{3+} в октаэдрическом окружении из низкоспинового в высокоспиновое состояние, что отражается в

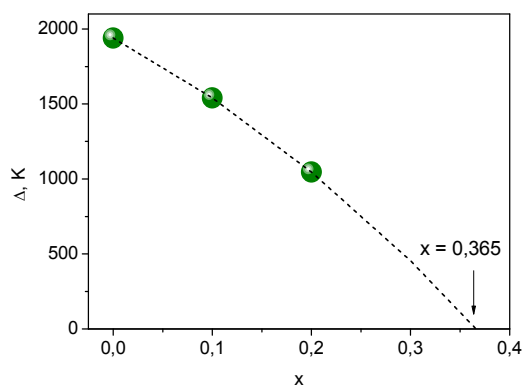


Рис. 2. Концентрационная зависимость энергетической щели Δ в семействе соединений $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{CoO}_{3-\delta}$ ($x = 0, 0.1$ и 0.2)

Спиновая динамика в новом слоистом антимонате $\text{Na}_4\text{FeSbO}_6$

Е.А. Зверева¹, О.А. Савельева¹, Т.В. Французенко¹, Я.Д. Титов¹, В.Б. Налбандян², J.-Y. Lin³, Ю. Крупская⁴,
А.Н. Васильев¹, B. Büchner⁴

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва 119992, Россия

² Химический факультет ЮФУ, Ростов-на-Дону 344090, Россия

³ National Chiao Tung University, Hsinchu, Taiwan, 300 R.O.C.

⁴ Leibniz Institute for Solid State and Materials Research IFW Dresden, D-01069 Germany

Исследованы магнитные свойства и спиновая динамика в новом антимонате $\text{Na}_4\text{FeSbO}_6$. Соединение имеет слоистую структуру со сверхрешеткой типа $\alpha\text{-NaFeO}_2$ (группа P3_112) с чередованием слоев крупных и мелких катионов [1]. Соединения этого типа интересны как электродные материалы литиевых источников тока или как твердые электролиты.

Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ демонстрируют пологий максимум при $T_m = 65 \pm 2$ К, возможно указывающий на низкоразмерный характер магнитных корреляций в $\text{Na}_4\text{FeSbO}_6$ (рис. 1). При понижении температуры, однако, χ возрастает и при $T < 40$ К наблюдается расхождение зависимостей $\chi(T)$ при измерении в режимах охлаждения в поле (FC) и без поля (ZFC). Анализ $\chi(T)$ в парамагнитной области показал, что только при $T > 300$ К существует область выполнения закона Кюри-Вейсса, что свидетельствует о типичной для низкоразмерных магнетиков протяженной области корреляций ближнего магнитного порядка.

Из аппроксимации по закону Кюри-Вейсса установлено, что эффективный магнитный момент составил $\mu_{\text{eff}} \approx 5.9 \mu_B/\text{f.u.}$, что хорошо согласуется с теоретическими оценками, в предположении, что магнетизм в $\text{Na}_4\text{FeSbO}_6$ обусловлен ионами Fe^{3+} в высокоспиновом состоянии $S=5/2$ с g-фактором $g=2$. Температура Вейсса принимает большие положительные значения $\Theta \sim 130$ К, свидетельствуя

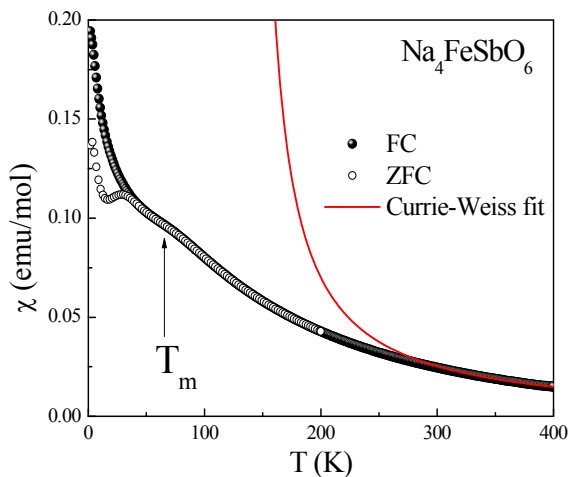


Рис. 1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости (ZFC/FC) в поле $B=0.1$ Т.

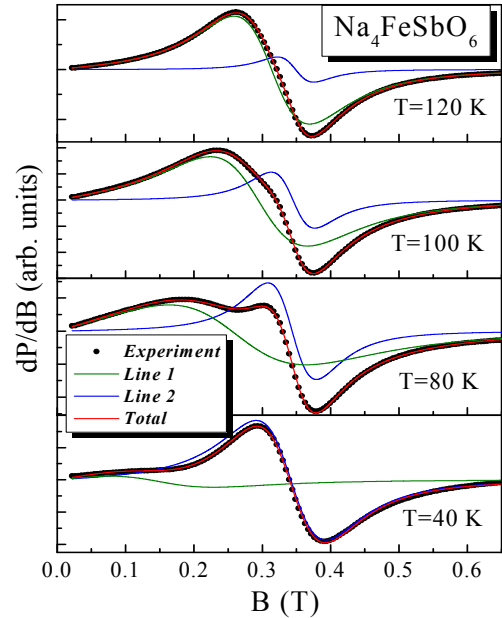


Рис. 2. Эволюция спектров ЭПР с температурой.

о доминирующем ферромагнитном взаимодействии, что подтверждается наличием гистерезиса с небольшой остаточной намагниченностью $M_r = 110$ emu/mol на полевой зависимости $M(B)$ при $T=1.8$ К в полях до 7 Тл.

Спектры ЭПР спектры обнаружили сложную структуру и описываются либо одиночной линией поглощения Лоренцевой формы ($T > 150$ К $\sim \Theta$), либо суперпозицией 2-х Лоренцианов, параметры которых эволюционируют с изменением температуры (рис. 2). Положение одной линии ($g \approx 2$) практически не изменяется при понижении температуры, а ширина и интенсивность монотонно возрастают, тогда как параметры второй резонансной моды существенно варьируются при $T < 150$ К. Положение резонанса быстро смещается в сторону низких полей, а ширина и интенсивность линии поглощения возрастают и проходят через максимум в окрестности T_m . Таким образом, данные ЭПР хорошо согласуются с данными магнитных измерений и свидетельствуют о протяженной области корреляций ближнего магнитного порядка, указывая на низкоразмерный характер обмена в системе $\text{Na}_4\text{FeSbO}_6$.

1. V.V. Politaev, V.B. Nalbandyan, Sol. State Sci., **11**, 144 (2009).

Магнитные свойства нового антимоната $\text{Ag}_3\text{Co}_2\text{SbO}_6$ со структурой делафоссита

Е.А. Зверева¹, О.А. Савельева¹, М.И. Стратан¹, В.Б. Налбандян², М.А. Евстигнеева², Ю. Крупская³,
А.Н. Васильев¹, В. Büchner³

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва 119992, Россия

² Химический факультет ЮФУ, Ростов-на-Дону 344090, Россия

³ Leibniz Institute for Solid State and Materials Research IFW Dresden, D-01069 Germany

Исследованы статические и динамические магнитные свойства нового слоистого антимоната кобальта и серебра $\text{Ag}_3\text{Co}_2\text{SbO}_6$, который характеризуется структурой типа делафоссита. Температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ демонстрирует острый максимум при понижении температуры (рис. 1), что вероятно указывает на появление дальнего антиферромагнитного порядка в веществе при низких температурах. Кроме того, в низкотемпературной области присутствует дополнительная малая по амплитуде аномалия при $T_2 \sim 3$ К (см. вставку на рис. 1), природа которой пока неясна. Температура Нееля определялась из максимума зависимости $\chi(T)$ и была оценена примерно как ~ 25.7 К в поле $B=0.1$ Т. Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости спрямляется при температурах выше 200 К, свидетельствуя о выполнении закона Кюри-Вейсса в парамагнитной области. Из аппроксимации по закону Кюри-Вейсса установлено, что температура Вейсса принимает отрицательные значения $\Theta \sim -10$ К, свидетельствуя о доминирующем антиферромагнитном взаимодействии. Эффективный магнитный момент оценивался из значения константы Кюри и составил $\mu_{\text{eff}} \approx 6.8 \mu_B/\text{f.u.}$ в хорошем согласии с теоретическими оценками $\mu_{\text{theor}} \approx 6.7 \mu_B$, в предположении, что магнетизм в $\text{Ag}_3\text{Co}_2\text{SbO}_6$ обусловлен ионами Co^{2+} ($S=3/2$).

Значение эффективного g-фактора экспериментально определялось из исследования спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

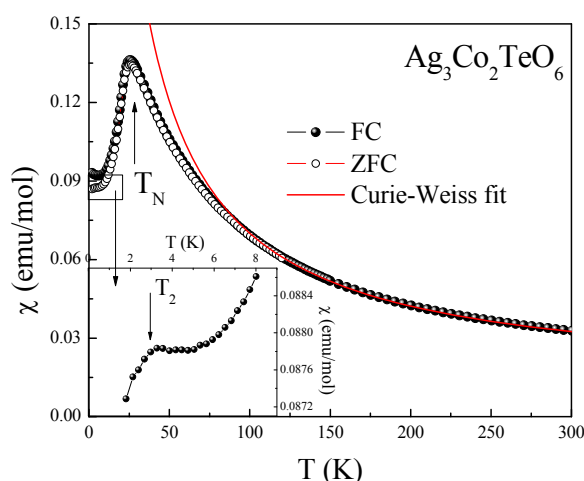


Рис. 1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости в $\text{Ag}_3\text{Co}_2\text{SbO}_6$ ($\chi(T)$).

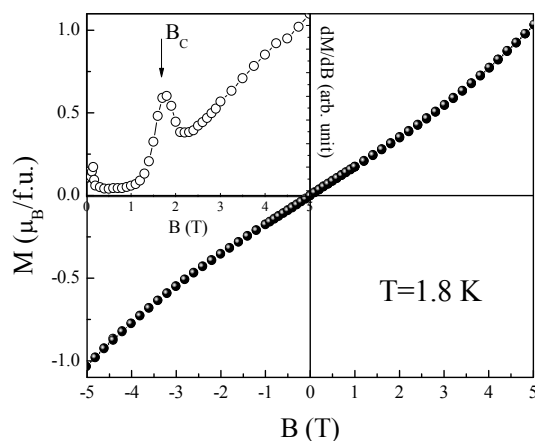


Рис. 2. Полевая зависимость намагниченности при температуре $T=1.8$ К. На вставке первая производная намагниченности по полю dM/dB от поля при $T=1.8$ К.

Установлено, что поглощение ЭПР в парамагнитной области характеризуется линией гауссового типа со средним значением эффективного g-фактора $g=2.4 \pm 0.1$ и шириной линии поглощения $\Delta B \approx 100$ мТл при $T=300$ К. Установлено, что ширина линии слабо зависит от температуры, в то время как эффективный g-фактор заметно возрастает при понижении температуры ниже ~ 100 К и проходит через максимум в окрестности температуры Нееля.

Исследование кривых намагничивания $M(B)$ для $\text{Ag}_3\text{Co}_2\text{SbO}_6$ при вариации температуры (рис. 2) показали, что намагниченность не достигает насыщения в полях вплоть до 5 Т даже при самых низких температурах. При приложении отрицательных полей гистерезис отсутствует, однако кривые намагничивания демонстрируют существенное изменение кривизны полевой зависимости в полях ~ 1.5 –2 Т при $T=1.8$ К, вероятно, указывающее на появление индуцированного магнитным полем спин-переориентационного (спин-фlop) перехода. Значение критического поля оценивалось из первой производной намагниченности по полю (вставка на рис. 2) и составило $B_C \approx 1.75$ Т. С ростом температуры особенность быстро падает по амплитуде и не наблюдается при $T > T_2$, что позволяет предположить, что дополнительная аномалия на зависимостях $\chi(T)$ возможно связана со спиновой переориентацией в магнитной подсистеме при низких температурах.

Магнитные свойства смешанно-валентных теллуридов $\text{LiMn}_{2-x}\text{Fe}_x\text{TeO}_6$

Е.А. Зверева¹, О.А. Савельева¹, Е.А. Самохвалов¹, В.Б. Налбандян², М.А. Евстигнеева², Е.Л. Вавилова³,
И.А. Пресняков⁴, А.В. Соболев⁴, Ю. Крупская⁵, О.С. Волкова¹, А.Н. Васильев¹, В. Büchner⁵

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва 119992, Россия

² Химический факультет ЮФУ, Ростов-на-Дону 344090, Россия

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

⁴ Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва 119992, Россия

⁵ Leibniz Institute for Solid State and Materials Research IFW Dresden, D-01069 Germany

В настоящей работе методами магнитометрии, электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и Мессбауэровской спектроскопии исследована новая система твердых растворов $\text{LiMn}_{2-x}\text{Fe}_x\text{TeO}_6$ ($x=0; 0.02; 0.05; 0.10$). Стехиометрическое соединение $\text{LiMn}_2\text{TeO}_6$ характеризуется триклинной структурой (группа $P1$), а марганец находится в смешанно-валентном состоянии $\text{Mn}^{2+} - \text{Mn}^{3+}$ [1].

Установлено, что температурная зависимость магнитной $\chi(T)$ восприимчивости имеет сложный характер, который изменяется при вариации состава твердого раствора (рис. 1). В образце с $x=0$ зависимость $\chi(T)$ демонстрирует две различные аномалии при низких температурах $T_1=12$ К и $T_2=20$ К. Присутствие обеих аномалий также отчетливо проявляется в ЯМР спектрах при низких температурах. Предполагается, что особенность при $T_2=20$ К соответствует переходу в антиферромагнитную (АФМ) фазу при низких температурах и отвечает температуре Нееля. Однако, природа второй аномалии ($T_1=12$ К), значительно более интенсивной чем первая при $x=0$ остается в настоящий момент неясной.

При замещении ионов Mn на ионы Fe зависимости $\chi(T)$ качественно изменяются. С ростом концентрации железа положение максимума при $T_2 = T_N$ остается практически без изменений, в то время

как низкотемпературная аномалия при T_1 смещается в сторону более высоких температур, и не детектируется при $x=0.10$. В высокотемпературной области поведение $\chi(T)$ хорошо описывается законом Кюри-Вейсса. При этом температура Вейсса Θ принимает отрицательные значения, указывая на доминирующий АФМ характер взаимодействия. С ростом содержания железа Θ заметно убывает от -90 К для $x=0$ до -70 К для $x=0.10$.

Исследование методом мессбауэровской спектроскопии показало, что ионы железа находятся в высокоспиновом состоянии Fe^{3+} с октаэдрической кислородной координацией. Поэтому предполагается, что железо замещает ионы марганца в состоянии Mn^{3+} . Полученные с учетом этих предположений оценки эффективного магнитного момента находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными значениями ($\mu_{\text{eff}} \approx 7.7 \mu_B/\text{f.u.}$), определенными по значениям константы Кюри.

Полевые зависимости намагниченности также качественно изменяются при введении железа: для всех образцов с $x>0$ наблюдается узкий, но отчетливый гистерезис, причем остаточная намагниченность возрастает с ростом содержания Fe. Вероятно, это указывает на возникновение в системе дополнительного ФМ взаимодействия, которое конкурирует с основным АФМ, что приводит, в частности, к уменьшению Θ .

В спектрах поглощения ЭПР ($6 \div 400$ К) образцов с $x>0$ наблюдаются как минимум две резонансные моды, по-видимому, отвечающие наличию двух магнитных ионов (Mn и Fe) в системе. Ширина обеих линий значительно возрастает при охлаждении образца, свидетельствуя о протяженной области магнитных корреляций ближнего порядка. В области $T>150$ К резонансные моды характеризуются эффективными g-факторами $g_1 \approx 1.5$, который слабо меняется с температурой и $g_2 \approx 2$, который резко возрастает при $T<150$ К. При температурах ~ 30 К происходит деградация линии поглощения, очевидно указывающая на установление дальнего магнитного порядка в системе, и как следствие, открытие щели.

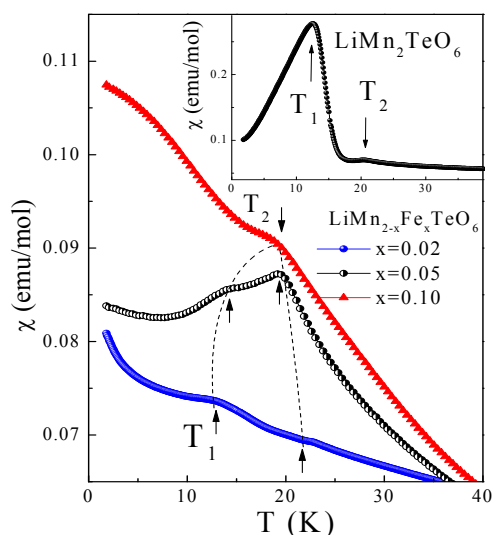


Рис. 1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости $\text{LiMn}_{2-x}\text{Fe}_x\text{TeO}_6$ в поле $B=0.1$ Тл.

1. A.A. Pospelov, V.B. Nalbandyan, E.I. Serikova, B.S. Medvedev, M.A. Evstigneeva, E.V. Ni, V.V. Lukov, Sol. State Sci., **13**, 1931 (2011).

Намагниченность твердых растворов замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ в постоянном и импульсном магнитных полях

А.В. Богач¹, Н.Е. Случанко¹, В.В. Глушков¹, С.В. Демишев¹, А.Н. Азаревич¹, В.Б. Филипов²,
Н.Ю. Шицевалова², А.В. Левченко², Й. Ванакен³, В.В. Мощалков³, С. Габани⁴, К. Флахбарт⁴

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, 119991, Россия

² Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, 03680, Украина

³ Институт Экспериментальной физики САН, Кошице, SK-04001, Словакия

⁴ Институт Физики и Химии Наномасштаба Католического университета Лёвена, Лёвен, В-3001, Бельгия

В широкой окрестности квантовой критической точки $x_c \sim 0.3$ исследована намагниченность твердых растворов замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$. Измерения проводились при низких температурах 1.8–40 К в постоянном (до 11 Т) и импульсном (до 50 Т, длительность импульса ~ 20 –100 мс) магнитных полях. Детальный анализ полученных данных позволил выделить три вклада в намагниченность в парамагнитной фазе $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$: два паулиевских зонных вклада, отвечающих отклику тяжелофермионных и ферронных многочастичных состояний, возникающих в окрестности уровня Ферми, с плотностью состояний $N_{EF} = 1 \div 4 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3} \text{ meV}^{-1}$ и $3 \div 4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{ meV}^{-1}$, соответственно, и вклад от локализованных магнитных моментов редкоземельных ионов (~ 0.8 –3.7 μ_B на элементарную ячейку), выходящий на насыщение при гелиевых температурах в сильных магнитных полях.

Редкоземельные додекабориды RB_{12} со структурой каркасного стекла [1] привлекают внимание исследователей благодаря уникальной комбинации физических свойств (высокая температура плавления, микротвердость и др.), а также их химической стабильности. При сохранении общего характера зоны проводимости в ряду RB_{12} с заполнением 4f оболочки редкоземельного иона наблюдается монотонное уменьшение температуры Нееля от TbB_{12} ($T_N \sim 22$ К) к TmB_{12} ($T_N \sim 3.2$ К) [2–3]. Особый интерес представляют твердые растворы замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$, в которых с ростом концентрации Yb реализуются два перехода – металл (TmB_{12}) – изолятор (YbB_{12}) и антиферромагнетик – парамагнетик [3].

Недавние исследования соединений ряда $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ обнаружили сложное активационное поведение коэффициента Холла $R_H \sim \exp(E_{a,1,2}/k_B T)$ [4]. В работе [4] удалось определить величину щели $E_g/k_B \sim 200$ К и энергию связи многочастичных состояний, формирующихся в щели с понижением температуры $E_g/k_B = 55$ –75 К, заметно растущую с концентрацией Yb. Кроме того, в [4] было показано, что когерентный режим рассеяния, возникающий в твердых растворах замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ при низких температурах $T < 30$ К, полностью подавляется в поле 8 Т. В связи с этим, представляет интерес исследовать поведение магнитных характеристик соединений ряда $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ в широкой окрестности квантовой критической точки при переходе металл-изолятор в малых и сильных (включая импульсные) магнитных полях.

В работе исследованы полевые и температурные зависимости намагниченности твердых растворов замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ в интервале составов $0 \leq x \leq 0.81$ в магнитном поле до 50 Т. Измерения выполнены на высококачественных монокристаллических образцах твердых растворов редкоземельных додекаборидов, выращенных методом вертикального бестигельного индукционного зонного плавления в гелиевой атмосфере [5]. Измерения намагни-

ченности $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ в малом поле проводились в широком диапазоне температур 1.9–300 К на SQUID-магнитометре Quantum Design MPMS-XL5. Полевые зависимости намагниченности были получены в диапазоне температур 1.8–40 К в постоянном (до 11 Т, вибрационный магнитометр) и в импульсном (до 50 Т, длительность импульса ~ 20 –100 мс, установка Католического университета г. Лёвена, Бельгия) магнитных полях.

На рис. 1 представлены температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T, H_0)$ твердых растворов замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$, измеренные в магнитном поле $\mu_0 H = 0.01$ Т. При промежуточных температурах $T = 30$ –300 К экспериментальные данные $\chi(T, H_0)$ хорошо описываются зависимостью Кюри-Вейсса

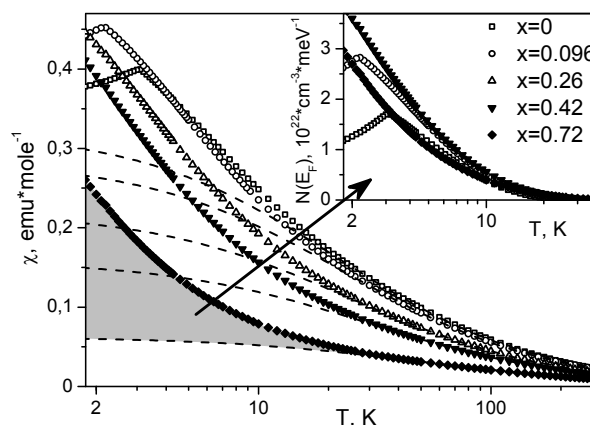


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T, H_0)$ $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$. На вставке показан дополнительный паулиевский вклад в $\chi(T)$, пересчитанный в плотность состояний N_{EF} .

$$\chi(T) = N\mu_{eff}^2 / 3Vk_B(T - \theta_p) \quad (1),$$

причем изменение эффективного момента μ_{eff} с концентрацией Yb в ряду $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ описывается формулой

$$\mu_{eff} = \sqrt{(1-x)\mu_{Tm}^2 + x\mu_{Yb}^2} \quad (2),$$

с аддитивными вкладами в магнитную восприимчивость $\chi(T)$ локализованных моментов ионов Tm^{3+} ($\mu_{Tm} \approx 7.5\mu_B$) и Yb^{3+} ($\mu_{Yb} \approx 4.5\mu_B$).

При температурах ниже 30K наблюдается отклонение магнитной восприимчивости от соотношения (1) с заметным ростом амплитуды $\chi(T, H_0)$. На вставке к рис. 1 представлены температурные зависимости найденного дополнительного вклада в $\chi(T, H_0)$ в координатах $N_{EF}(T)$, полученные путем вычитания зависимости Кюри-Вейсса (1) из экспериментальных кривых. Показано, что это паулиевский вклад в $\chi(T, H_0)$, который перенормируется с понижением температуры. Отметим также его немонотонное поведение в зависимости от концентрации Yb (см. вставку на рис. 1).

На рис. 2 представлены характерные полевые зависимости намагниченности $M(H, T_0)$ твердых растворов замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ на примере состава с $x=0.81$. При низких температурах наблюдается существенное расхождение данных $M(H, T_0)$, полученных в импульсном и постоянном магнитных полях, что подтверждает вывод авторов [4] о формировании нанокластеров магнитных моментов в матрице додекаборидов $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ при низких температурах. В работе показано, что при малой длительности импульса магнитный кластер не успевает перемагничиваться в интервале полей 2-20T, что приводит к задержке магнитного отклика $M(H, T_0)$ в импульсном поле относительно статической намагниченности. Из данных рис.2 видно, что помимо бриллюэновского вклада с насыщением, определяемого локализованными магнитными моментами нанокластеров редкоземельных ионов, в сильных магнитных полях наблюдается также линейный вклад, и в результате намагниченность можно представить в виде суммы

$$M(H) = M_{LMM}(H) + \chi_0 H \quad (3).$$

В рамках такого подхода для всех исследованных в работе концентраций x были определены параметр χ_0 и величина момента насыщения бриллюэновского вклада μ_{sat} (см. рис. 2).

Концентрационные зависимости указанных характеристик, совместно с параметрами зависимостей (1) представлены на рис. 3. Из данных $\chi_0(x)$ оценена плотность ферронных многочастичных состояний, возникающих в окрестности уровня Ферми

$$N_{EF} = 2\mu_B^2 / \chi_0 = 3 \div 4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{ meV}^{-1} \quad (4).$$

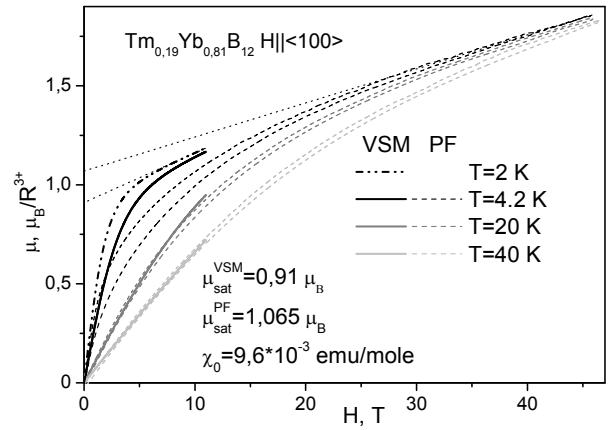


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности $M(H, T_0)$ $Tm_{0.19}Yb_{0.81}B_{12}$, полученные в импульсном (PF) и постоянном (VSM) магнитных полях.

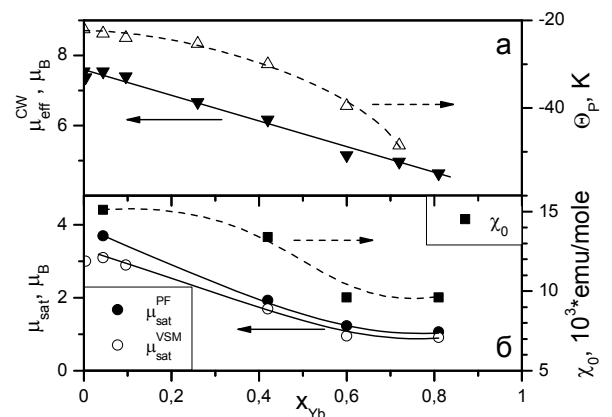


Рис. 3. Концентрационные зависимости параметров (а)- μ_{eff} и θ_p , (б)- χ_0 и μ_{sat} (см. текст) в импульсном (PF) и постоянном (VSM) магнитных полях.

Кроме того, используя найденную в [4] энергию связи E_a , выполнена оценка приведенной концентрации многочастичных состояний в резонансе на уровне Ферми:

$$n_e^{Res} \approx N(E_F) * E_a \quad (5).$$

Обнаружено, что приведенная концентрация состояний в многочастичном резонансе на уровне Ферми растет с увеличением доли Yb от $n_e^{Res}/n_{4f} = 1.56$ для $x=0.54$ до $n_e^{Res}/n_{4f} \approx 2$ для $x=0.81$.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах» и проекта РФФИ № 10-02-00998-а.

1. Н.Е. Случанко и др. ЖЭТФ **140**, 536 (2011).
2. A. Czopnik et al., J. Sol. State Chem., **177**, 507 (2004).
3. Н.Е. Случанко и др. Письма в ЖЭТФ **89**, 298 (2009).
4. N.E. Sluchanko et al., arXiv: 1103.4517.
5. Yu. Paderno et al., AIP Conference Proc. **230**, Albuquerque, 460 (1991).

Basic Properties of $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_{4-x}\text{Sc}_x\text{O}_{12}$ System

O. Volkova¹, A. Gladilin¹, K. Zakharov¹, I. Maslova¹, A. Vasiliev¹, A. Wolter², B. Büchner²

¹ *M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia*

² *Leibniz Institute of Solid State and Materials Research, Dresden 01069, Germany*

Thermodynamic and kinetic properties of $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_{4-x}\text{Sc}_x\text{O}_{12}$ system are investigated in measurements of dielectric permittivity and magnetization in the temperature range 2- 300 K up to 9 T. Relaxation - type anomaly is found at about 130 K, these compounds order antiferromagnetically at about 15 K.

The $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_4\text{O}_{12}$ was recently shown to be an antiferromagnet with Neel temperature $T_N \sim 12.7$ K with unusual presence of two spin – flop – like and two spin – flip – like phase transitions. The saturation moment of this compound was reached in noticeably low magnetic field of about 5.2 T [1]. The existence of isostructural compounds with substitution of Sc for In has stimulated the research of thermodynamic properties of $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_{4-x}\text{Sc}_x\text{O}_{12}$ family of compounds.

Shown in Fig. 1, the magnetization curves of $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_{4-x}\text{Sc}_x\text{O}_{12}$ compounds demonstrate saturation magnetization in rather low magnetic fields. The increase of Sc content leads to the rise of Neel temperatures as well as the values of spin – flop-like (B_1) and spin – flip – like (B_2, B_3) fields, shown in Fig. 2.

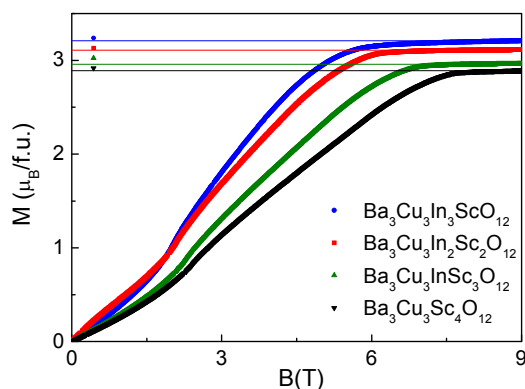


Fig. 1. The magnetization curves of $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_{4-x}\text{Sc}_x\text{O}_{12}$ compounds taken at 2 K.

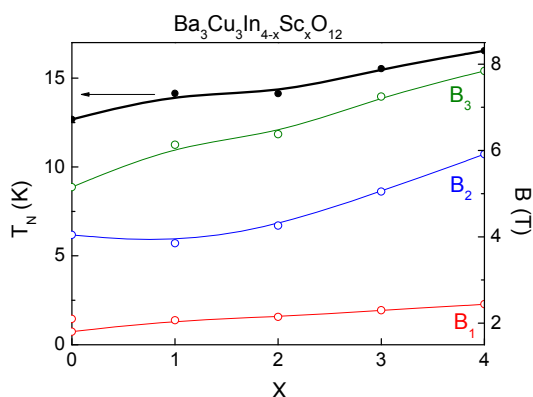


Fig. 2. The variation of Neel temperature and spin-flop-like (B_1) and spin – flip-like (B_2, B_3) fields in the family of $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_{4-x}\text{Sc}_x\text{O}_{12}$ compounds.

The final member of 334-family with Sc demonstrates antiferromagnetic ordering below $T_N \sim 16.4$ K. The magnetization curves of $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{Sc}_4\text{O}_{12}$ are shown in Fig. 3. The saturation moment is somewhat less than for In-based compound. The temperature dependences of dielectric permittivity of $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{Sc}_4\text{O}_{12}$ measured at various frequencies exhibit an anomaly at about 120 – 140 K of a relaxation type, shown in Fig. 4.

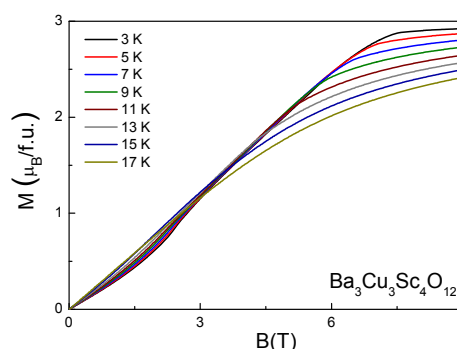


Fig.3. The magnetization curves of $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{Sc}_4\text{O}_{12}$ measured at different temperatures.

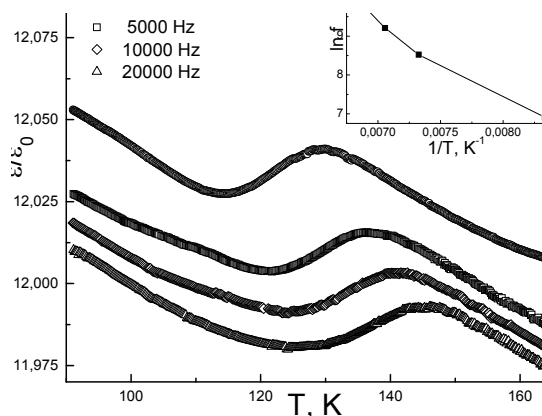


Fig. 4. The temperature dependences of dielectric permittivity of $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{Sc}_4\text{O}_{12}$ measured at various frequencies. The frequencies dependence of temperature reversal is shown the inset.

1. O.S. Volkova et al., arXiv 1111.1186 (2011).

Фазовая диаграмма нового мультиферроика $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$

М.М. Маркина, Б.В. Милль, А.Н. Васильев

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия

В интервале температур 2–20 К и магнитных полей 0.1–9 Тл изучено поведение магнитной восприимчивости и намагниченности соединения семейства лангсита $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$, и построена фазовая диаграмма нового мультиферроика.

В 2011–2012 гг. независимыми группами [1,2] в соединении $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$ (структура $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$, пространственная группа $P321$ [3]) был обнаружен двойной магнитный фазовый переход при $T_1 = 8.9$ К, $T_2 = 6.3$ К. Было установлено формирование магнитной спирали, несоразмерной с решеткой при $T_2 < T < T_1$ и соразмерной при $T < T_2$ [2]. Также были обнаружены аномалии диэлектрической проницаемости при T_1 и T_2 , что позволяет считать $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$ мультиферроиком [2]. В настоящей работе с целью построения фазовой диаграммы было проведено детальное изучение магнитных свойств $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$ в области фазовых переходов.

Магнитные ионы Co^{2+} в структуре занимают позиции $4f$, находятся в тетраэдрическом окружении ионов кислорода, и располагаются в слоях $\parallel ab$, формируя магнитную структуру из изолированных треугольников [3,4]. В этом соединении ион кобальта имеет степень окисления 2+ и находится в высокоспиновом состоянии ($S=3/2$). Поведение магнитной восприимчивости $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$ в области высоких температур свидетельствует о фрустрированном антиферро-магнитном взаимодействии между магнитными ионами [1,2,4].

В настоящей работе в интервале температур 2–20 К и магнитных полей 0.1–9 Тл было изучено поведение магнитной восприимчивости $\chi(T, H)$ и намагниченности $M(T, H)$ наиболее интересного соединения из нового семейства $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$, демонстрирующего двойной фазовый переход. Измерения были проведены на поликристаллическом образце $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$ [3]. Магнитные свойства изучались при помощи вибрационного магнитометра системы PPMS Quantum Design.

На Рис. 1 показана серия кривых $\chi(T)$, полученных в ZFC-режиме, в магнитных полях $H = 1$ –9 Тл. Магнитные фазовые переходы проявляются в виде изломов на кривых $\chi(T)$ при $H \leq 5$ Тл. Увеличение магнитного поля приводит к сдвигу аномалий в область более низких температур и их исчезновению. Аналогично смещается положение широкого максимума на кривых $\chi(T)$, связанного с формированием ближнего порядка в магнитной подсистеме.

На Рис. 2 показаны производные магнитной восприимчивости $\partial\chi/\partial T$ в полях 0.1–9 Тл. На кривых $\partial\chi/\partial T(T)$ хорошо видно смещение и размывание аномалий при T_1 и T_2 при увеличении магнитного поля. При $H \geq 6$ Тл два пика сливаются в один

размытый максимум, который смещается в сторону низких температур с ростом поля. Положения пиков $T_1(H)$ и $T_2(H)$ нанесены на H - T фазовую диаграмму, показанную на Рис. 4 (сплошные точки).

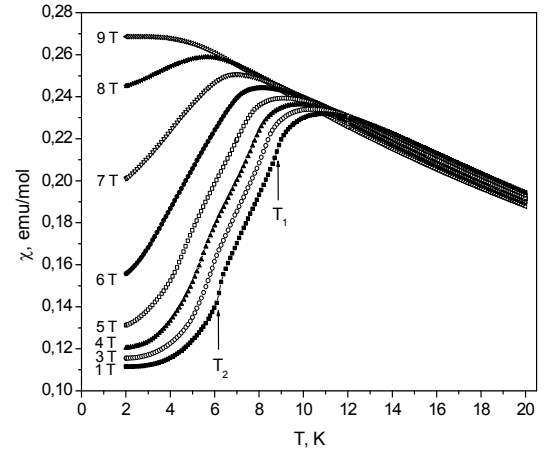


Рис. 1. Магнитная восприимчивость $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$ при $H = 1, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9$ Тл.

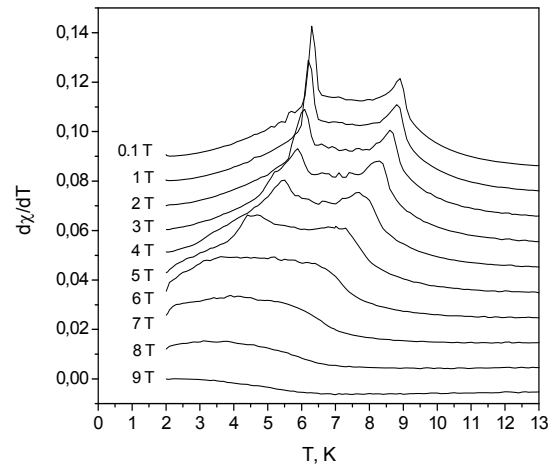


Рис. 2. Производные магнитной восприимчивости $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$ в полях 0.1–9 Тл. Кривые смещены по вертикали на 0.01 для удобства.

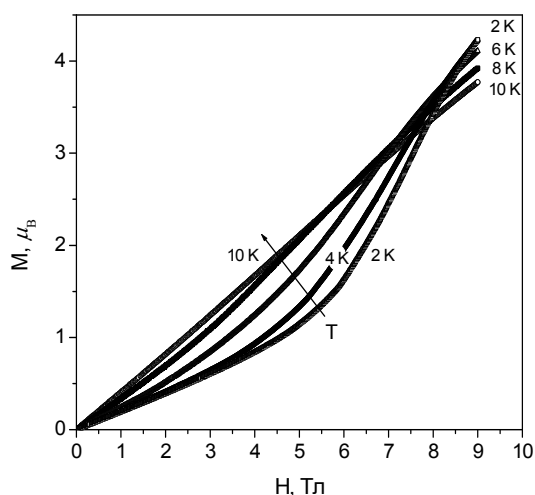


Рис. 3. Полевые зависимости намагниченности $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$ при $T = 2, 4, 6, 8, 10$ К.

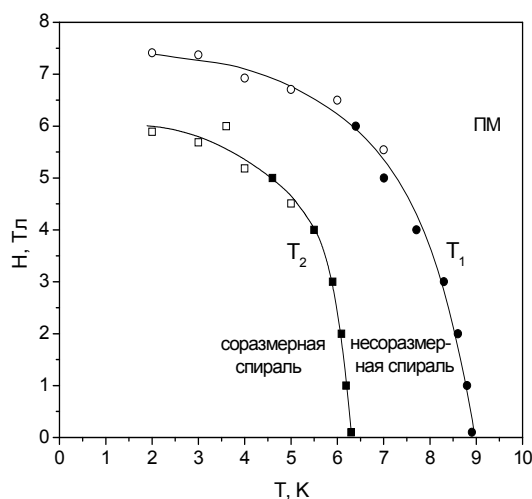


Рис. 4. H - T фазовая диаграмма $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$. Сплошные точки — аномалии $\delta\chi/\delta T$, открытые точки — $\delta M/\delta H$.

На Рис. 3 показана серия кривых $M(H)$, полученных при температурах $T = 2, 4, 6, 8, 10$ К в полях до 9 Тл. Видно, что полевые зависимости далеки от насыщения ($\mu_S = ngS\mu_B = 9\mu_B$, полагая для иона Co^{2+} $g = 2$, $S = 3/2$, $n = 3$ — число ионов в формульной единице). Аномалии при фазовых переходах проявляются в области температур $T \leq 6$ К в виде изменения характера зависимости $M(H)$. При более высоких температурах зависимость $M(H)$ становится линейной. Для определения аномалий на $M(H)$ были использованы кривые производных магнитного

момента $\delta M/\delta H(H)$. При $T \leq 5$ К наблюдались две аномалии $\delta M/\delta H$: изломы при H_1 и максимумы при H_2 , в интервале $6 \text{ К} \leq T \leq 7 \text{ К}$ на $\delta M/\delta H$ наблюдался единственный максимум, а при более высоких температурах аномалии отсутствовали. Соответствующие точки $H_1(T)$ и $H_2(T)$ также нанесены на H - T фазовую диаграмму, показанную на Рис. 4 (открытые точки). Видно, что точки на фазовой диаграмме, полученные по аномалиям $\delta M/\delta H$ описывают область более сильных полей и низких температур, чем точки, полученные по аномалиям $\delta\chi/\delta T$, однако наблюдается неплохое соответствие между положениями аномалий $T_1(H)$ и $T_2(H)$ в промежуточной области.

Вид фазовой диаграммы говорит о следующем:

- 1) в интервале температур 2–8.9 К и магнитных полей 0–7.4 Тл аномалии при T_1 и T_2 хорошо разрешаются, что позволяет провести две фазовые границы (линии на Рис. 4) между низкотемпературной и низкополевой фазой ($T \leq 6 \text{ К}$, $H \leq 6 \text{ Тл}$), в которой период магнитной спирали соразмерен с решеткой, фазой с несоизмерной спиральной магнитной структурой, и высокотемпературной парамагнитной фазой;
- 2) при дальнейшем понижении температуры возможно существование двух квантовых критических точек, которые по имеющимся данным можно оценить как $H_{1c}(T \rightarrow 0) \sim 6.3 \text{ Тл}$ и $H_{2c}(T \rightarrow 0) \sim 7.6 \text{ Тл}$.

В работе проведены исследования полевых и температурных зависимостей магнитной восприимчивости и намагниченности $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$, и построена H - T фазовая диаграмма этого соединения. Двойной фазовый переход, наблюдающийся в $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$, по-видимому, является уникальной особенностью данного вещества, поскольку в других изученных нами к настоящему времени соединениях с кобальтом $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{As}_2\text{O}_{14}$, $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{P}_2\text{O}_{14}$ и марганцем $\text{Pb}_3\text{TeMn}_3\text{As}_2\text{O}_{14}$, $\text{Pb}_3\text{TeMn}_3\text{P}_2\text{O}_{14}$ двойная аномалия не обнаружена.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 10-02-00641.

1. M. Markina et al., Book of Abstracts, Moscow International Symposium on Magnetism, Moscow, 21-25 August, 2011, p. 851.
2. H.J. Silverstein, et al., Chem. Mater., **24**, 664 (2012).
3. B.V. Mill, Russ. J. Inorg. Chem., **54**, 1205 (2009).
4. V.Yu. Ivanov, et al., Solid State Phenomena, **152-153**, 229 (2009).

Подавление спонтанной намагниченности в парамагнитной фазе PrB₆

М.А. Анисимов¹, В.В. Глушков¹, А.В. Богач¹, С.В. Демишев¹, Н.А. Самарин¹, В.Б. Филипов²,
Н.Ю. Шицевалова², А.В. Левченко², А.В. Кузнецов³, Н.Е. Случанко¹

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва 119991, Россия

² Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев 03680, Украина

³ Московский инженерно-физический институт, Москва 115409, Россия

На высококачественных монокристаллах гексаборида празеодима (PrB₆) выполнено комплексное исследование магнитосопротивления и намагниченности в широком диапазоне температур 2–40 К в магнитном поле до 80 кЭ. Для оценки влияния вакансий бора на эффекты ближнего магнитного порядка эксперименты проводились на исходном и отожженном образцах PrB₆. Полученные данные обнаруживают появление спонтанной намагниченности ниже 21.3 К с относительно небольшим моментом $M \sim 1.6$ ед/моль в исходном образце PrB₆ и ее отсутствие для отожженного монокристалла гексаборида празеодима. Напротив, магнитосопротивление PrB₆ демонстрирует схожее поведение для двух типов исследуемых образцов. Полученные результаты приводят к выводу о существовании вакансий бора, которые вносят вклад в эффекты ближнего магнитного порядка в PrB₆ ниже 20 К.

Гексаборид празеодима привлекает внимание исследователей в связи с необычными магнитными свойствами [1–3]. Так, в отсутствие магнитного поля в системе PrB₆ наблюдается два последовательных перехода в антиферромагнитную (АФМ) несоразмерную (НС) фазу при $T < T_{N1} \approx 6.7$ –7 К и АФМ соразмерную (С) фазу ниже $T_{N2} \approx 4.2$ –4.6 К. Результаты нейтронных исследований PrB₆ позволяют установить неколлинеарный тип магнитной структуры с волновыми векторами $k_{НС}^{(1,2)} = (1/4; \pm 1/4; 1/2)$ с $\delta = 0.05$ и $k_{С}^{(1,2)} = (1/4; \pm 1/4; 1/2)$ в НС и С фазах соответственно [2]. Кроме того, из экспериментов по изучению низкотемпературной теплопроводности и скорости спин-решеточной релаксации был сделан вывод о наличии ближних магнитных корреляций в широкой области температур выше T_N [3]. Недавно в [4] было зарегистрировано появление спонтанной намагниченности ниже 20 К в малом магнитном поле $H = 5$ Э. Полученный в [4] результат интерпретировался авторами с учетом локальных динамических структурных искажений, вызванных эффектом Яна-Теллера. Однако, к настоящему времени в литературе встречается несколько различных интерпретаций (см. [3, 4]).

Для исследования природы формирования основного магнитного состояния PrB₆ в работе выполнено измерение намагниченности и магнитосопротивления в широкой области температур 2–40 К, в магнитном поле до 80 кЭ. Эксперименты проводились на ориентированных монокристаллах PrB₆ двух типов: 1) исходном кристалле, синтезированном методом бестигельной зонной плавки и 2) отожженном образце гексаборида празеодима. Отжиг осуществлялся при постоянной температуре $T_{ан} \approx 1700^\circ\text{C}$ в течение 10 часов.

Полученные данные позволили установить появление спонтанной намагниченности ниже 21.3 К с относительно небольшим моментом $M \sim 1.6$ ед/моль на исходном образце PrB₆ (см. символы ● на рис. 1а). После отжига монокристалла спонтанная намагниченность пропадает (см. символы ○ на рис. 1а). Однако данные сопротивления демонстри-

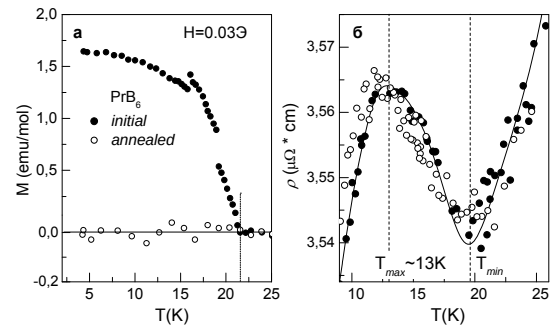


Рис. 1. Температурные зависимости (а) намагниченности в магнитном поле $H = 0.03$ Т и (б) сопротивления в нулевом поле. Символами (●) и (○) обозначены данные для исходного и отожженного образцов PrB₆ соответственно.

руют схожее поведение с особенностями при $T_{min} \sim 20$ К и $T_{max} \sim 13$ К для обоих типов образцов PrB₆ (рис. 1б). Происхождение спонтанной намагниченности может быть вызвано влиянием вакансий бора на магнитную структуру редкоземельных (РЗ) гексаборидов (RB₆). Действительно, результаты рентгеновских исследований RB₆ указывают на наличие примерно 1–9% вакансий по бору в зависимости от метода роста монокристалла [5]. Для объяснения полученных данных (рис. 1а) следует предположить существование бивакансий в матрице RB₆, распадающихся при гомогенном отжиге. Указанный тип неоднородности приводит к смещению РЗ иона из centrosymmetricного положения в жестком каркасе атомов бора, что способствует возникновению эффектов ближнего магнитного порядка.

1. H. Iwakubo, S. Ikeda, Y. Kishino, H. Tanida, M. Sera, F. Iga, Phys. Rev. B, **78**, 012409 (2008).
2. P. Burlet et al., J. Phys. Colloq, **8**, 459 (1988).
3. M. Sera et al., Phys. Rev. B, **54**, R5207 (1996).
4. П.А. Алексеев и др., ФТТ **52**, 858 (2010).
5. M.M. Korsukova, Proc. 11th Int. Symp. Boron, Borides and Related Compounds, JJAP Series **10**, 15 (1994).

Теплоемкость $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ в пределе малой концентрации церия $x \leq 0.03$

М.А. Анисимов¹, В.В. Глушков¹, А.В. Богач¹, С.В. Демишев¹, Н.А. Самарин¹, С.Ю. Гаврилкин², К.В. Мицен², В.Б. Филипов³, Н.Ю. Шицевалова³, А.В. Левченко³, С. Габани⁴, К. Флахбарт⁴ и Н.Е. Случанко¹

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва 119991, Россия

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

³ Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев 03680, Украина

⁴ Институт экспериментальной физики САН, Кошице 043053, Словакия

На высококачественных монокристаллах $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ ($x=0, 0.01, 0.03$) выполнено исследование теплоемкости в диапазоне температур 0.4–300 К. Для оценки влияния вакансий бора в работе также изучены образцы LaB_6 с различным изотопическим составом (^{10}B , ^{11}B , $^{\text{nat}}\text{B}$). Анализ экспериментальных данных позволил корректно учесть (i) электронную компоненту, включая перенормировку электронной плотности состояний ниже 8 К, (ii) вклад квазилокальной колебательной моды редкоземельного (РЗ) иона с $\Theta_E \approx 152$ К, (iii) дебаевскую компоненту от жесткого каркаса из атомов бора $\Theta_D \approx 1160$ К и (iv) низкотемпературный Шоттки вклад, обусловленный влиянием вакансий бора ($N_{\text{vac}} \approx 1.5\text{--}2.0\%$). Показано, что наблюдаемые низкотемпературные аномалии теплоемкости могут быть интерпретированы в терминах формирования двухуровневых систем с $\Delta E = 96\text{--}98$ К, вследствие смещения РЗ ионов из centrosymmetricного положения. Для систем с магнитной примесью предположен альтернативный кондовскому сценарий формирования тяжелых фермионов.

Редкоземельные гексабориды (RB_6 , $\text{R}=\text{La}\text{--}\text{Yb}$) с простой ОЦК структурой типа CsCl (рис. 1а) привлекают внимание исследователей в качестве удобных модельных объектов для изучения тепловых свойств [1–5]. Вследствие малой величины ионного радиуса R^{3+} (см. табл. 1) по сравнению с размером полостей в федоровском кубоктаэдре B_{24} (рис. 1б), РЗ ионы оказываются слабосвязанными с жестким каркасом из атомов бора, и в результате колебания РЗ иона носят квазинезависимый характер (эйнштейновский осциллятор). В данной работе исследуется теплоемкость немагнитного гексаборида лантана (LaB_6) и классической системы с тяжелыми фермионами $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$.

К настоящему времени существует значительное число работ, посвященных изучению теплоемкости $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ [7], однако, авторы большинства из них ограничились лишь детальным обсуждением данных для концентрированного случая $x \geq 0.5$. На наш взгляд, отдельного внимания заслуживает область малых концентраций магнитных центров $x \leq 0.03$ с точки зрения изучения особенностей формирования тяжелофермионных состояний в системе $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$.

В этой связи нами выполнено исследование теплоемкости высококачественных монокристаллов $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ ($0 \leq x \leq 0.03$) в области температур 0.4–300 К. Использованные составы $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ были выращены методом вертикального бестигельного индукционного зонного плавления в атмосфере ар-

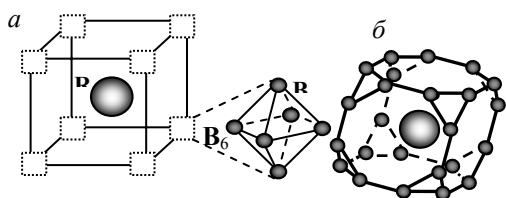


Рис. 1. (а) Кристаллическая структура RB_6 . (б) Федоровский кубоктаэдр B_{24} с редкоземельным ионом.

Табл. 1. Параметры кристаллической структуры RB_6 по данным [6].

$a(\text{LaB}_6)$	$r(\text{La})$	$r(\text{La-B}_{24})$	$r(\text{B-4B})$	$r_1(\text{B-1B})$
4.156 Å	1.17 Å	3.056 Å	1.766 Å	1.659 Å

гона. Для оценки влияния вакансий бора в работе изучались образцы LaB_6 с различным изотопическим составом, включая изотопически чистые ($N=10, 11$) и с естественным ($81.1\% \text{ } ^{11}\text{B}$ и $18.9\% \text{ } ^{10}\text{B}$) содержанием бора. Измерения теплоемкости осуществлялись на установках PPMS-9.

Представленные на рис. 2 температурные зависимости теплоемкости твердых растворов замещения $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ в пределах точности измерений совпадают при $T > 40$ К. При температурах ниже 8 К с увеличением концентрации Ce на кривых $C_p(T)$ регистрируется участок роста (рис. 2) с характерным широким максимумом при 0.4–0.5 К (вставка на рис. 2), совпадающим по положению с данными [4, 5].

При анализе вкладов в теплоемкость нами использовался подход, аналогичный применявшемуся ранее в [8]. Для оценки электронного вклада $C_{el} = \gamma T$ в LaB_6 с учетом наличия дефектной моды представ-

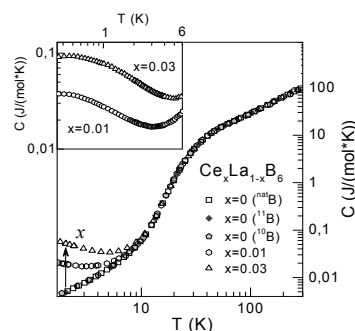


Рис. 2. Температурные зависимости теплоемкости для LaB_6 (^{10}B , ^{11}B , $^{\text{nat}}\text{B}$) и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ ($x=0.01, 0.03$).

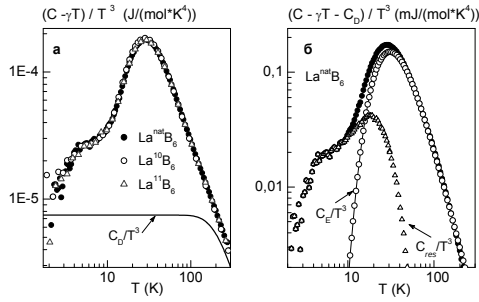


Рис. 3. Разделение колебательного вклада $(C-\gamma T)/T^3$ в теплоемкость LaB_6 на (а) дебаевскую C_D/T^3 , (б) эйнштейновскую C_E/T^3 и остаточную C_{res}/T^3 составляющие.

ляется более корректным использовать значение $\gamma \approx 2.4 \text{ mJ}/(\text{mol} \cdot \text{K}^2)$, близкое к результатам работ [3, 5, 9]. Найденная таким образом фононная составляющая ($C_{\text{ph}} = C - \gamma T$) теплоемкости LaB_6 анализируется на рис.3. Выполненная обработка экспериментальных данных позволила корректно разделить дебаевский вклад C_D от жесткого каркаса из атомов бора (рис.3а) и квазилокальную колебательную моду РЗ иона Ce (рис.3б). При этом оцененные значения температур $\Theta_E \approx 152 \text{ K}$ и $\Theta_D \approx 1160 \text{ K}$ согласуются с результатами предыдущих исследований LaB_6 [1, 2]. Заметим, что найденная из анализа величина Θ_D оказывается сопоставима с температурой $\Theta_D \approx 1250 \text{ K}$, определенной для β -бора (см. [8]).

Остаточный член C_{res}/T^3 , полученный при вычитании суммы вкладов C_D/T^3 и C_E/T^3 , описывает в LaB_6 низкотемпературную дефектную моду, вызванную влиянием вакансий бора. Действительно, результаты рентгеновских и нейтронных исследований RB_6 указывают на наличие примерно 1-9% вакансий по бору в зависимости от метода роста монокристалла [6, 10, 11]. Наличие вакансий бора приводит к смещению R^{3+} иона из центральносимметричного положения. Возникающий вследствие этого беспорядок усиливается с понижением температуры. Для оценки характеристик двухуровневого потенциала на рис.4 выполнен анализ остаточного вклада соотношением Шоттки (см. [8]) для двух типов двухуровневых систем (TLS), состоящих из синглетных и триплетных состояний для LaB_6 и $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ (TLS2). Показано, что значение ΔE_2 (высота барьера, см. вставку на рис.4а) лежит в интервале 92-98 K (табл.2) и определяется вакансиями бора с концентрацией $N_{\text{vac}} \approx 1.5\text{-}2.0\%$.

Табл. 2. Анализ остаточного вклада в $C(T)$ соотношением Шоттки.

$\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$	N_I	$\Delta E_I(\text{K})$	$N_{\text{vac}}(\%)$	$\Delta E_2(\text{K})$
LaB_6	$9.2 \cdot 10^{-4}$	24-29	1.5	92
$x=0.01$	0.01	1	2.0	98
$x=0.03$	0.03	1	1.5	96

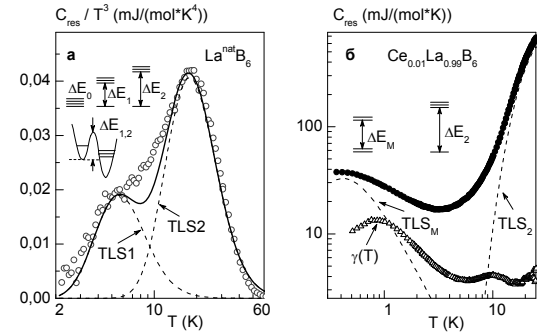


Рис. 4. Анализ остаточного вклада для (а) $\text{La}^{\text{nat}}\text{B}_6$, (б) $\text{Ce}_{0.01}\text{La}_{0.99}\text{B}_6$. Пунктирные линии отображают фит соотношением Шоттки (см. текст).

Напротив, низкотемпературный магнитный вклад (TLS_M), наблюдаемый в системах с магнитной примесью Ce , описывается только в схеме из двух дублетов с энергией $\Delta E_M \sim 1 \text{ K}$ (рис.4б, табл.2). В рамках такого подхода в работе выполнена оценка перенормировки плотности электронных состояний $\gamma(T)$, рис. 4б. Показано, что рост значений $\gamma(T)$ происходит ниже 8 K. Заметим, что полученное для $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ квартетное магнитное состояние (TLS_M) отличается от обычного квартетного основного состояния в $^2F_{5/2}$ мультиплете Ce^{3+} иона. Детальный анализ остаточного вклада в теплоемкость для систем с магнитной примесью Ce с $x=0.01$ и 0.03 позволяет предположить альтернативный (не кондовский) механизм формирования тяжелых фермионов в $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$. По нашему мнению, в исследуемых системах $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ появление тяжелых фермионов связано с формированием двухъямного потенциала с величиной энергетического барьера $\Delta E_M \sim 1 \text{ K}$. При этом туннелирование между двумя дублетными состояниями в двухъямном потенциале обуславливает быстрые спиновые флуктуации в ячейках с Ce^{3+} ионами.

1. T. Gürel et al., Phys. Rev. B, **82**, 104302 (2010).
2. D. Mandrus et al., Phys. Rev. B **64**, 012302 (2001).
3. E.F. Westrum et al., J. Chem. Thermodynamics **34**, 239 (2002).
4. N. Sato et al., J. Magn. Magn. Mat **52**, 250 (1985).
5. H. Grühl et al., Sol. State Commun. **57**, 67 (1986).
6. M.M. Korsukova et al., J. Less-Common. Met. **117**, 73 (1986).
7. S. Nakamura et al., Phys. Rev. B **61**, 15203 (2000).
8. Н.Е. Случанко и др., ЖЭТФ, **140**, 1 (2011).
9. H.D. Landford et al., J. Phys. Cond. Mat. **2**, 559 (1999).
10. V.A. Trunov et al., J. Phys.: Cond. Mat., **5**, 2479 (1993).
11. M.M. Korsukova, Proc. 11th Int. Symp. Boron, Borides and Related Compounds, JJAP Series **10**, 15 (1994).

Состояние спиновой жидкости в низкоразмерном магнетике $\text{Rb}_3\text{Ni}_2(\text{NO}_3)_7$

В.В. Шутов, О.С. Волкова, И.В. Морозов, А.Н. Васильев

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва 119334, Россия

Впервые получен новый низкоразмерный магнетик — нитратоникелат рубидия $\text{Rb}_3\text{Ni}_2(\text{NO}_3)_7$ и исследованы его термодинамические свойства в диапазоне температур 2 – 300 К и магнитных полей до 30 Тл. В кристаллической структуре имеются спиновые лестницы с двумя направляющими, образованные ионами никеля Ni^{2+} . Зависимость магнитной восприимчивости при низких температурах хорошо описывается моделью не взаимодействующих димеров со $S = 1$ с величиной щели в спектре магнитных возбуждений $\Delta \sim 11$ К. При повышении температуры на кривой наблюдается широкий максимум, характерный для низкоразмерных систем. Зависимости намагниченности и теплоемкости согласуются с моделью димеров $S = 1$. Основное состояние — спиновая жидкость.

Низкоразмерные магнетики привлекают внимание исследователей необычными квантовыми основными состояниями и отсутствием дальнего магнитного порядка. Одной из особенностей нитратов переходных металлов является многообразие основных состояний. Целью данной работы было установление квантового основного состояния и базовых термодинамических параметров ранее не исследованного $\text{Rb}_3\text{Ni}_2(\text{NO}_3)_7$.

Нитратоникелат рубидия $\text{Rb}_3\text{Ni}_2(\text{NO}_3)_7$ впервые получен методом кристаллизации над азотнокислыми растворами [1]. Идентификация фаз полученных образцов проводилась с помощью метода рентгенофазового анализа. Исследованные образцы оказались сильно гигроскопичными, поэтому исследование магнитных свойств проводилось в тонкостенных стеклянных ампулах. Образцы представляли собой поликристаллы зеленого цвета, которые перемалывались в порошок. Магнитные измерения проводились на СКВИД магнитометре Quantum Design MPMS XL 5, тепловые измерения — на системе для измерения физических свойств PPMS R640.

Кристаллическая структура $\text{Rb}_3\text{Ni}_2(\text{NO}_3)_7$ принадлежит к орторомбической сингонии с пространственной группой Pnma [1]. Параметры элементарной ячейки равны соответственно $a = 8,969$ Å, $b = 27,923$ Å, $c = 7,199$ Å. Магнитоактивные катионы Ni^{2+} с целочисленным спином $S = 1$ находятся в октаэдрическом окружении кислорода NiO_6 , соединены нитратными NO_3 группами и образуют лестничные структуры с двумя направляющими вдоль оси a . Расстояния между катионами Ni^{2+} вдоль направляющей составляет 4,996 Å, вдоль ранга — 6,135 Å. Исходя из мотивов кристаллической структуры можно предположить реализацию одного из двух типов магнитного основного состояния при низких температурах: димеры, расположенные на рангах спиновой лестницы, либо спиновые цепочки, образованные направляющими.

На температурной зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ присутствует широкий корреляционный максимум при $T_M \sim 11$ К, свидетельствующий о низкоразмерной природе магнитных взаимодействий. При дальнейшем понижении температуры значение магнитной восприимчивости

экспоненциально уменьшается. Такой ход зависимости восприимчивости характерен для наличия спиновой щели между основным и возбужденными магнитными состояниями. Признаков фазового перехода в магнитоупорядоченное состояние в $\text{Rb}_3\text{Ni}_2(\text{NO}_3)_7$ вплоть до температуры $T = 2$ К обнаружено не было. При относительно высоких температурах зависимость магнитной восприимчивости описывается законом Кюри-Вейсса с постоянными $\chi_0 = 2,7 \cdot 10^{-4}$ э.м.е./моль, $C = 2,28$ э.м.е.·К/моль, $\Theta = -27$ К. Отрицательное значение температуры Вейсса указывает на доминирование антиферромагнитного вклада в магнитном взаимодействии при высоких температурах. Температурно-независимый вклад χ_0 хорошо описывается константами Паскаля, которые дают значение $2,2 \cdot 10^{-4}$ э.м.е./моль. Эффективный магнитный момент, рассчитанный из значения константы Кюри составил $3,0 \mu_B/\text{Ni}^{2+}$, что достаточно хорошо согласуется с теоретическим значением $\mu_{\text{eff}} = 2,8 \mu_B/\text{Ni}^{2+}$.

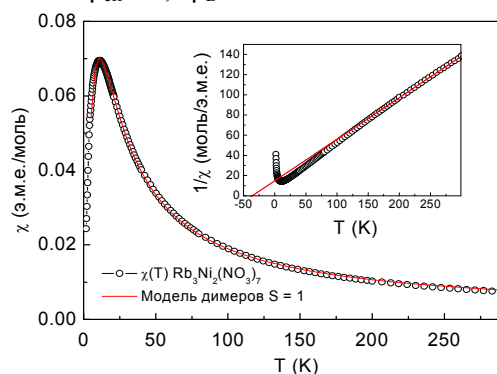


Рис. 1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости $\text{Rb}_3\text{Ni}_2(\text{NO}_3)_7$ при $B = 0,1$ Тл. Сплошной линией показана аппроксимация моделью димеров с $S = 1$. На вставке показана зависимость обратной магнитной восприимчивости и линейная высокотемпературная аппроксимация.

В модели димера на $S = 1$ суммарный спин может принимать значения: 0, 1 и 2. Таким образом, в нулевом магнитном поле для димера имеется три уровня с энергиями 0, 2J, 6J, где J — обменное взаимодействие в димере [2]. Используя термодинамические соотношения можно получить выражение для температурной зависимости магнитной

восприимчивости невзаимодействующих димеров при $S = 1$:

$$\chi = \frac{N_A g^2 \mu_B^2}{kT} \cdot \frac{\exp\left(\frac{2J}{kT}\right) + 5 \exp\left(\frac{6J}{kT}\right)}{1 + 3 \exp\left(\frac{2J}{kT}\right) + 5 \exp\left(\frac{6J}{kT}\right)}$$

При описании данной теоретической зависимостью экспериментальных данных наблюдается хорошее соответствие вплоть до низких температур (см. Рис. 1). Оценка на величину обменного взаимодействия внутри димера составляет $J = 5,4$ К.

Полевая зависимость намагниченности $M(B)$ при значениях магнитного поля $B \sim 12$ Тл демонстрирует тенденцию к насыщению. Производная намагниченности имеет максимум в магнитном поле $B = 8,3$ Тл, а намагниченность – перегиб. Этот максимум можно объяснить в рамках модели невзаимодействующих димеров, когда энергия уровня с проекцией суммарного спина $S = 1$ становится меньше энергии уровня с нулевой проекцией вследствие эффекта Зеемана. В этом случае энергетические состояния с проекцией спина $m_S = -1$ становятся более выгодными, что выражается в виде максимума на производной намагниченности. Из модели невзаимодействующих димеров и значения $J = 5,4$ К можно получить, что пересечение должно произойти при $B = 7,9$ Тл, что согласуется с наблюдаемой величиной максимума. Из рис. 2 видно, что следующее пересечение должно произойти при значении магнитного поля $B \sim 16$ Тл, когда уровень энергии с $m_S = -2$ станет выгоднее, чем уровень $m_S = -1$.

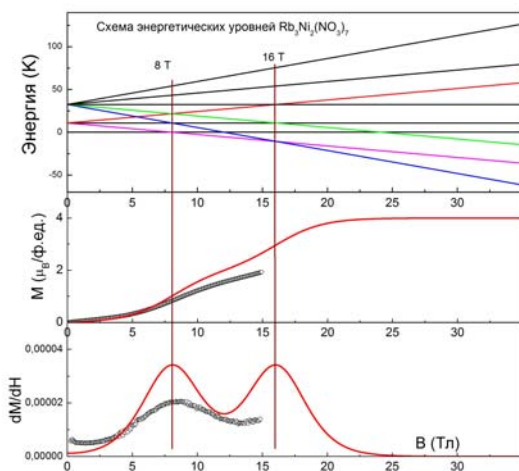


Рис. 2. На верхней части рисунка показана схема расщепления уровней энергии димера. На средней и нижней части рисунка показаны полевые зависимости намагниченности и ее производной, соответственно. Сплошными кривыми показаны расчеты для постоянной температуры $T = 2$ К, символами показаны экспериментальные данные.

Для модели цепочек Халдейна из соотношений температуры максимума и обменного взаимодействия: $T_M = 1,35 J$ можно получить оценку для величины обменного взаимодействия в цепочке $J = 8$ К,

которая определяет величину спиновой щели $\Delta = 3,3$ К. При аппроксимации температурной зависимости магнитной восприимчивости моделью цепочек хорошего соответствия с экспериментальными данными не достигается, что свидетельствует в пользу модели димеров.

На Рис. 3 показана низкотемпературная область теплоемкости $Rb_3Ni_2(NO_3)_7$. При температурах $T \sim 4$ К на температурной зависимости теплоемкости присутствует плечо, которое, вероятно, обусловлено присутствием димеров. Для димеров с $S = 1$ температурная зависимость теплоемкости описывается следующим выражением:

$$C_{dim} = 6R \cdot \left(\frac{J}{kT}\right)^2 \cdot \frac{\exp\left(\frac{2J}{kT}\right) + 15 \exp\left(\frac{6J}{kT}\right) + 20 \exp\left(\frac{8J}{kT}\right)}{\left[1 + 3 \exp\left(\frac{2J}{kT}\right) + 5 \exp\left(\frac{6J}{kT}\right)\right]^2}$$

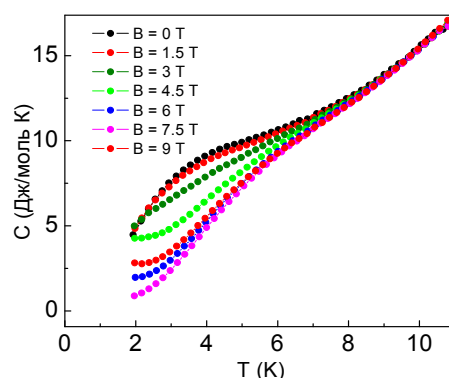


Рис. 3. Температурные зависимости теплоемкости $Rb_3Ni_2(NO_3)_7$, измеренные в различных магнитных полях.

Учитывая, что общая теплоемкость состоит из фононной части и части, обусловленной вкладом от димеров, получаем хорошее соответствие с экспериментальными данными. Полевые измерения теплоемкости при фиксированных температурах также свидетельствуют о наличии вклада от димеризованного состояния.

Таким образом, дальнего порядка не наблюдалось во всем интервале температур. Магнитная подсистема представляет собой слабозаимодействующие димеры, расположенные на перекладинах лестниц. Основным состоянием $Rb_3Ni_2(NO_3)_7$ является, по-видимому, спиновая жидкость.

1. Е.Н. Лапшева, А.А. Федорова, И.В. Морозов, С.И. Троянов. Синтез новых нитратных комплексов Ni и Zn с различной размерностью анионной подрешетки. // В сб.: Тезисы докладов XXIII Международной Чугаевской конференции по координационной химии. Одесса. Украина. 4-7 сент. 2007, с. 488.
2. Д.Г. Келлерман. Магнетохимия (Екатеринбург, Уральский Государственный Университет имени А.М. Горького, 2008).

Особенности магнитных свойств редкоземельного ферробората $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ А.А. Демидов¹, Д.В. Волков², И.А. Гудим³, Е.В. Еремин³¹ Брянский государственный технический университет, Брянск 241035, Россия² Московский государственный университет им М.В. Ломоносова, Москва 119992, Россия³ Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН, Красноярск 660038, Россия

Экспериментально и теоретически исследованы магнитные свойства монокристалла $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$. Измеренные свойства и эффекты описаны в рамках единого теоретического подхода, который базируется на приближении молекулярного поля и расчетах в модели кристаллического поля для редкоземельного иона.

Тригональные редкоземельные ферробораты $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($\text{R} = \text{Y}, \text{La} - \text{Lu}$) представляют большой интерес для физики магнитных явлений как $f-d$ соединения со своей спецификой взаимодействия R и Fe подсистем. В последнее время интерес к ферроборатам усиливается из-за наличия у них мультиферроэлектрических свойств. Повышенный интерес к $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$, в частности, обусловлен обнаружением в нем гигантского магнито-диэлектрического эффекта [1].

Вся имеющаяся информация [1–3] свидетельствует о том, что магнитные моменты Fe в $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ антиферромагнитно упорядочиваются при $T_N \approx 32\text{--}33\text{ K}$ и лежат в базисной плоскости ab . Также в базисной плоскости находятся магнитные моменты Sm , подмагниченные обменным полем Fe . Из спектроскопических исследований [2] известно, что расщепление основного дублета иона Sm^{3+} в $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ составляет $\Delta = 13.2\text{ cm}^{-1}$, а нижняя часть мультиплета иона Sm^{3+} характеризуется значениями энергий: 0, 135, 220 cm^{-1} .

Монокристаллы $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ выращивались из растворов-расплавов на основе тримolibдата висмута по технологии, подробно описанной в [4]. Магнитные измерения были выполнены на установке PPMS (Quantum Design) при $T = 2\text{--}300\text{ K}$ и магнитных полях до 5 Тл. При расчетах использовался теоретический подход, успешно примененный к $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ с $\text{R} = \text{Pr} - \text{Er}$ (см., например, [5]).

Используя экспериментальные данные для магнитной восприимчивости $\chi_{c,\perp c}(T)$ и кривые намагничивания $M_{c,\perp c}(B)$ были определены параметры кристаллического поля, которым соответствуют значения энергий штарковских уровней основного мультиплета иона Sm^{3+} , согласующиеся с данными [2]: 0, 147, 223 cm^{-1} (при $B = 0$ и $T > T_N$). С учетом $f-d$ взаимодействия при $B = 0$ и $T = 2\text{ K}$: 0, 13, 154.1, 154.4, 226, 238 cm^{-1} . Последующее сравнение результатов расчета с экспериментальными данными позволило определить актуальные параметры $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$: Fe-Fe обменное поле $B_{dd1} \approx 57\text{ Tл}$, поле $f-d$ взаимодействия $B_{fd} \approx 63\text{ Tл}$ (в работе [3] 30 Тл). Константа анизотропии Fe в базисной плоскости $K_6 = -2.1 \cdot 10^{-3}\text{ Tл} \cdot \mu_B$. Найденные параметры позволили описать экспериментальные кривые $M_{c,\perp c}(B)$ при разных T и $\chi_{c,\perp c}(T)$ при $T = 2\text{--}300\text{ K}$.

Экспериментальные и теоретические кривые

$\chi_{c,\perp c}(T)$ и $M_{c,\perp c}(B)$ $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ близки к соответствующим характеристикам немагнитного $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$. Малый магнитный вклад от подсистемы Sm связан с особенностью основного мультиплета ионов Sm^{3+} , а именно с малой величиной фактора Ланде $g_J = 2/7$. Расчеты показали, что аномалия на экспериментальной и рассчитанной кривой $M_{\perp c}(B)$ при $T = 2\text{ K}$ (рис. 1а) обусловлена спин-фlop переходом в поле $B_{\text{SF}} \approx 0.8\text{ Tл}$ в одном из возможных трех доменов, являющихся следствием тригональной симметрии кристалла $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$. При $B \parallel c$ и в полях $B_{\perp c} > 1.5\text{ Tл}$ образец ведет себя как однодоменный и находится во фlop-фазе, демонстрируя слабоанизотропную намагниченность.

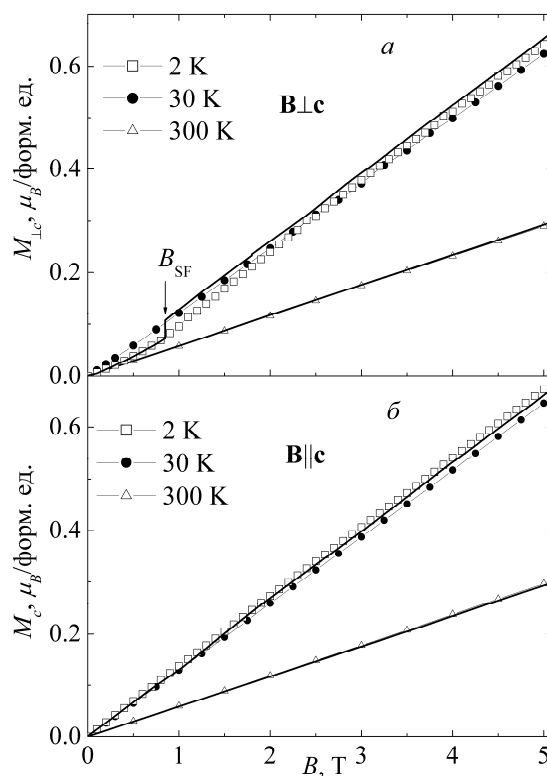


Рис. 1. Кривые намагничивания $M_{\perp c}(B)$ (а) и $M_{\parallel c}(B)$ (б).

1. А.А. Мухин и др., Письма в ЖЭТФ **93**, 305 (2011).
2. Е.Р. Chukalina et al., Phys. Lett.A **374**, 1790 (2010).
3. Ю.Ф. Попов и др., ЖЭТФ **138**, 226 (2010).
4. I.A. Gudim et al., J. Cryst. Growth **312**, 2427 (2010).
5. Д.В. Волков и др., ЖЭТФ **131**, 1030 (2007).

Магнитотепловые свойства и электросопротивление сплавов FeRh в области магнитного фазового перехода «порядок-порядок»

А.М. Чиркова¹, А.С. Волегов¹, В.А. Казанцев², Е.Г. Герасимов², А.В. Прошкин^{1,2}, Н.В. Баранов^{1,2}

¹ Институт естественных наук, УрФУ, Екатеринбург 620083, Россия

² Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620990, Россия

Оценены вклады в изотермическое изменение энтропии под действием поля при магнитном фазовом переходе первого рода в сплавах типа FeRh. Показано, что при переходе из антиферромагнитного (АФ) в ферромагнитное (Ф) состояние доминирует электронный вклад, который составляет около 60%. В отличие от систем, испытывающих фазовый переход второго рода типа «порядок-беспорядок», в сплавах типа FeRh выявлено отсутствие корреляции между изменениями электросопротивления и энтропии в области АФ-Ф перехода.

Магнитный фазовый переход первого рода из низкотемпературного антиферромагнитного (АФ) в ферромагнитное (Ф) состояние при повышении температуры выше критической T_{crit} в сплавах на основе FeRh существенно зависит от таких факторов как изменение состава (замещение Fe и/или Rh другими d-элементами), воздействие давлением или магнитным полем [1–3]. Ранее было установлено [2], что введение небольшого количества примеси вместо родия позволяет варьировать значение T_{crit} в широких пределах (от 120 до 400 К). В области перехода наблюдаются гигантский магнитокалорический эффект [4, 5], а также большие изменения электросопротивления, объема элементарной ячейки и других характеристик.

В ряде магнитных материалов с металлическим типом проводимости наблюдалась корреляция между магнитосопротивлением и изменением энтропии при магнитных фазовых переходах второго рода [6]. Объяснением может служить то, что изменение как электросопротивления, так и энтропии отражает изменение степени порядка/беспорядка при приложении магнитного поля вблизи фазового перехода второго рода. Поскольку АФ-Ф переход в FeRh является фазовым переходом типа «порядок-порядок», вопрос о корреляции между скачками сопротивления ($\Delta\rho$) и изменением энтропии (ΔS_m) остается открытым.

В настоящей работе для сплавов Fe_{0.49}Rh_{0.51} с замещениями железа и родия различными d-элементами (Pd, Ir, Co, Ni, Cr) были проведены измерения намагниченности и электрического сопротивления, для системы Fe(Rh,Pd,Ir) дополнительно были выполнены измерения теплового расширения дилатометрическим методом.

Для сплавов изученных в данной работе не установлено наличие корреляции между изменениями энтропии и электросопротивления как в случае магнитных фазовых переходов типа «порядок-беспорядок».

Представляло также интерес оценить величину различных вкладов в изотермическое изменение энтропии под действием магнитного поля для данного фазового перехода типа «порядок-порядок». Из полученных температурных зависимостей на-

магниченности, критических полей и теплового расширения, а также с использованием литературных данных по теплоемкости [5] в настоящей работе проведена оценка величины различных вкладов (решеточного, электронного и магнитного) в полное изменение энтропии при переходе. На рис. 1 приведено изменение энтропии, рассчитанное из магнитных измерений.

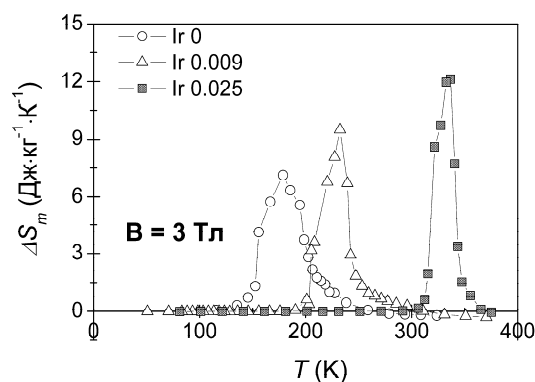


Рис. 1. Изменение энтропии в поле 3 Тл, рассчитанное из магнитных измерений для Fe_{0.49}(Rh_{0.94-x}Pd_{0.06}Ir_x)_{0.51}.

Оценка различных вкладов показала, что электронный вклад доминирует и составляет порядка 60% от общего изменения энтропии. Именно этим может объясняться тот факт, что в отличие от многих других систем в сплавах на основе FeRh наблюдается рост величины ΔS_m при увеличении температуры (рис.1).

Работа выполнена при поддержке программы УрО РАН (проект 12-T-1012).

1. J. S. Kouvel, J. Appl. Phys., **37** (3), 1257 (1966).
2. N.V. Baranov, E.A. Barabanova, J. Alloys Compd., **219**, 139 (1995).
3. K. Kamenev, Z. Arnold, J. Kamarad, N.V. Baranov, J. Alloys Compd., **252**, 1 (1997).
4. M.P. Annaorazov *et al.*, J. Appl. Phys., **79** (3), 1689 (1996).
5. K. Nishimura, Y. Nakazawa, L. Li, K. Mori, Mater. Trans., JIM, **49**, 1753 (2008).
6. J.C.P. Campoy, E.J.R. Plaza, A.A. Coelho, S. Gama, Phys. Rev. B, **74**, 134410-1 (2006).

Низкотемпературные аномалии теплоёмкости в каркасных стёклах $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$

А.Н. Азаревич^{1,2}, Н.Е. Случанко¹, А.Н. Богач¹, В.В. Глушков^{1,2}, С.В. Демишев¹, В.Б. Филиппов³,
Н.Ю. Шицевалова³, С. Габани⁴, К. Флахбарт⁴, С.Ю. Гаврилкин⁵, К.В. Мицен⁵

¹ Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва 119991, Россия

² Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный 141700, Россия

³ Институт Проблем Материаловедения НАНУ, Киев 03680, Украина

⁴ Центр Физики Низких Температур, Институт Экспериментальной Физики САН, Кошице 04001, Словакия

⁵ Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

В твердых растворах замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ исследовано поведение удельной теплоёмкости $C(T, H_0)$ при температурах 1.8–300 K в магнитном поле до 90 кЭ. Проведено разделение теплоёмкости на аддитивные вклады от электронной и решеточной подсистем. Показано, что составляющая в $C(T, H_0)$ от квазилокальных колебательных мод редкоземельных (РЗ) ионов описывается эйнштейновскими осцилляторами с температурами $\Theta_{E1} \approx 128$ K и $\Theta_{E2} \approx 290$ K. Низкотемпературный вклад в теплоёмкость интерпретируется в терминах Шоттки-аномалии от магнитных двухуровневых систем двух типов, связанных со смещениями РЗ-ионов из centrosymmetric положений в структуре RB_{12} .

Соединения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ относятся к системам с сильными электронными корреляциями. При замещении Tm на Yb в этих твердых растворах замещения наблюдается переход от антиферромагнитного металла TmB_{12} ($T_N = 3.1$ K) к парамагнитному узкощелевому полупроводнику YbB_{12} , сопровождающийся развитием структурной неустойчивости и формированием фазы каркасного стекла [1].

Исследование удельной теплоёмкости $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ позволяет детально изучить поведение электронной и фононной подсистем, наблюдать магнитные фазовые переходы и формирование неупорядоченного состояния подрешетки редкоземельных ионов.

В настоящей работе измерения теплоёмкости проводились на высококачественных монокристаллических образцах $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ с концентрациями $0 < x_{Yb} \leq 0.81$, выращенных методом вертикального бестигельного зонного плавления в атмосфере инертного газа [2]. Исследования выполнены в широком диапазоне температур (1.8–300 K) в магнитных полях до 90 кЭ на установке Quantum Design PPMS-9 (США).

Для примера на рис. 1 представлен набор экспериментальных кривых $C(H_0, T)$ для состава $Tm_{0.99}Yb_{0.01}B_{12}$. При температуре $T_N \approx 3.1$ K в этом соединении наблюдается фазовый переход антиферромагнетик-парамагнетик, который подавляется с увеличением магнитного поля. Построенная по результатам измерений $C(H_0, T)$ магнитная фазовая H-T диаграмма для составов с $x_{Yb} \leq 0.1$ показана на вставке к рис. 1. Для сравнения на рис. 1 представлены также данные $C(T)$ для LuB_{12} , являющегося немагнитным аналогом исследуемых соединений с полностью заполненной 4f электронной оболочкой.

Для аппроксимации решеточного вклада в теплоёмкость от подрешетки бора с жесткими ковалентными связями с учетом результатов [3] нами использовалось соотношение Дебая с температурой $\Theta_D \approx 1500$ K. При вычитании электронного и дебаевского вкладов для всех исследуемых составов разность $C_{exp} - C_D - \gamma T$ далее аппроксимировалась в рам-

ках модели Эйнштейна. Для примера на рис. 2 показан результат аппроксимации кривой в координатах $C/T^3 = f(T)$ для состава $Tm_{0.58}Yb_{0.42}B_{12}$ двумя эйнштейновскими осцилляторами с температурами $\Theta_{E1} \approx 128$ K, $\Theta_{E2} \approx 290$ K.

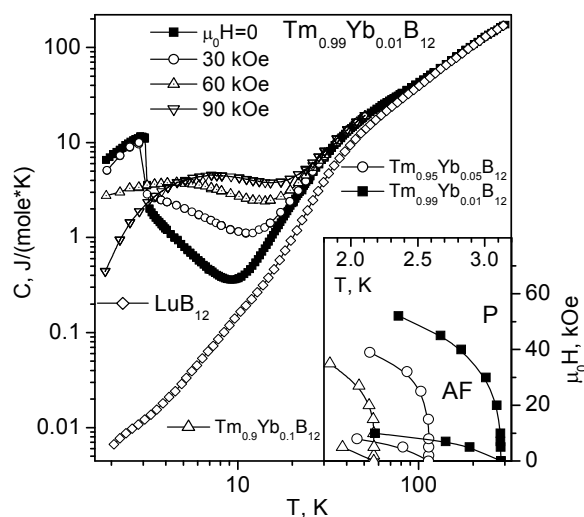


Рис. 1. Температурные зависимости теплоёмкости $C(T, H_0)$ $Tm_{0.99}Yb_{0.01}B_{12}$ и в магнитных полях до 90 кЭ, и немагнитного LuB_{12} в отсутствие поля. На вставке показана магнитная фазовая диаграмма для составов с $x_{Yb} = 0.01, 0.05, 0.1$.

При вычитании компонент C_{E1} и C_{E2} был выделен низкотемпературный магнитный вклад в теплоёмкость $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ (см., например, C_M для $x_{Yb} = 0.6$ на рис. 3). Показано, что $C_M(T)$ не описывается в рамках приближения кристаллического поля в модели точечных зарядов. Индуцированные дефектами (вакансиями) борной подрешетки смещения ионов редкоземельных элементов из centrosymmetric положения обуславливают формирование двухуровневых систем и взаимодействие магнитной и колебательной подсистем. При этом локализованные магнитные моменты 4f электронов пере-

стают быть независимыми, ионы редкоземельных элементов в соседних элементарных ячейках образуют магнитные кластеры наноразмера. Найдено, что в первом приближении эти особенности при низких температурах на кривых $C(T, H)$ можно рассматривать, как теплоёмкость двухуровневых систем, и аппроксимировать формулой Шоттки. Пример аппроксимации показан на рис. 3 для состава $Tm_{0.4}Yb_{0.6}B_{12}$. Характерные энергии расщепления составляют $\Delta E \approx 5\div 20$ К, концентрации таких двухуровневых систем в ряду $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ меняются в интервале $10\div 20\%$.

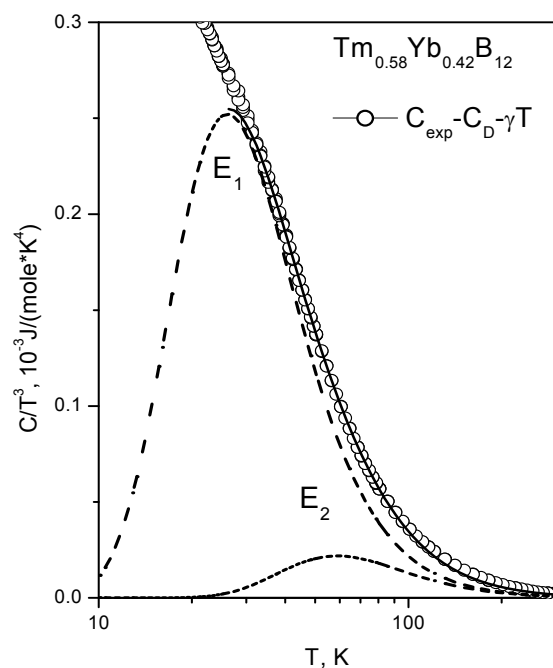


Рис. 2. Аппроксимация вклада $C_{\text{exp}} - C_D - \gamma T$ при промежуточных температурах двумя эйнштейновскими осцилляторами (см. текст). Пунктирной линией показаны аддитивные составляющие, сплошной — результат аппроксимации.

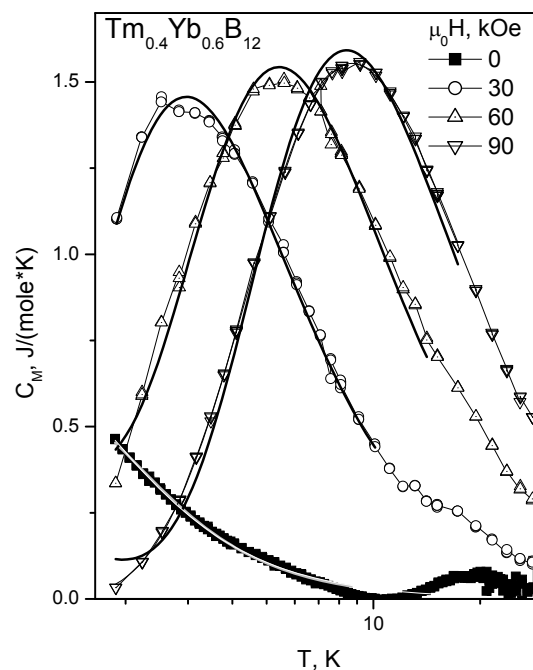


Рис. 3. Низкотемпературный вклад в теплоёмкость $C_M(T, H)$ для соединения $Tm_{0.4}Yb_{0.6}B_{12}$. Сплошными линиями показана аппроксимация суммой двух Шоттки составляющих (см. текст), представляющих теплоёмкость двухуровневой системы с учетом расщепления в магнитном поле.

Работа выполнена при поддержке программы «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах и магнитных материалах» РАН и гранта РФФИ №10-02-00998а.

1. Н.Е. Случанко и др., ЖЭТФ, т.140, в.3, с.536, 2011
2. Yu. Paderno et al., AIP Conference Proc. 230, Albuquerque, 460 (1991).
3. Н.Е. Случанко и др., Письма в ЖЭТФ, т.94, в.8, с.685-689, 2011.

Неэкстенсивная термодинамика в теории фазовых переходов Гинзбурга-Ландау

Н.Р. Бейсенгулов, Д.А. Таюрский

Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань 420008, Россия

В настоящей работе было исследовано влияние неэкстенсивности на характер термодинамических функций в непосредственной близости от критической точки фазового перехода теории Гинзбурга-Ландау. Так же была предложена соответствующая модель, основанная на разложении свободной энергии в ряд по параметру порядка, и также по параметру неэкстенсивности, который определяется величиной корреляций в системе.

Существование сильных корреляций во многих системах делает эти системы несепарабельными с точки зрения термодинамики и все термодинамические величины, как, например, энтропия, становятся функциями, зависящими от определенного параметра, характеризующий степень неэкстенсивности [1]. Именно поэтому в последнее время были предложены ряд теоретических моделей с использованием статистических распределений, отличающихся от распределения Гиббса.

В данной работе была предложена модель разложения свободной энергии по параметру неэкстенсивности ($1-q$):

$$\Phi_q = U_q - TS_q = -\frac{1}{\beta} \frac{Z_q^{1-q} - 1}{1-q} = \Phi_{q=1} + A(1-q) + B(1-q)^2 + \dots$$

Здесь β — обратная температуры, Z_q — статистическая сумма. Были получены аналитические выражения соответствующих коэффициентов при разложении в ряд по параметру неэкстенсивности. Полученная модель была применена к модели Изинга, описываемая гамильтонианом следующего вида:

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \mu_0^2 \sum_{ij} J_{ij} S_i S_j - \mu_0 H \sum_i S_i, \\ S_i = \pm 1, J_{ij} > 0$$

В результате анализа расчетов были получены температурные зависимости параметра порядка при различных значениях параметра неэкстенсивности.

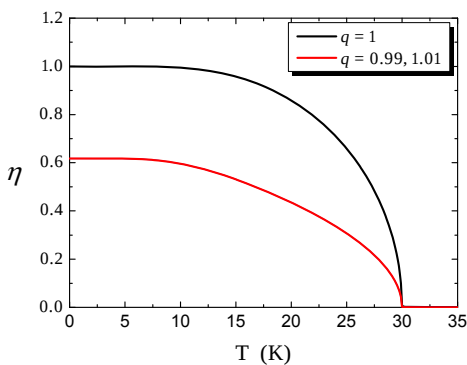


Рис. 1. Температурная зависимость параметра порядка в модели Изинга при различных значениях параметра неэкстенсивности ($N = 10^6$, $T_c = J_0 = 30$ K).

Было обнаружено, что параметр порядка в данном случае, в отличие от классической термодинамики, зависит от числа частиц в системе. При больших значениях числа частиц в системе поведение параметра порядка от температуры для различных $q \neq 1$ совпадает (Рис. 1). При значениях $N < 250$ обнаружилось совсем иное поведение параметра порядка от температуры для значений $q > 1$ (Рис. 2).

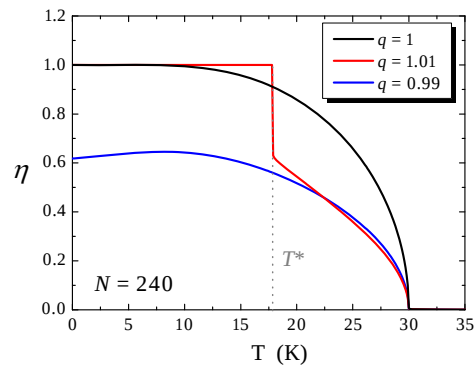


Рис. 2. Температурная зависимость параметра порядка в модели Изинга при различных значениях параметра неэкстенсивности ($N = 240$, $T_c = J_0 = 30$ K).

Ниже определенного значения температуры T^* параметр порядка скачкообразно становится равной единице вследствие исчезновения минимума свободной энергии.

Так же в данной работе был проведен анализ поведения свободной энергии вблизи критической точки $\eta = 0$. Получено аналитическое выражение для величины скачка теплоемкости ΔC_p в критической точке.

Проведенный в данной работе анализ поведения свободной энергии при фазовом переходе с учетом неэкстенсивной термодинамики позволяет говорить о зависимости термодинамических величин не только от параметра неэкстенсивности, но и от числа частиц в системе.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» контракт N 02.740.11.0797).

1. A.K. Rajagopal, C.S. Pande, S. Abe, Nano-Scale Materials: From Science to Technology, Eds. S.N.Sahu, R.K. Choudhury. NY:Nova Science Publishers, 241 (2006).

Аномальное поведение кинетических коэффициентов в манганитах системы $\text{Sm}_{1-x-y}\text{Ce}_x\text{Sr}_y\text{MnO}_3$

О.А. Мартынова, В.Э. Гасумянц

Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, Санкт-Петербург 195251, Россия

Проведено систематическое исследование особенностей электронного транспорта в дырочно-легированных манганитах системы $\text{Sm}_{1-x-y}\text{Ce}_x\text{Sr}_y\text{MnO}_3$ при температурах как выше, так и ниже температуры перехода в магнитоупорядоченное состояние, T_c . Показано, что температурные зависимости всех кинетических коэффициентов демонстрируют наличие аномалии вблизи T_c , причем температура, при которой наблюдается это аномальное поведение, увеличивается с ростом приложенного магнитного поля. Обнаружены эффекты колоссального магнитосопротивления, гигантской магнитотермоэдс и гигантского эффекта НЭ и показано, что в области перехода в магнитоупорядоченное состояние вид их температурных зависимостей является аналогичным. Обсуждаются возможные причины аномального поведения КНЭ при $T < T_c$.

Одним из основных направлений исследования свойств манганитов является изучение и анализ температурных зависимостей кинетических коэффициентов в образцах с направленным изменением состава. В настоящее время накоплен большой объем экспериментальных результатов об особенностях поведения удельного сопротивления и в меньшей степени, коэффициентов термоэдс и Нернста-Эттингсгаузена (КНЭ). В то же время известно, что кинетические коэффициенты являются крайне информативными с точки зрения определения параметров системы носителей заряда, однако только совместный комплексный анализ их температурных и концентрационных зависимостей может позволить получить надежную и достоверную информацию о строении и параметрах энергетического спектра исследуемых материалов. Это и инициировало наши исследования в данной области.

Нами было проведено комплексное экспериментальное исследование особенностей электронного транспорта в системе $\text{Sm}_{1-x-y}\text{Ce}_x\text{Sr}_y\text{MnO}_3$ с одновременными двойными замещениями самария церием и стронцием ($x=0.05, 0.1$; $y=0.35, 0.4, 0.45$). Исследованные образцы были получены методом стандартного твердофазного синтеза и являлись однофазными по данным РФА.

Для всех исследованных образцов были измерены температурные зависимости удельного сопротивления (ρ), коэффициента термоэдс (S) и коэффициента Нернста-Эттингсгаузена (Q) в диапазоне температур $T=77-300\text{K}$. Величина измерительного магнитного поля варьировалась от 0.3 до 1.8 Т.

На рис. 1 в качестве примера приведены результаты, полученные для образца состава $\text{Sm}_{0.5}\text{Ce}_{0.05}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$. Удельное сопротивление для всех образцов возрастает с уменьшением температуры по экспоненциальному закону, достигая максимума при температуре Кюри (T_c), после чего наблюдается его резкое падение. При увеличении магнитного поля температура перехода в магнитоупорядоченное состояние увеличивается, а максимальное значение ρ уменьшается. Возможной причиной этого является возникновение под действием магнитного поля ферромагнитных кластеров. С ростом магнитного поля эти кластеры разрастаются,

поглощая антиферромагнитные, что и приводит к падению значения ρ .

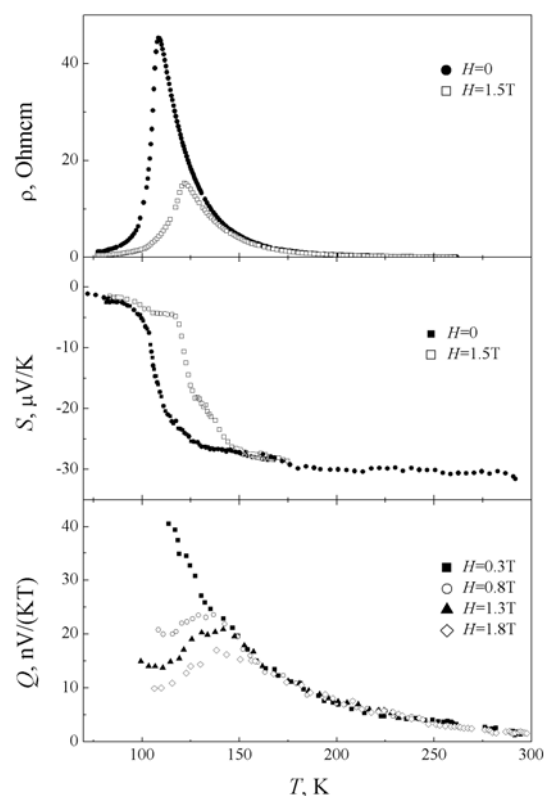


Рис. 1. Температурные зависимости кинетических коэффициентов в образце состава $\text{Sm}_{0.5}\text{Ce}_{0.05}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$.

Коэффициент термоэдс для образцов $\text{Sm}_{1-x-y}\text{Ce}_x\text{Sr}_y\text{MnO}_3$ отрицателен, а увеличение концентрации как церия, так и стронция приводит к росту абсолютного значения S при $T=300\text{K}$. Зависимость $S(T)$ демонстрирует наличие аномалии вблизи T_c (см. рис. 1), при этом, как и в случае удельного сопротивления, температура, при которой наблюдается это аномальное поведение, увеличивается с ростом приложенного магнитного поля. Очевидно, что резкое изменение значения S при $T \approx T_c$ является следствием сильного изменения числа и подвижности носителей заряда, что, вероятно, и является причиной наличия эффекта колоссального магнитосопротивления.

Для всех исследованных образцов КНЭ положителен во всем исследованном диапазоне температур. В области $T > T_c$ КНЭ достаточно сильно возрастает при уменьшении температуры в магнитных полях $H \leq 0.8$ Т, демонстрируя наличие максимума при $T \approx T_c$ (который, как и в случае зависимостей $\rho(T)$ и $S(T)$, с ростом магнитного поля сдвигается в область более высоких температур). В области $T < T_c$ значение КНЭ, измеренное при $H \leq 0.3$ Т, падает с уменьшением температуры для всех образцов. Кроме этого, на зависимостях $Q(T)$ отчетливо наблюдаются две области, различающиеся по характеру влияния магнитного поля. При $T > T_c$ магнитное поле не влияет на измеряемое значение КНЭ, как и следует из классической теории кинетических явлений. Однако при $T < T_c$ КНЭ демонстрирует аномальное поведение — его значения сильно зависят от величины измерительного магнитного поля.

Дополнительным свидетельством аномального поведения КНЭ при $T < T_c$ для всех исследованных образцов является зависимость напряжения эффекта Нернста-Эттингсгаузена (U_Q) от величины измерительного магнитного поля. При $T > T_c$, U_Q пропорционально величине магнитного поля и $Q = \text{const}(H)$, в согласии с классической теорией. При $T < T_c$ зависимость $U_Q(H)$ сильно отличается от классической: с ростом H она сглаживается, по-видимому, за счет влияния внутреннего магнитного момента (т.е. суммируется действие на значение КНЭ внешнего (измерительного) и внутреннего магнитных полей). Учет полной ориентации магнитного момента вдоль внешнего магнитного поля позволяет объяснить выход зависимости U_Q на стационарный уровень, наблюдаемый в области больших значений H . Кроме того, обнаруженное уменьшение (относительно классической линейной зависимости $U_Q(H)$) значений U_Q при увеличении магнитного поля может быть объяснено на основе модели фазового расслоения [1]. Эта модель предполагает, что в области температур $T < T_c$ наряду с ферромагнитной фазой в образцах присутствует и парамагнитная. Кроме создания сверхструктуры, зарядовое упорядочение может повлечь за собой и нетривиальное спиновое и орбитальное упорядочение. Взаимодействие спиновых, зарядовых и орбитальных степеней свободы может приводить при высоких концентрациях щелочноземельного элемента к образованию не только каплевидных, но и стриповых (полосчатых) структур. По нашему мнению, аномальное поведение коэффициента Нернста-Эттингсгаузена в области магнитоупорядоченного состояния и объясняется наличием дополнительной парамагнитной фазы, которая препятствует переносу носителей заряда.

На основании полученных экспериментальных данных были построены температурные зависимости эффектов колоссального магнитосопротивления, гигантской магнитотермоэдс и гигантского эффекта Нернста-Эттингсгаузена. На рис. 2 в каче-

стве примера приведены результаты, полученные для образца состава $\text{Sm}_{0.5}\text{Ce}_{0.05}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$. Температурные зависимости перечисленных эффектов для всех исследованных образцов характеризуются наличием ярко выраженной аномалии вблизи $T \approx T_c$: значения всех трех коэффициентов резко возрастают вблизи температуры Кюри. В то же время для всех исследованных образцов падение значений гигантского КНЭ в области $T < T_c$ в отличие от эффектов колоссального магнитосопротивления и гигантской магнитотермоэдс не наблюдается.

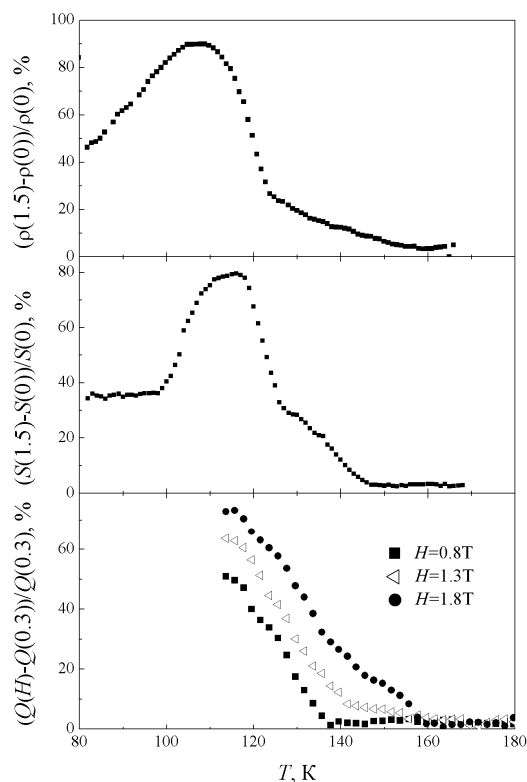


Рис. 2. Изменение кинетических коэффициентов в магнитном поле для образца состава $\text{Sm}_{0.5}\text{Ce}_{0.05}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$.

Совместный анализ всех полученных данных с учетом схожих изменений зависимостей $\rho(T)$, $S(T)$, $Q(T)$ при варьировании магнитного поля и их одинакового характера в области $T \approx T_c$ позволяет утверждать, что все эти эффекты обусловлены существенной модификацией параметров системы носителей заряда, происходящей при переходе системы в магнитоупорядоченное состояние.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (г/к № П1237) и гранта Президента Российской Федерации для молодых ученых (грант МК-4608.2012.2).

1. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрябин, УФН, **171**, 121 (2001).

Электронный спиновый резонанс в $\text{Eu}_x\text{Ca}_{1-x}\text{B}_6$

А.В. Семенов, В.В. Глушков, Н.Е. Случанко, С.В. Демишев
Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, Москва 119991, Россия

Мы представляем результаты исследования электронного спинового резонанса в системе $\text{Eu}_x\text{Ca}_{1-x}\text{B}_6$ при $x > 0.75$. В работе применена методика получения резонансных кривых в единицах абсолютной магнитной проницаемости. Анализ результатов позволил получить параметры резонанса: осциллирующую намагниченность, g -фактор и ширину линии. Обнаружено, что при корректном учете размагничивающего поля, g -фактор не зависит от степени легирования и от температуры $g=1.95$. Оценка осциллирующей намагниченности дает величины близкие к статической намагниченности образцов для всех составов, что свидетельствует о том, что все магнитные моменты принимают участие в осцилляциях. Наиболее чувствительным к легированию параметром ЭСР является ширина резонансной линии. При этом наблюдается общая тенденция к уширению линии при повышении концентрации кальция. Такое поведение может свидетельствовать о повышении роли взаимодействия магнитных моментов с проводящими электронами при легировании.

В работе [1], посвященной исследованию электронного спинового резонанса в EuB_6 , была предложена методика получения линии резонансного поглощения в единицах магнитной проницаемости. Анализ таких зависимостей позволяет получить корректные значения параметров резонанса, включая величину осциллирующей намагниченности.

В рамках процедуры, предложенной авторами [1] в настоящей работе выполнен анализ результатов исследования высокочастотного 60 ГГц электронного спинового резонанса в твердых растворах замещения $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{B}_6$ ($0.756 \leq x < 1$). Показано, что, как и в случае EuB_6 , наблюдается единственная резонансная линия, положение которой соответствует $g=1.95 \pm 0.05$ для всех исследованных составов (рис.1), а доля магнитных моментов, участвующих в резонансе, достигает 100%. В то время как для нелегированного гексаборида европия наблюдается немонотонная зависимость ширины резонансной линии от температуры со значительным ростом ниже T_C , для составов с $x=0.934$ и $x=0.836$ обнаружено монотонное сужение резонансной линии при понижении температуры. Показано, что поскольку критическая температура T_C в составах с $x=0.934$ и $x=0.836$ оказывается значительно ниже, чем в нелегированном EuB_6 [2], дополнительный механизм релаксации, вызывающий уширение линии в EuB_6 , следует связать с формированием ферромагнитного состояния. Предложена гипотеза об уширении резонансной линии в ферромагнитной области металлов, вызванном взаимодействием электромагнитной волны со спиновыми волнами, которая нуждается как в дополнительном теоретическом обосновании, так и в экспериментальном подтверждении.

Отдельной проблемой является получение резонансной линии в единицах магнитной проницаемости для состава с $x=0.756$. Это связано с тем, что в широкой области H - T координат это соединение обладает низкой проводимостью, и методика, предложенная для металлических образцов [1] здесь не применима. В связи с этим калибровка потерь резонатора, вызванных проводимостью образца, оказалась возможной лишь в области низких температур в магнитном поле, где проводимость имеет метал-

лический характер [2]. Соответствующая резонансная кривая при $T=4.2\text{K}$ приведена на рисунке 1.

Получение кривой для состава $x=0.756$ позволяет выявить тенденцию к уширению резонансной линии при легировании гексаборида европия кальцием. В эту зависимость хорошо укладывается также и нелегированный EuB_6 , если учесть в ширине его резонансной линии дополнительный вклад, вызванный ферромагнитным упорядочением. Уширение линии при легировании может быть связано с усилением роли основного механизма магнитной релаксации в металлах, а именно взаимодействия магнитных моментов с электронами проводимости.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 11-02-00623-а.

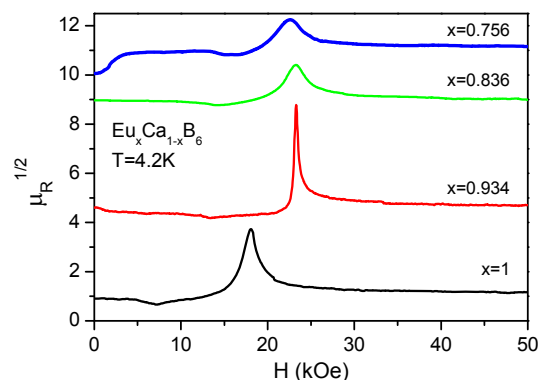


Рис. 1. Резонансные спектры растворов замещения $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{B}_6$ в единицах μ_R .

1. A.V. Semeno et al., Phys. Rev. B 79, 014423 (2009).
2. В.В. Глушков и др., ЖЭТФ, 138, 277 (2010).

Магнитокалорические свойства катион-упорядоченных манганитов $R\text{BaMn}_2\text{O}_6$ ($R=\text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}$)

А.М. Алиев¹, А.Г. Гамзатов¹, А.Б. Батдалов¹, В.С. Калитка²

¹ Институт физики им. Х.И. Амирханова ДагНЦ РАН, 367003, Махачкала, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В катион упорядоченных манганитах $R\text{BaMn}_2\text{O}_6$ ($R=\text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}$) исследован магнитокалорический эффект (МКЭ) в полях от 500 Ое до 18 кОе. Измерены температурные зависимости теплоемкости в интервале температур 77–360 К. Поведение МКЭ носит аномальный характер. В слабых магнитных полях наблюдаются резкие по температуре переходы между прямым и обратным магнитокалорическими эффектами.

Катион-упорядоченные манганиты $R\text{BaMn}_2\text{O}_6$ (R -редкая земля) привлекают к себе внимание исследователей в силу их особых физических свойств. Наиболее существенной структурной особенностью таких материалов является то, что плоскости MnO_2 расположены между двумя слоями, RO и BaO , имеющими существенно различные размеры, вследствие чего октаэдры MnO_6 сильно искажены. Кроме того, такая деформация может оказать дополнительное влияние на взаимодействие зарядового, орбитального, спинового и решеточного степеней свободы.

В последнее время наблюдается повышенный интерес и к исследованию материалов, в которых наблюдается значительный магнитокалорический эффект (МКЭ). Это обусловлено возможностью практического применения таких материалов в качестве рабочего тела в твердотельных магнитных холодильниках. Максимально возможные значения МКЭ в простых магнитных материалах недостаточны для создания эффективного магнитного холодильника. Поэтому усилия исследователей направлены на поиск и изучение материалов, в которых, одновременно с магнитным переходом, наблюдаются и другие типы упорядочений (структурные, зарядовые, орбитальные), которые также могут дать дополнительные вклады в общий магнитокалорический эффект. В этом смысле представляет большой интерес катион-упорядоченные манганиты $R\text{BaMn}_2\text{O}_6$ ($R=\text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}$), в которых наблюдаются ферро- и антиферромагнитные переходы, а также переход в орбитально упорядоченное состояние [1, 2]. В силу близости магнитных фазовых переходов и наложения на эти переходы структурных и орбитальных упорядочений, можно ожидать весьма сложной картины поведения МКЭ в этих манганитах.

В данной работе приводятся результаты исследования МКЭ, теплоемкости, намагниченности и электросопротивления для $R\text{BaMn}_2\text{O}_6$ ($R=\text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}$) в интервале температур 77–360 К и в магнитных полях до 18 кОе.

Все исследованные свойства имеют особенности в области магнитных переходов, которые зависят не только от напряженности приложенного внешнего магнитного поля, но и от направления изменения температуры.

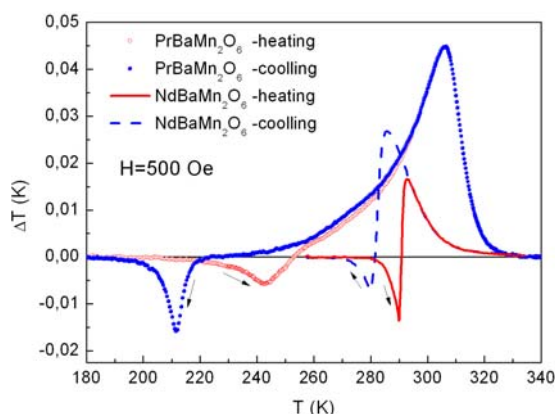


Рис. 1. Температурные зависимости МКЭ для $\text{PrBaMn}_2\text{O}_6$ и $\text{NdBaMn}_2\text{O}_6$ в режимах нагрева и охлаждения при амплитуде изменения магнитного поля 500 Ое.

Это видно на приведенных на рис. 1 температурных зависимостях МКЭ для $\text{PrBaMn}_2\text{O}_6$ и $\text{NdBaMn}_2\text{O}_6$ в режимах нагрева и охлаждения при амплитуде изменения магнитного поля 500 Ое. Для $\text{PrBaMn}_2\text{O}_6$ значение МКЭ в области АФМ перехода в режиме нагрева меньше, чем в режиме охлаждения. Для $\text{NdBaMn}_2\text{O}_6$ картина поведения МКЭ противоположная, в режиме нагрева величина эффекта больше. Приложение больших магнитных полей приводит к существенному изменению поведения МКЭ в этих материалах. В частности, в $\text{NdBaMn}_2\text{O}_6$ в поле 11 кОе в режиме охлаждения наблюдаются прямой и обратный МКЭ, а в режиме нагрева наблюдается только обратный магнитокалорический эффект. Для объяснения такого сложного поведения МКЭ нужно учесть особенности магнитных свойств этих материалов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-01124-а) и в рамках программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в твердых телах и структурах».

1. T. Nakajima, H. Kageyama, H. Yoshizawa, K. Ohoyama, Y. Ueda, J. Phys. Soc. Jpn. **72**, 3237 (2003).
2. T. Nakajima, H. Yoshizawa and Y. Ueda, J. Phys. Soc. Jpn. **73**, 2283 (2004).

Магнитные и магнитоэлектрические свойства мультиферроика $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$

А.А. Мухин¹, В.Ю. Иванов¹, А.М. Кузьменко¹, Г.П. Воробьев², Ю.Ф. Попов², А.М. Кадомцева²,
Л.Н. Безматерных³, И.А. Гудим³, В.Л. Темеров³

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва 119991, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва 119992, Россия

³ Институт физики им Л.В. Киренского СО РАН, г. Красноярск 660036, Россия

Исследованы анизотропные магнитные, магнитоэлектрические и диэлектрические, а также субмиллиметровые спектроскопические свойства монокристаллов алюмобората $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$. Показано, что наблюдаемые угловые зависимости индуцированной магнитным полем электрической поляризации $P_{a,b}$ в разных кристаллографических плоскостях определяются двумя квадратичными магнитоэлектрическими восприимчивостями в соответствии с симметрией ($R32$) кристалла. Определены температурные зависимости магнитных и магнитоэлектрических характеристик и проанализирован вклад основного состояния ионов Ho^{3+} в наблюдаемых явлениях.

Редкоземельные (R) ферробораты $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и алюмобораты $\text{RAl}_3(\text{BO}_3)_4$, обладающие нецентросимметричной тригональной структурой ($R32$), привлекают в последнее время значительный интерес в связи с обнаружением в них мультиферроэлектрических свойств, а также других интересных явлений [1–3]. Недавно в $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$ была обнаружена рекордная для этих материалов индуцированная полем электрическая поляризация $P(70 \text{ kOe}) \sim 3500 \mu\text{C}/\text{m}^2$ [4], однако симметричные аспекты ее проявления остаются не выясненными.

В данной работе выполнены комплексные исследования анизотропных магнитных, магнитоэлектрических и диэлектрических свойств монокристаллов мультиферроика $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$ в статических (до 50 кЭ, MPMS-5 Quantum Design) и импульсных (до 200 кЭ) магнитных полях, а также субмиллиметровых спектров пропускания в диапазоне 8–30 cm^{-1} .

На рис. 1. приведены примеры кривых намагничивания вдоль и перпендикулярно тригональной c -оси при разных температурах, которые

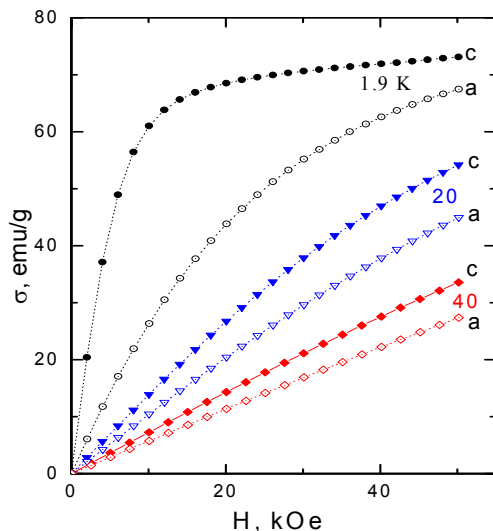


Рис. 1. Кривые намагничивания кристалла $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$ при разных температурах вдоль c -оси и вдоль a -оси.

демонстрируют значительную магнитную анизотропию кристалла. Сильная анизотропия проявилась также и в поведении электрической поляризации, которая оказалась квадратичной по полю при малых H для всех кристаллографических направлений, а с ростом H вела себя нелинейно (рис. 2).

На рис. 3. показаны угловые зависимости при 4.2 K приведенного значения поляризации, измеренной вдоль оси a $P_a(\theta_H, \varphi_H)/P_a^0$, при вращении $H=10$ кЭ в ab и bc плоскостях кристалла, где $P_a^0 = P_a(H||a)$. Согласно симметрии кристалла [1], квадратичная по магнитному полю поляризация вдоль осей $a(x)$ и $b(y)$ может быть представлена в виде

$$P_x = \alpha_1 H_y H_z + \alpha_2 (H_x^2 - H_y^2),$$

$$P_y = -\alpha_1 H_x H_z - 2\alpha_2 H_x H_y,$$

где коэффициенты $\alpha_{1,2}$ представляют собой квадратичные по H магнитоэлектрические восприимчивости. Проведенный анализ показал, что все наблюдаемые угловые зависимости электрической

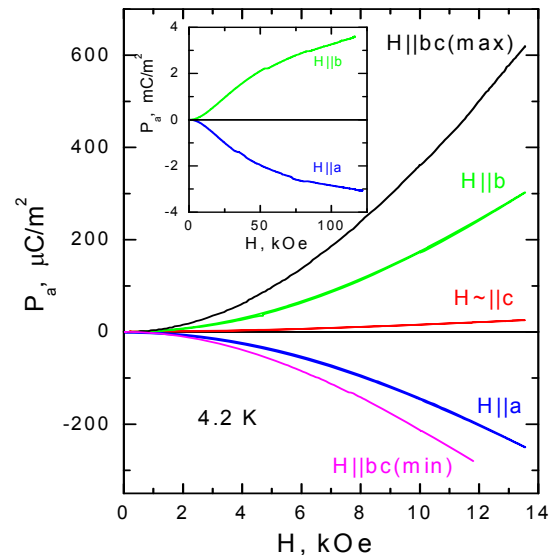


Рис. 2. Зависимости поляризации P_a от магнитного поля вдоль различных кристаллографических направлений. На вставке: P_a в импульсных магнитных полях.

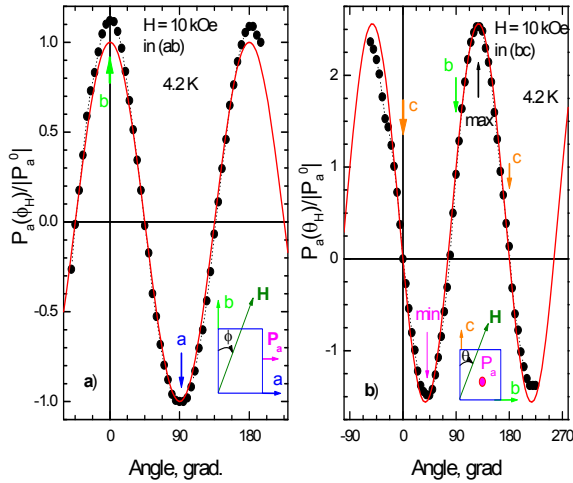


Рис. 3. Угловые зависимости приведенного значения поляризации, измеренной вдоль оси a , при вращении магнитного поля 10 кЭ при 4.2 К в плоскостях: а) ab ; б) bc . Точки - эксперимент, сплошные кривые - расчет. Стрелками указаны положения кристаллографических осей. На вставках - схемы, иллюстрирующие геометрию измерений.

поляризация хорошо описываются этими симметричными соотношениями (рис. 3), что позволило определить соответствующие магнитоэлектрические восприимчивости. На рис. 3 приведены температурные зависимости $\alpha_{ab}^{\max} = |\alpha_2|$ и

$\alpha_{bc}^{\max} = (\sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2} + |\alpha_2|)/2$, соответствующие максимуму поляризации при вращении H , соответственно, в ab и bc плоскостях. Отметим сильное уменьшение магнитоэлектрических восприимчивостей с ростом температуры и практически линейный характер их зависимостей от $1/T$ (вставка к рис. 4). Измерения диэлектрической проницаемости в базисной плоскости также выявили ее заметный рост при низких T (рис. 4). Все это свидетельствует о существенном вкладе магнитных и электрических дипольных переходов между низколежащими энергетическими уровнями иона Ho^{3+} в кристаллическом поле.

Проведенные нами субмиллиметровые спектроскопические исследования спектров пропускания плоскопараллельных образцов $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$ выявили целый ряд линий поглощения с частотами в интервале от 10 до 25 см^{-1} в различных поляризациях высокочастотного магнитного и электрического полей. Предварительный анализ показывает, что обнаруженные линии соответствуют электронным переходам как между основными и возбужденными состояниями иона Ho^{3+} , так и между его возбужденными уровнями, которые “вымораживаются” с понижением T . В целом, эти данные свидетельствуют о сложном (многоуровневом) характере

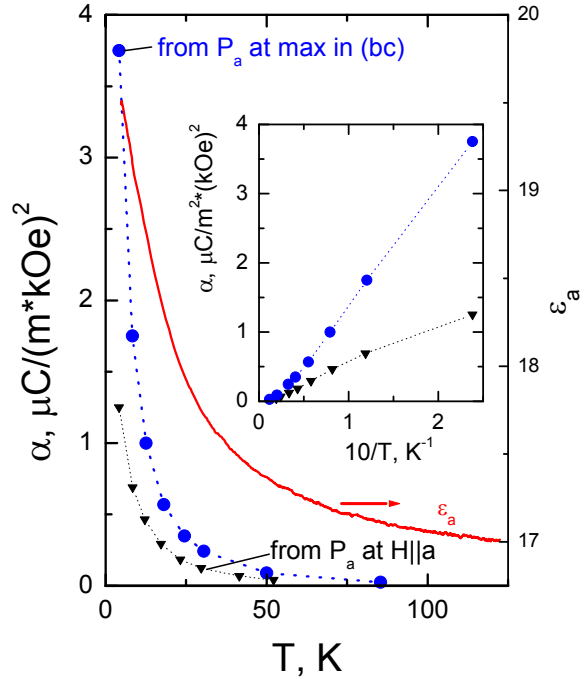


Рис. 4. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ_a (правая шкала) и магнитоэлектрических восприимчивостей $\alpha_{ab}^{\max}$ и $\alpha_{bc}^{\max}$ (левая шкала), определенных из начального наклона зависимостей $P_a(H^2)$ для $H \parallel a$ (треугольники) и H , соответствующего максимуму на угловой зависимости P_a при вращении поля в плоскости bc (кружки). На вставке: зависимость магнитоэлектрических констант от обратной температуры.

основного состояния иона Ho^{3+} в кристаллическом поле, электронные переходы в котором, как показывает проведенный анализ, играют основную роль в формировании низкотемпературных магнитных, магнитоэлектрических и диэлектрических свойств $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$, о чем свидетельствует схожий характер их температурных зависимостей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 12-02-01261 и 10-02-00846).

1. А.К. Звездин, Г.П. Воробьев, А.М. Кадомцева, и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 600 (2006).
2. А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев, и др. ФНТ, **36**, 640 (2010).
3. А.А. Мухин, Г.П. Воробьев, В.Ю. Иванов, и др., Письма в ЖЭТФ **93**, 305 (2011).
4. K.-C. Liang, R.P. Chaudhury, D. Lorenz et al., PRB, **83**, 180417 (R) (2011).

Кристаллическая структура, микроструктура и диэлектрические свойства в области низких температур керамик твердых растворов системы $\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$ ($x=0.4\div 0.5$)

А.В. Павленко¹, Ю.А. Куприна¹, И.А. Вербенко¹, Г.М. Константинов², Л.А. Резниченко¹

¹Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета,
344090 Ростов-на-Дону, Россия

²Региональный филиал Центрального экспертного криминалистического таможенного управления,
344000 Ростов-на-Дону, Россия

По обычной керамической технологии получены керамики твердых растворов системы $\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$ ($x=0.4, 0.5$ и 0.6). Изучены их кристаллическая структура, микроструктура и диэлектрические свойства в области низких температур. Высказаны предположения о механизмах аномалии в поведении диэлектрических параметров при $T < 150$ К.

Манганит висмута (BiMnO_3) является одним из представителей класса мультиферроидных материалов и неоднократно был объектом научных исследований. Однако весьма большой разрыв между температурами его ферромагнитного (ФМ) (105К) и сегнетоэлектрического (СЭ) (750-770К) переходов определяет формирование в нём слабого магнитоэлектрического эффекта (МДЭ) даже вблизи ФМ превращения [1]. Одним из способов сближения названных температур, а, возможно, и усиления МДЭ в BiMnO_3 является частичное замещение Bi ионами La [1]. Так как подобные твердые растворы (ТР) в виде керамик изучались весьма редко [2], представляется актуальным их создание и комплексное исследование, включающее изучение кристаллической структуры, микроструктуры и диэлектрических свойств, что и стало предметом настоящей работы.

Объектами исследования явились ТР состава $\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$ ($x=0.4, 0.5$ и 0.6). Синтез образцов керамики осуществляли по обычной керамической технологии. Рентгеноструктурные исследования выполняли на дифрактометре ULTIMA IV Rigaku. Исследование микроструктуры проводили на электронном сканирующем микроскопе «Hitachi TM -1000». Измерения относительной комплексной диэлектрической проницаемости ($\epsilon^*/\epsilon_0 = \epsilon'/\epsilon_0 + i\epsilon''/\epsilon_0$, где ϵ'/ϵ_0 и ϵ''/ϵ_0 — действительная и мнимая части, соответственно; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная) в температурном диапазоне (10÷325)К и частотном интервале ($10^2\div 10^6$)Гц проводили с помощью анализатора импеданса Wayne Kett 6500 В.

Рентгенофазовый анализ показал, что полученные керамические образцы однофазны, беспримесны и при комнатной температуре имеют структуру, близкую к кубической. Им свойственна хорошо сформированная микроструктура с округлой формой зерен, имеющих размер от 5 до 15 μm .

На рисунке. представлены температурные зависимости ϵ'/ϵ_0 и ϵ''/ϵ_0 исследуемых керамик в области температур (10÷300)К на частоте 10^6 Гц. Видно, что в исследуемых ТР в области $T \sim (10\div 150)$ К наблюдаются аномалии на этих зави-

симостях: на $\epsilon'/\epsilon_0(T)$ образуются точки перегиба и «полочки», а на зависимостях $\epsilon''/\epsilon_0(T)$ — ярко выраженные, сдвигающиеся при повышении

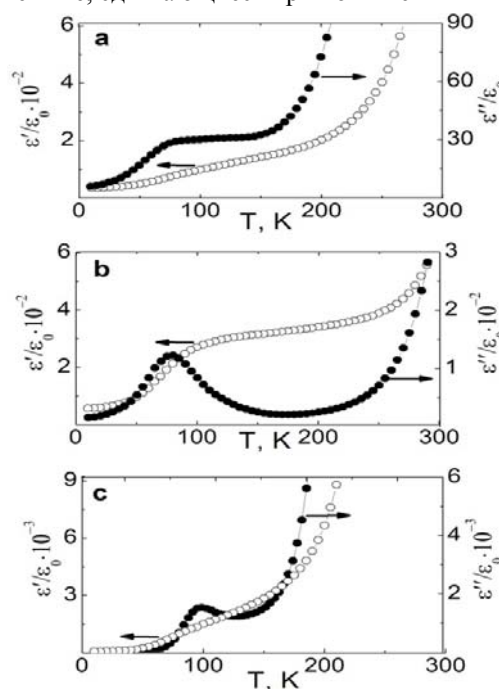


Рисунок. Зависимости $\epsilon'/\epsilon_0(T)$ и $\epsilon''/\epsilon_0(T)$ при $T=(10\div 300)$ К и $f=10^6$ Гц керамики $\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$ ($x=0.4$ -а, 0.5 - б и 0.6 - в).

частоты в область более высоких температур, максимумы, свидетельствующие о протекании релаксационного процесса в исследуемых керамиках при этих температурах. При этом с ростом x происходит смещение данного процесса в область более высоких температур. При $T > 150$ К отмечается резкий рост указанных зависимостей, что, по всей видимости, может быть связано с увеличением проводимости керамики.

В работе обсуждаются возможные причины выявленных аномалий, приводятся различные модели для аппроксимации полученных диэлектрических спектров.

1. Chan-Ho Yang, Sung-Ho Lee et al. //Phys. Rev. B 2007. V. 75. P. 140104.

2. Y.Q. Lin, Y.I. Wu et al. //Ferroelectrics, 2009. V. 388. P. 133.

N

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ

(ВКЛЮЧАЯ НАНОСТРУКТУРЫ
И НИЗКОРАЗМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ)

Явления медленной релаксации в кулоновских стеклах

В.И. Козуб, Н.В. Агринская, Ю.М. Гальперин, Д.В. Шамшур, А.А. Шумилин
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

В течение последних двух десятков лет значительный интерес проявляется к свойствам так называемых кулоновских стекол. Речь идет о системах частично заполненных локализованных электронных состояний, неупорядоченным образом распределенных в пространстве. В силу наличия межелектронного взаимодействия между состояниями полная энергия системы зависит от конкретной реализации чисел заполнения, причем низколежащие состояния оказываются почти вырожденными, так, что имеет смысл говорить о «псевдоосновных» состояниях. Таким образом, кулоновские стекла с точки зрения кинетических свойств близки к обычным структурным стеклам. В частности, им оказываются присущи такие явления, как медленные логарифмические релаксации. Именно этим явлениям и посвящен настоящий доклад. Как оказывается, природа этих релаксаций близка к природе низкочастотного фликкер-шума со спектром $1/f$. На возможность проявления фликкер-шума в системах с прыжковой проводимостью впервые обратил внимание Б.И. Шкловский [1], связавший последние с флуктуациями концентрации носителей на прыжковых узлах. Впоследствии автор данного доклада показал [2], что более важную роль играют флуктуации энергий прыжковых узлов, связанные с переносом заряда между соседними прыжковыми узлами. Однако в соответствующей работе автор ограничился лишь флуктуациями, связанными с прыжками в «тесных парах», в которых один из узлов заполнен, а другой — пуст. Как продемонстрировал впоследствии Шкловский [3], указанные пары не могут иметь большие расстояния между образующими их узлами, так что связанный с ними шум имеет существенные ограничения по частоте снизу. Впоследствии мы продемонстрировали, что значительно большие времена релаксации проявляются для многоузельных агрегатов, переходы между метастабильными состояниями которых осуществляются за счет многоэлектронных переходов той или иной природы, которые требуют существенной перестройки системы. В результате оказываются доступными практически сколь угодно большие времена релаксации, что позволяет объяснить экспериментально наблюдаемые результаты. Другой круг задач связан с явлениями медленной релаксации. Впервые явления такого типа наблюдались Z. Ovadyahu с соавторами [4]. Особенно интересными являлись результаты, обнаруживающие «память» о предыдущих состояниях системы в пленках InO с затвором, находящихся на диэлектрической стороне перехода металл-диэлектрик, состояния которых менялись путем изменения напряжения на затворе. Похожие явления наблюда-

лись в системах металлических гранул [5]. Мы предложили два возможных механизма, позволивших не только объяснить основные качественные черты указанных явлений, но и большинство тонких деталей. Один из них связан с возможным наличием в изолирующих областях (что наиболее характерно для гранулярных систем) двухуровневых возбуждений, типичных для обычных стекол и связанных со структурным беспорядком [6]. Другой, менее тривиальный механизм, связан с наличием многоузельных агрегатов в кулоновском стекле, с которыми мы выше связывали механизм низкочастотных шумов [7]. Отметим, что, как утверждалось ранее, «стекольные» эффекты характерны лишь для систем, близких к металлическим, и не наблюдаются в чисто полупроводниковых системах. В работах нашей группы мы, тем не менее, экспериментально обнаружили явления медленной релаксации в полупроводниковых системах на основе квантовых ям GaAs–AlGaAs, в которых, наряду с ямами, легировались также и барьеры, так что в ямах присутствовали как однократно, так и дважды заполненные состояния. При этом медленные релаксации наблюдались в отклике на внешнее магнитное поле. [8, 9] Мы полагаем, что эффект связан с многоузельными агрегатами, содержащими как однократно, так и дважды заполненные узлы. В силу спиновых корреляций внешнее магнитное поле приводит к перераспределению заселенностей указанных узлов и, соответственно, к перестройке агрегатов (происходящей по логарифмическому закону). Построенная нами полукачественная теория позволила объяснить экспериментальные данные. В частности, мы полагаем, что возможность наблюдения медленных релаксаций в отклике на магнитное поле связана с тем, что в данной ситуации система возмущается значительно слабее, чем в случае систем, управляемых затвором. Соответственно, это позволяет избавиться от ряда паразитных эффектов, проявляющихся в системах с затвором.

1. B.I. Shklovskii, Solid State Commun. **33**, 273 (1980).
2. V.I. Kozub, Solid State Commun. **97**, 843 (1996).
3. B.I. Shklovskii, Phys. Rev. B, **67**, 045201 (2003).
4. Ben Chorin M, Ovadyahu Z, Pollak M 1993 Phys. Rev. B **48**, 15025.
5. Grenet T, Delahaye J, Sabra M, Gay F 2007 Eur. Phys. Journ. **56** **183**; 2008.
6. Burin, AL, Kozub, VI, Galperin, YM; Vinokur, V. J. Phys.: Condens. Matter, **20**, 244135 (2008).
7. Kozub VI, Galperin YM, Vinokur VM, Burin AL 2008 Phys. Rev. B **78**, 132201.
8. Agrinskaya, NV; Kozub, VI; Shamshur, DV; Shumilin, A. Solid State Commun., **149**, 576-579 (2009).
9. Agrinskaya, NV; Kozub, VI; Shamshur, DV; Shumilin, AV; Galperin, YM. J. Phys.: Condens. Matter, **22**, 405301 (2010).

Резонансное туннелирование и косвенный обмен в гетероструктурах с δ -слоями парамагнитных ионов

Н.С. Аверкиев¹, И.В. Рожанский¹, Е. Lahderanta²

¹ Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург 194021, Россия

² Lappeenranta University of Technology, Lappeenranta, Finland

Гетероструктуры с парамагнитными примесями, в которых они пространственно отделены от свободных носителей заряда туннельно-прозрачным барьером, являются новым перспективными объектами для исследования магнитных взаимодействий в твердом теле. Пространственное разделение сохраняет высокую подвижность свободных носителей, но, при этом, влияние примесей на спиновую поляризацию свободных носителей остается неожиданно значительным [1].

В работе рассматриваются наноструктуры на основе GaAs/InGaAs, содержащие квантовую яму и дельта-слой марганца, отстоящий от квантовой ямы на 3–6 нм. Предложена теория, описывающая возникновение спиновой поляризации дырок в квантовой яме за счет резонансного туннельного смешивания с локализованным состоянием дырки на марганце при гелиевых температурах.

Гибридизация состояний описывается на основе модели конфигурационного взаимодействия Фано и туннельного гамильтониана Бардина. Это взаимодействие приводит к эффективному подмешиванию волновой функции дырки на марганце, имеющей значительный g-фактор, к состояниям двумерных дырок в квантовой яме. Проявление такого конфигурационного смешивания в наблюдаемых эффектах зависит от характера возмущения действующего на волновые функции системы. Так, например, в случае непрямых оптических переходов, когда матричный элемент, вычисленный на несмешанных волновых функциях двумерных электронов и дырок в квантовой яме слабо зависит от их волновых векторов, то имеет место “классический” резонанс Фано [2], особенностью которого является интерференция, возникающая при вычислении квадрата матричного элемента на смешанных волновых функциях. Такая интерференция может приводить к ослаблению интенсивности фотолюминесценции из квантовой ямы вблизи энергии локализованного уровня. Нами показано, что в случае резкой зависимости матричного элемента оптического перехода от волновых векторов, соответствующей прямым оптическим переходам, интерференции, характерной для резонанса Фано, не возникает. В этом случае конфигурационное смешивание всегда приводит к усилению интенсивности фотолюминесценции вблизи энергии локализованного состояния.

В работе проанализировано влияние внешнего магнитного поля на спектры люминесценции в предположении прямых оптических переходов. Внешнее магнитное поле, приложенное перпенди-

кулярно плоскости квантовой ямы, приводит к расщеплению локализованного состояния дырки на марганце. Это расщепление возникает вследствие эффекта Зеемана и обменного взаимодействия дырки с d-электронами Mn. Для каждого из расщепленных уровней туннельное смешивание оказывается эффективным только с одной из двух спиновых подзон тяжелых дырок в квантовой яме. Это приводит к тому, что для дырок с проекцией полного углового момента $j=+3/2$ и $j=-3/2$ особенности, связанные с конфигурационным подмешиванием оказываются расположены в разных частях спектров для циркулярных поляризаций σ^+ и σ^- . Спектры для правой и левой циркулярной поляризации, таким образом, имеют различную интенсивность. Предложенная теория объясняет наблюдаемую степень циркулярной поляризации люминесценции, температурную зависимость и необычно слабую зависимость степени поляризации от расстояния d между дельта-слоем марганца и квантовой ямой.

Другой особенностью гетероструктур с дельта-слоями парамагнитных ионов является возникновение в них магнитного упорядочения при температурах около 55 К. Считается, что микроскопическая причина магнитного порядка связана с косвенным обменом спинов $3d^5$ электронов между собой через свободные носители. Однако, обычно предполагается, что каждый из ионов не может проводить к локализации на нем носителя. Как продемонстрировано в первой части доклада, для случая квантовой ямы GaAs/InGaAs и дельта-слой марганца это не так, и возникает увеличение плотности состояний свободных дырок для энергий, близких к энергии связи носителя заряда на примеси. В результате косвенное обменное взаимодействие изменяется и возникает дополнительный вклад с другим характерным пространственным периодом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Президентской программы поддержки научных школ.

1. С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.Д. Кулаковский, Письма в ЖЭТФ **90**,730 (2009).
2. U. Fano, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).

Quantum Lifetime of 2D Electron in Magnetic Field

Scott Dietrich¹, S.A. Vitkalov¹, D.V. Dmitriev², A.A. Bykov²

¹ City College of the City University of New York, New York 10031, USA

² Institute of Semiconductor Physics, 630090 Novosibirsk, Russia

Positive magnetoresistance of two-dimensional electrons in GaAs quantum wells placed in weak quantizing magnetic fields is observed. From comparison of the magnetoresistance with theory quantum lifetime of 2D electrons is determined in broad range of temperatures from 0.3 K to 20 K. The temperature variation of the inverse electron lifetime is in good agreement with conventional theory of electron-electron scattering.

Transport properties of 2D electrons, placed in quantizing magnetic fields, attract a great deal of attention for its fundamental significance. Despite a long history [1] the research in this direction is still active and very surprising. The electron quantum lifetime has been measured in many experiments. The standard transport method to measure the electron lifetime is based on an extraction of the Dingle factor from temperature or magnetic field dependences of the amplitude of Shubnikov-de-Haas (SdH) oscillations. This method works well at low temperatures, at which the Dingle factor is nearly temperature independent. Application of this method to higher temperatures is considered to be problematic, since it involves a separation of unknown, small temperature variations of the Dingle factor from strong variations of SdH amplitude with the temperature. Moreover theoretical investigations indicate that despite the fact that the electron-electron scattering affects the electron quantum lifetime it does not change the amplitude of the quantum resistance oscillations [2]. Thus the standard method is not applicable to study the electron-electron scattering, which, as shown below, is the dominant mechanism reducing the electron lifetime with the temperature. Finally at high temperatures, the SdH oscillations are absent and, thus, the standard method does not work.

In this presentation we describe a simple transport method which is used to study quantum electron lifetime in a broad range of temperatures. The method is based on measurements of a positive magnetoresistance. The positive magnetoresistance is induced by the quantized (periodic) motion of electrons in magnetic fields. Due to the circular motion, a scattered 2D electron may return to the same impurity repeatedly, enhancing the total scattering amplitude. The stronger the magnetic field, the larger the probability for the electron to return to the same impurity. Thus, the scattering rate increases with the magnetic field, giving rise to the positive magnetoresistance [3].

Experimental Setup

Our samples are high-mobility GaAs quantum wells grown by molecular beam epitaxy on semi-insulating (001) GaAs substrates. The width of the GaAs quantum well is 13 nm. Two AlAs/GaAs type-II superlattices grown on both sides of the well served as barriers, providing a high mobility of 2D electrons inside the well at a high electron density. One sample was studied with electron density $n = 8.2 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ and

mobility $\mu = 93 \text{ m}^2/\text{Vs}$. Another sample with comparable parameters shows similar results. The studied 2D electron system is etched in the shape of a Hall bar. The width and the length of the measured part of the sample are $d = 50 \mu\text{m}$ and $L = 250 \mu\text{m}$. A 12 Hz alternating current is applied through current contacts formed in the 2D electron layer. The longitudinal ac voltage V_{xx} is measured between potential contacts displaced $250 \mu\text{m}$ along each side of the sample. The Hall voltage V_{xy} is measured between potential contacts displaced $50 \mu\text{m}$ across the electric current. Measurements were carried out for discrete temperature values in the range of 0.3 to 20 Kelvin in a He-3 insert in a superconducting solenoid. Samples and a calibrated thermometer were mounted on a cold copper finger in vacuum. Magnetic fields were applied perpendicular to the 2D electron layers and sweeps were made at each temperature over the range of 0 to 0.7 Tesla.

Results

Figure 1 shows the magnetoresistance of 2D electrons taken at different temperatures. All curves demonstrate a similar behavior. At small magnetic fields ($B < 0.1 \text{ T}$) the curves show extremely weak dependencies on the magnetic field. At higher magnetic fields, the resistance increases.

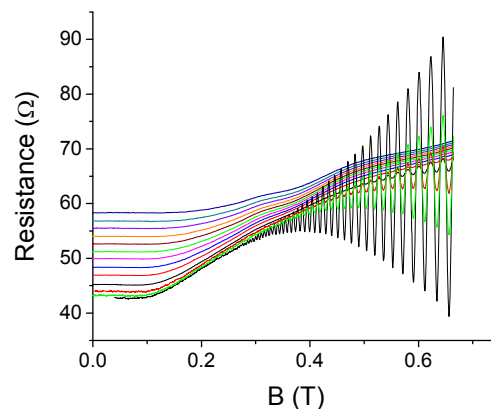


Рис. 1. Resistance versus magnetic field at different temperatures from the bottom to the top: 2.25K, 2.98K, 3.75, 4.71K, 5.94, 6.95K, 7.96K, 8.85K, 9.80K, 10.73K, 11.75K, 12.66K, and 13.70K

Not shown in figure 1 is the trace at the lowest temperature $T = 0.3 \text{ K}$, which indicates that the resistance increase correlates with the quantization of the electron spectrum. Namely, the positive magnetoresis-

tance (taken at $T > 2$ K) starts at the magnetic field at which the quantum oscillations are first observed at $T = 0.3$ K. The positive magnetoresistance and its temperature dependence are the main targets of the experiments. At even higher magnetic fields the magnetoresistance shows quantum oscillations, which depend strongly on the temperature. The oscillations are beyond the scope of this paper.

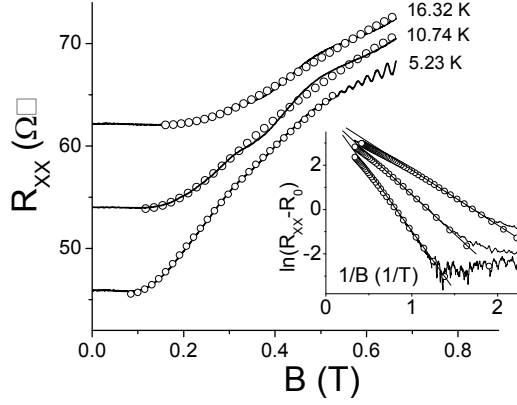


Рис. 2. Comparison between experiment (solid lines) and theory (open circles) at different temperatures as labeled. Insert shows the data plotted vs inverse magnetic field $1/B$, indicating exponential growth of the magnetoresistance at small magnetic fields

Figure 2 shows the positive magnetoresistance in better detail and demonstrates a comparison with theory [3]. Although the theory is developed for a broad range of temperatures, it considers the elastic impurity scattering to be dominant in the electron dynamics. It ignores electron-electron and electron-phonon interactions. Presented in fig. 1 data show considerable variations of the magnetoresistance with the temperature. In accordance with theory the electron lifetime τ_q is the leading parameters affecting the shape of magnetoresistance. In comparison with the theory we consider the time τ_q to be the dominant temperature dependent variable. The best correspondence with the theory is obtained for the following fitting function [3]:

$$R(B, T) = R_0(T) + 2R_D [e^{-\alpha} + e^{-2\alpha} (1 - \alpha)^2], \quad (1)$$

where the resistance at zero magnetic field $R_0(T)$, a "Drude" resistance R_D and $\alpha = \pi / (\omega_C \tau_q)$ are fitting parameters (ω_C is cyclotron frequency).

Presented in fig. 2 comparison with the theory yields the quantum scattering time (electron lifetime) τ_q . Figure 3 shows the temperature dependence of the quantum scattering rate $1/\tau_q$. The dependence is plotted vs the square of the temperature. The plot indicates quadratic variations of the quantum scattering rate with the temperatures below 15 K. Shown in the figure the dashed straight line approximates the T^2 dependence. The T^2 dependence suggests that the electron-electron

scattering is the dominant mechanism, reducing the electron lifetime. In accordance with conventional theory [4] at zero magnetic field the e-e scattering rate is

$$1/\tau_{ee} = [\pi T^2 / 4 E_F] \ln(q_s v_F / T), \quad (2)$$

where E_F and v_F are Fermi energy and velocity, q_s is a screening vector. Solid line plotted in fig. 3 uses $q_s = 1.8 \cdot 10^8$ (1/m), which is very close to the Thomas-Fermi screening wave vector in 2D, given by $q_{TF} = 2m e^2 / \epsilon = 1.96 \cdot 10^8$ (1/m) for GaAs.

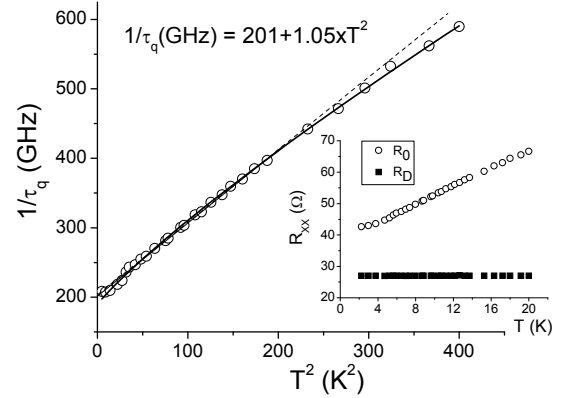


Рис. 3. Temperature dependence of the quantum scattering rate (open circles) plotted vs T^2 . Dashed line presents a linear fit of the temperature dependence at $T < 15$ K. Solid line presents expected temperature dependence due to electron-electron scattering (see eq.(2)). Insert shows parameters $R_0(T)$ - open circles and $R_D = 27$ (Ω)- black squares, which are used in the comparison.

Conclusion

The paper presents a simple transport method to access the electron lifetime of two-dimensional electrons in quantizing magnetic fields in broad temperature range. For two-dimensional electrons in GaAs quantum wells, the temperature variations of the quantum scattering rate are found to be proportional to the square of the temperature at $T < 15$ Kelvin and are in very good agreement with the theory taking into account electron-electron interactions in 2D systems.

1. D. Shoenberg, *Magnetic oscillations in metals*, (Cambridge University Press, 1984).
2. W. Martin, D.L. Maslov, and M.Yu. Reizer, *Phys. Rev. B* **68**, 241309R (2003).
3. M.G. Vavilov and I.L. Aleiner, *Phys. Rev. B* **69**, 035303 (2004).
4. B.L. Altshuler and A.G. Aronov, *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, (North-Holland, Amsterdam, 1985).

Многоканальное резонансное туннелирование через электростатически связанные молекулярные состояния в квантовой яме

Е.Е. Вдовин¹, Ю.Н. Ханин¹, О. Makarovsky², A. Patane², L. Eaves²

¹ ИИПТМ РАН, ул. Институтская 6, г. Черноголовка, 142432, Россия

² The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK

Исследован электронный туннельный транспорт через нульмерные системы, подобные двойным квантовым точкам (ДКТ), образованные донорными молекулами Si₂ в GaAs квантовой яме связанными кулоновским взаимодействием. Обнаружено неожиданное подавление туннельного тока через такую систему с понижением температуры, обусловленное динамической блокадой основного канала упругого резонансного туннелирования. Изучено разрушение режима блокады при приложении слабого магнитного поля.

Флуктуации тока в квантовых наносистемах дают информацию об электронных корреляциях, которую невозможно получить, измеряя усредненный ток. Это привело в последние годы к интенсивным теоретическим и экспериментальным исследованиям токовых флуктуаций во множестве квантовых систем, с целью установления связей между статистикой Ферми, когерентностью и кулоновским взаимодействием, что оказалось чрезвычайно важно для решения многих проблем квантовой обработки информации. Одной из таких систем являются системы квантовых точек в режиме многоканальной кулоновской блокады, в частности две или более отдельные квантовые точки, связанные между собой через дальнедействующие кулоновские силы. В такой системе перенос электронов через один резонансный туннельный канал коррелирован с актом передачи заряда в другом близлежащем нерезонансном канале. И, например, система из двух электростатически связанных двойных квантовых точек вполне пригодна для реализации двухкубитных квантовых затворов как в зарядовых, так и в спиновых схемах на основе квантовых битов.

молекул Si₂ в GaAs квантовой яме резонансно-туннельного диода, связанных кулоновским взаимодействием. С помощью метода визуализации волновых функций получены контурные карты пространственного распределения плотности вероятности электронных волновых функций этих состояний. Обнаружено, что их волновые функции обладают аксиальной симметрией и формой, подобной основному состоянию молекулы водорода.

Наблюдаемые пики тока обусловлены туннелированием через донорные молекулы (пары Si) [1]. С помощью метода магнито-туннельной спектроскопии получены контурные карты пространственного распределения плотности вероятности электронных волновых функций этих состояний. Показано, что их волновые функции обладают аксиальной симметрией и формой, подобной основному состоянию молекулы водорода.

Нами обнаружено неожиданное подавление резонансного тока через молекулы с понижением температуры. Такая аномальная температурная зависимость амплитуды резонансов объяснена кулоновским взаимодействием между электронами двух связанных параллельных каналов туннелирования, когда электрон на нерезонансном состоянии одной из двух молекул, составляющих ДКТ, блокирует резонансный канал другой молекулы [2]. Уменьшение температуры и, следовательно, подавление неупругого туннелирования через нерезонансное состояние, приводит к резкому уменьшению резонансного тока. Приложение слабого магнитного поля снимает режим динамической блокады канала туннелирования. Нами рассмотрены возможные механизмы наблюдаемого явления.

1. Е.Е. Вдовин, Ю.Н. Ханин, Письма в ЖЭТФ, 90, вып. 6, 494-500, (2009).

2. R. Sanchez, S. Kohler, P. Hanggi, G. Platero, Physical Review B, 77, 035409 (2008).

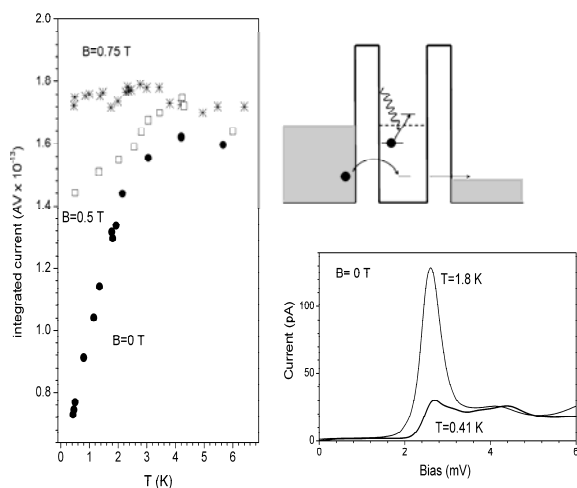


Рис. 1. Зависимость интегрального резонансного тока через DQD в магнитном поле. Схема структуры. Вольт-амперные характеристики при T=0,4 K и 1,8 K.

Исследован туннельный транспорт через низкоразмерные системы, подобные двойным квантовым точкам (ДКТ), образованные парами донорных

Подавление магнитотуннелирования электронов между параллельными GaAs/InAs двумерными электронными системами корреляционным взаимодействием

Ю.Н. Ханин¹, Е.Е. Вдовин¹, L. Eaves²

¹ ИИТМ РАН, ул. Институтская 6, г. Черноголовка, 142432, Россия

² The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK

В данной работе исследовано магнитотуннелирование между GaAs/InAs двумерными электронными системами в вертикальных GaAs/InAs/AlAs резонансно-туннельных гетероструктурах. При этом обнаружен новый тип особенности в туннельной плотности состояний (провал на уровне Ферми), отличающийся от наблюдавшихся ранее при туннелировании между GaAs туннельными системами как видом функциональной зависимости, так и энергетическими и температурными параметрами. Данный эффект, как и прежде, проявлялся в подавлении резонансного туннелирования в узком интервале вблизи нулевого смещающего напряжения в сильном магнитном поле, параллельном направлению тока. Получены магнитополевые и температурные зависимости параметров эффекта и произведено сравнение с существующими теоретическими и экспериментальными работами.

Несмотря на большой фундаментальный и практический потенциал, а так же относительно немалую историю изучения проявлений корреляционной кулоновской щели в туннельной плотности состояний вблизи уровня Ферми (провал в плотности состояний часто также называют щелью, независимо от конкретного вида его энергетической зависимости) при туннелировании между двумерными электронными системами (ДЭС), до настоящего времени существует всего лишь несколько работ посвященных экспериментальному обнаружению и исследованию этого явления [1–5].

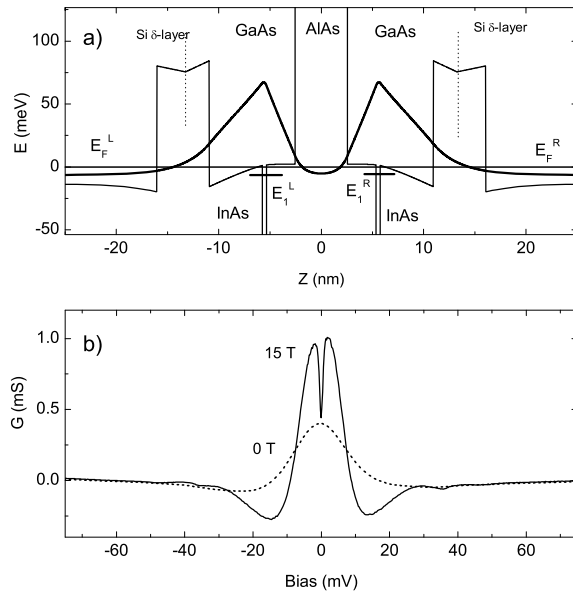


Рис.1. а) Профиль дна зоны проводимости экспериментальной трехбарьерной структуры. E_1^L и E_1^R — уровни основных электронных состояний в квантовых ямах, жирной сплошной кривой показано распределение волновых функций этих состояний $|\Psi|^2$. б) Экспериментальная зависимость дифференциальной проводимости от напряжения при $B=15$ Т (сплошная линия) и в отсутствии магнитного поля (пунктирная линия), магнитное поле перпендикулярно гетерослоям.

Вероятно, это обусловлено большим числом экспериментальных и структурных параметров,

одновременное удовлетворение которым необходимо для наблюдения кулоновской щели. При этом роль некоторых из этих параметров еще только предстоит выяснить.

В данной работе представлены результаты магнитотуннельных измерений в GaAs/InAs/AlAs в резонансно-туннельных гетероструктурах. В нашей экспериментальной системе, в отличие от исследованных ранее, слои двумерного электронного газа (ДЭГ), между которыми происходит туннелирование, располагаются в комбинированных GaAs/InAs квантовых ямах (КЯ) с близлежащими дельта-слоями, что может позволить получить дополнительную информацию о влиянии на формирование кулоновской щели таких факторов, как случайный потенциал, эффективная масса и межслоевое взаимодействие.

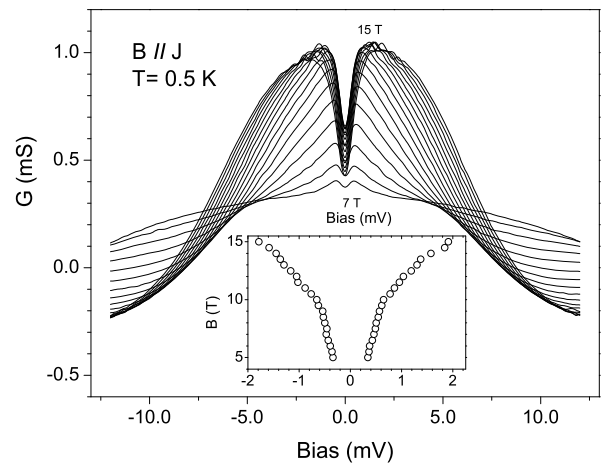


Рис.2. Эволюция зависимостей дифференциальной проводимости в области резонанса от напряжения в интервале магнитного поля от 7 до 15 Т с шагом 0.5 Т. На вставке показана зависимость ширины щели от магнитного поля.

Нами исследовались вертикальные гетеродиоды изготовленные на основе симметричных трехбарьерных гетероструктур, схематическая диаграмма которых представлена на рис.1а. В таких структурах, вследствие наличия дельта-

легирования крайних барьеров, в GaAs/InAs квантовых ямах формировались слои ДЭГ даже в отсутствие смещения, резонансное туннелирование между которыми приводило к появлению резкого пика проводимости в некотором интервале напряжений смещения вблизи нуля (см. рис.1b). Концентрация ДЭГ полученная из анализа осцилляций Шубникова–де Газа составляла $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и соответствует номинальному легированию крайних барьеров. Ширина резонансного пика проводимости определяется параметрами процесса туннелирования, преимущественно уширением уровней в квантовых ямах и степенью сохранения импульса в туннельном процессе [2].

Подавление туннелирования при приложении перпендикулярного гетерослоям магнитного поля традиционно объясняется следующей качественной моделью. В этом случае каждая ДЭС представляет собой сильнокоррелированную электронную жидкость (в ближнем порядке подобную вигнеровскому кристаллу) и щель в туннельной плотности состояний при туннелировании между ними отражает дополнительную энергию, необходимую для быстрого вырывания электрона, который затем будет участвовать в туннельном переходе, из сильнокоррелированной электронной жидкости. Такая же добавочная энергия требуется и для быстрого встраивания туннелирующего электрона в коррелированную электронную жидкость. В результате ширина щели в туннельной плотности состояний определяется, по порядку величины, энергией кулоновского взаимодействия электронов в ДЭС-ме $E_c = e^2 / \epsilon \langle a \rangle$, где $\langle a \rangle$ — среднее расстояние между электронами.

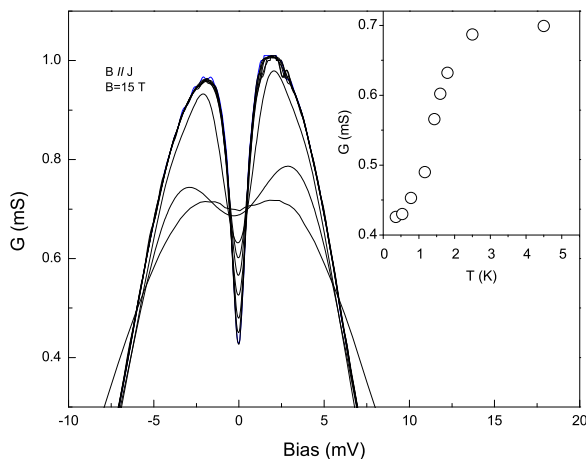


Рис.3. Изменение проводимости в области щели с температурой. На вставке представлена температурная зависимость проводимости при нулевом смещении от температуры.

Наши экспериментальные кривые демонстрируют подобное подавление в интервале напряжений ± 2 мВ (см. рис. 2). Кроме того в данной работе представлены результаты наблюдения туннельной щели в симметричных однобарьерных

GaAs/AlGaAs структурах, в которых параллельные ДЭС по обе стороны барьера были сформированы с помощью δ -легирования кремнием, что позволило нам произвести сравнительный анализ влияния случайного потенциала.

Как видно из рис.1b ширина резонансного пика составляет приблизительно 20 мВ и определяется энергией Ферми, что указывает на отсутствие сохранения квазиимпульса при туннельном переходе между ДЭС. Рост амплитуды и уменьшение ширины резонанса в $B=15$ Т обусловлены увеличением плотности состояний ДЭГ на уровне Ферми при движении к нему последнего уровня Ландау. На рис.2 представлена эволюция обнаруженной нами особенности туннельной плотности состояний с ростом B и зависимость расстояния между максимумами проводимости, обычно принимаемого за ширину щели, от B . В отличие от ранних экспериментов эта зависимость носит явно нелинейный характер.

Исследование температурных зависимостей (рис. 3) показала, что провал проводимости практически полностью исчезает при температуре $T=5$ К, что совпадает с наблюдавшимся нами ранее подавлением щели [5] температурой с учетом разницы ширин щели.

Сравнение формы особенности плотности состояний в наших экспериментах и в случаях традиционной щели [1, 2, 5] очевидно демонстрирует отличие функциональной зависимости обнаруженной нами особенности от энергии от исследовавшейся ранее кулоновской щели. Форма щели в нашем случае, как это не удивительно, более всего совпадает с наблюдавшейся при туннелировании из объёмного легированного полупроводника вблизи перехода металл-диэлектрик. Более того, количественная модель, описывающая форму щели из большинства прежних экспериментов [4] оказывается совершенно не пригодной в нашем случае. Таким образом, несмотря на формальную схожесть нашей экспериментальной системы со всеми упомянутыми выше экспериментами в ДЭС, можно заключить, что вопрос о механизмах формирования обнаруженного нами эффекта на данный момент остаётся открытым.

1. J.P. Eisershtein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. Lett. 69, 3804 (1992).
2. N. Turner, J.T. Nicholls, E.H. Linfield, K.M. Brown, G.A. Jones, and D.A. Ritchie, Phys. Rev. B 54, 10614 (1996).
3. V.T. Dolgoplov, H. Drexler, W. Hansen, J.P. Kotthaus and M. Holland, Phys. Rev. B 51, 7958 (1995).
4. T. Reker, Y.C. Chung, H. Im, *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter 14, 5561 (2002).
5. Yu.N. Khanin, Yu.U. Dubrovskii, E.E. Vdovin, *et al.*, Physica E 6, 602 (2000).

Эффекты псевдоспиновой поляризации и ферромагнетизм в режиме квантового эффекта Холла в квазидвумерном слое HgTe

М.В. Якунин¹, А.В. Суслов², С.М. Подгорных¹, Н.Н. Михайлов³, С.А. Дворецкий³

¹ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620990, Россия

² Национальная лаборатория сильных магнитных полей (NHMFL), Таллахасси 32310, США

³ Институт физики полупроводников СО РАН Новосибирск 630002, Россия

Исследована специфика проявлений спиновых расщеплений в зоне проводимости квантовой ямы HgTe с инвертированным энергетическим спектром. В наклонных магнитных полях в магнитосопротивлении здесь ярко проявляется эффект совпадений магнитных уровней. Мы показали, как из этого эффекта определить поле полной спиновой поляризации электронной системы. В области квантового эффекта Холла спиновая поляризация приводит к формированию ферромагнитных состояний необычного вида

Эффекты спиновой поляризации лежат в основе работы приборов спинтроники, поэтому исследования в этой области актуальны как для приложений, так и понимания многих фундаментальных свойств конденсированного вещества. Гетеросистемы HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te уникальны в том смысле, что созданная здесь квантовая яма HgTe при ее ширине более 6.3 нм обладает инвертированным энергетическим спектром, в котором роль зоны проводимости выполняет подзона, построенная из волновых функций Γ_8 , в отличие от Γ_6 в традиционных полупроводниках. Волновые функции Γ_8 со-

стоят из четырех компонент, поэтому понятие спина в этой зоне не применимо напрямую. Однако во многих аспектах картина магнитных уровней здесь ведет себя по отношению к внешним воздействиям так же, как и расщепленные по спину уровни Ландау зоны Γ_6 [1,2], что можно отобразить, пользуясь для описания уровней понятием псевдоспина [3].

Мы провели обширные исследования продоль-

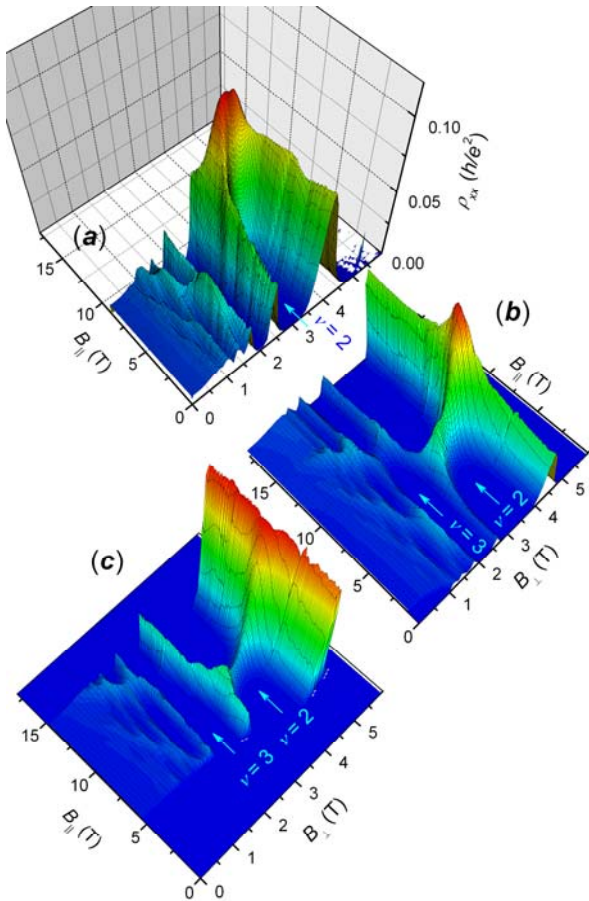


Рис. 1. Магнитосопротивление $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ в исходном состоянии (a), после промежуточной (b) и предельной (c) подсветки.

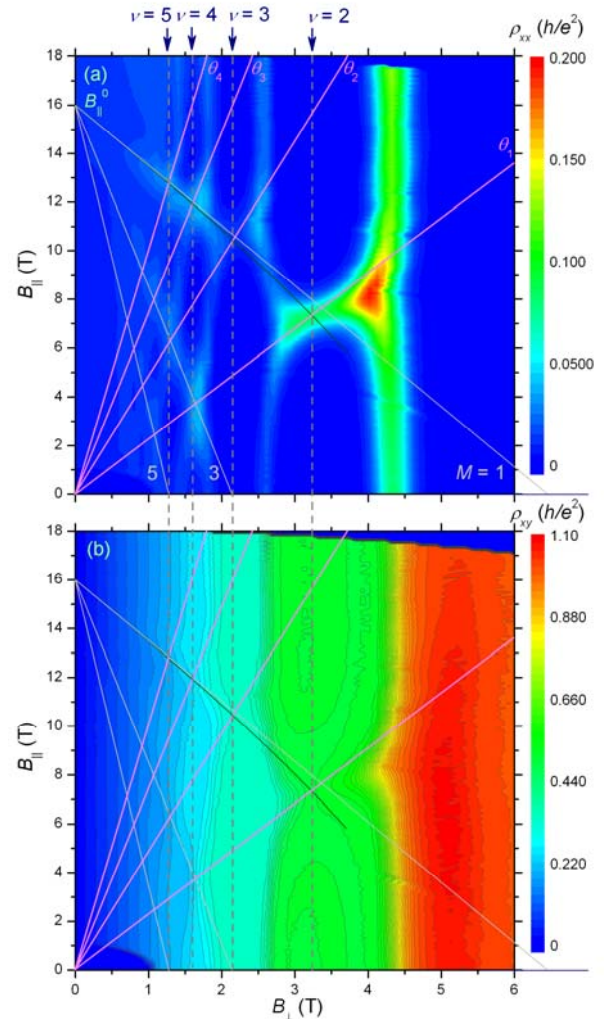


Рис. 2. Продольное $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ (a) и холловское $\rho_{xy}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ МС (b). Нанесены два семейства траекторий, вдоль которых располагаются совпадения уровней.

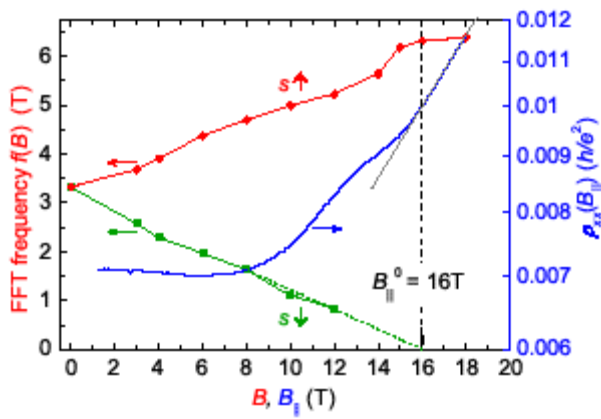


Рис. 3. Три метода определения поля полной (псевдо)спиновой поляризации $B_{||}^0 = 16$ Т: из точки схождения траекторий на плоскости $(B_{\perp}, B_{||})$ (пунктирная вертикаль), из FFT и из МС в параллельном поле.

ного и холловского магнитосопротивления (МС) квантовой ямы HgTe шириной ~ 20 нм в наклонных полях (рис. 1, 2). Показано, что (псевдо)спиновые щели здесь увеличиваются с наклоном поля, в результате при определенных углах наклона θ , серии щелей в картине магнитных уровней закрываются. То есть в системе уровней с наклоном поля наблюдаются совпадения, которые ярко проявляются в МС, построенном в виде функции двух переменных на плоскости $(B_{\perp}, B_{||})$ между компонентами поля, перпендикулярной и параллельной слоям, как локальные максимумы или возвышения при целочисленных значениях фактора заполнения ν . Существенно, что положения этих совпадений удовлетворяют описанию в терминах зоны Γ_6 . Найдено, что совпадения укладываются на две серии прямых траекторий (рис. 2). В одной из них траектории поднимаются вверх из нуля; эти траектории хорошо известны в традиционных полупроводниковых гетеросистемах [4]. В другой серии траектории идут вниз, исходя из единой точки $B_{||}^0$ на оси $B_{||}$. Мы показали, что эти траектории описываются выражением

$$B_{||} = 2\sin\theta(B_1 - MB_{\perp})/(g^*m^*/m_0), \quad M = 1, 3, 5, \dots,$$

B_1 — поле, соответствующее $\nu = 1$; g^* — эффективный g -фактор; m^* — эффективная масса; m_0 — масса свободного электрона. В области достаточно больших углов это соотношение дает серию ниспадающих прямых лучей, отображенных на рис. 2 (кривая на этом рисунке, отклоняющаяся от луча $M=1$, это результат точного расчета при произвольных углах). Лучи выходят из точки $B_{||}^0$, которая описывается уравнением $g^*\mu_B B_{||}^0 = 2E_F$ (μ_B — магнетон Бора, E_F — уровень Ферми в системе с неразрешенными спиновыми расщеплениями), то есть соответствует полю, при котором все электроны переходят на нижнюю подзону [2], что в зоне Γ_6

соответствует полной спиновой поляризации. Эта же величина поля $B_{||}^0 = 16$ Т получается из Фурье анализа (FFT) осцилляций, построенных вдоль круговых траекторий МС $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{||})$, и из вида $\rho(B=B_{||})$ в параллельном поле как точка раздела сложной зависимости в слабых полях и линейного роста (рис. 3).

В области больших величин $B_{\perp}$, соответствующих режиму квантового эффекта Холла (КЭХ), при малых ν обнаружена сложная структура экспериментальных проявлений совпадений, пики совпадений расщепляются в пары пиков, смещающихся к ближайшим противоположным полуцелым значениям ν . Такое поведение указывает на формирование антипересечений уровней. Притом найдено, что интенсивность проявления антипересечений немонотонным образом меняется с $B_{\perp}$: при $\nu=3$ эффект выражен существенно сильнее, чем при $\nu=2$, тогда как при $\nu \geq 4$ антипересечения уже отсутствуют (рис. 1с). Антипересечения резко усиливаются с улучшением качества электронной системы, что в эксперименте изменялось с помощью ИК подсветки (рис. 1). Также проявления антипересечений резко зависят от температуры и величины магнитного поля. Указанное поведение означает, что механизм подавления совпадений уровней не определяется только степенью их разрешения, а сам процесс формирования антикроссингов носит характер электронных фазовых переходов. Предположительно, немонотонное поведение антипересечений связано с их усилением при возрастании параллельной компоненты поля $B_{||}$ вследствие сжатия волновых функций в поперечном сечении квантовой ямы [5], но они подавляются с дальнейшим уменьшением $B_{\perp}$ при выходе из области КЭХ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 11-02-00427. NHMFL поддерживается фондами NSF (DMR-0654118), штатом Флорида и US DOE.

1. M.V. Yakunin, S.M. Podgornykh, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, *Physica E*, **42**, 948 (2010).
2. M.V. Yakunin, A.V. Suslov, S.M. Podgornykh, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, *J. Phys.: Conf. Ser.* **334**, 012030 (2011); *AIP Conf. Proc.* **1399**, 599; (2011); *ibid.* **1416**, 19 (2011)
3. T. Jungwirth, A.H. MacDonald, *Phys. Rev. B*, **63**, 035305 (2000).
4. R.J. Nicholas, M.A. Brummell, J.C. Portal et al., *Solid State Comm.* **45**, 911 (1983); R. J. Nicholas, R. J. Haug, K. von Klitzing and G. Weinmann, *Phys. Rev. B* **37**, 1294 (1988).
5. T. Jungwirth, S.P. Shukla, L. Smrcka, M. Shayegan, and A.H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2328 (1998).

Интерференция спиновых и псевдоспиновых щелей в квантовом магнитотранспорте двойной квантовой ямы n-InGaAs/GaAs

М.В. Якунин¹, С.М. Подгорных¹, В.Н. Неверов¹, А.П. Савельев¹, А. де Виссер², Дж. Галисту²

¹ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620990, Россия

² Van der Waals-Zeeman Institute, Univ. of Amsterdam, Science Park 904, 1098 XH Amsterdam, The Netherlands

Обнаружены сложные трансформации осцилляций магнитосопротивления двойной квантовой ямы $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ с наклоном магнитного поля, отражающие поведение псевдоспиновых щелей. В наклонном поле в области больших номеров Ландау псевдощели осциллируют с полем. Щель при малом факторе заполнения $\nu = 3$ немонотонно меняется с наклоном поля, поскольку превращается из спиновой в псевдоспиновую.

Двойная квантовая яма (ДКЯ) — перспективный объект для исследования многоэлектронных явлений в (квази)двумерных системах, поскольку здесь существует два типа межэлектронных корреляций: внутри слоя и между слоями, и соотношение между ними можно менять, изменяя параметры ДКЯ [1]. Наличие межслойных корреляций создает новые условия для существования электронных фаз [2] вплоть до формирования стабильного экситонного конденсата Бозе–Эйнштейна [3]. Интерес к гетеросистеме $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ обусловлен тем, что в дополнение к связанной с наличием двух слоев псевдоспиновой степени свободы, здесь может быть достаточно сильно и стабильно выражена еще одна — спиновая — степень свободы, поскольку объемный g -фактор входящего в твердый раствор

InAs в 35 раз превышает таковой для GaAs , формирующего квантовые ямы в традиционной гетеросистеме $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$. Это может еще более расширить круг необычных свойств ДКЯ [4].

Мы представляем результаты исследований квантового магнитотранспорта в ДКЯ в гетеросистеме $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ в наклонных полях. Выявлены в явном виде эффекты подавления туннельной щели продольной компонентой поля: см. рис. 1а, минимум при факторе заполнения $\nu = 2$. Выявлены сильные локальные изменения в структуре особенностей диагональной (рис. 1б, 2) и холловской компонент магнитосопротивления (МС) в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) с наклоном магнитного поля θ относительно нормали к образцу. Показано, на основе квантовых расчетов магнитных уровней ДКЯ в наклонном магнитном поле [5], что резкие изменения особенностей КЭХ, отвечающих большим значениям ν , наблюдаемые в узких интервалах углов и полей, обусловлены осциллирующим поведением с полем псевдощелей между магнитными уровнями и симметричных и антисимметричных состояний при $\theta \neq 0$ (рис. 2). Положения точек закрытия псевдощели и соответствующие им экспериментальные положения локальных превращений в структуре особенностей КЭХ сильно зависят от параметров ДКЯ. Найдено, что особенности КЭХ (т.е. ширина минимума продольного МС и соответствующего плато холловского МС) для $\nu = 3$ меняются с углом наклона немонотонно. Мы

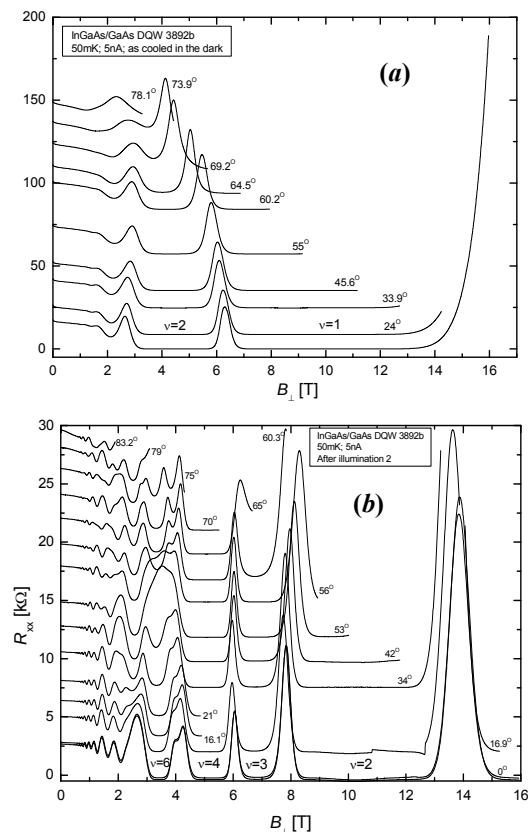


Рис. 1. Магнитосопротивление $r_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ при разных углах наклона поля (а) до освещения и (б) после предельного ИК освещения.

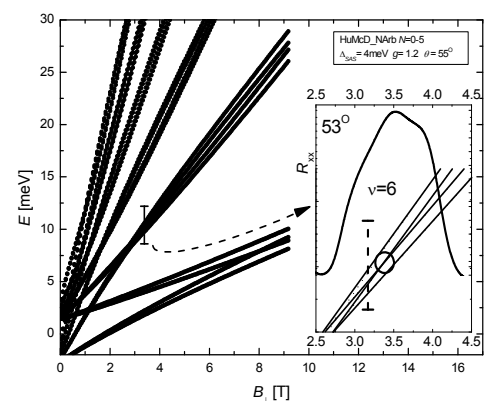


Рис. 2. Картина магнитных уровней при угле наклона $\theta = 53^\circ$, сопоставленная с локальным превращением минимума r_{xx} с $\nu = 6$ в максимум.

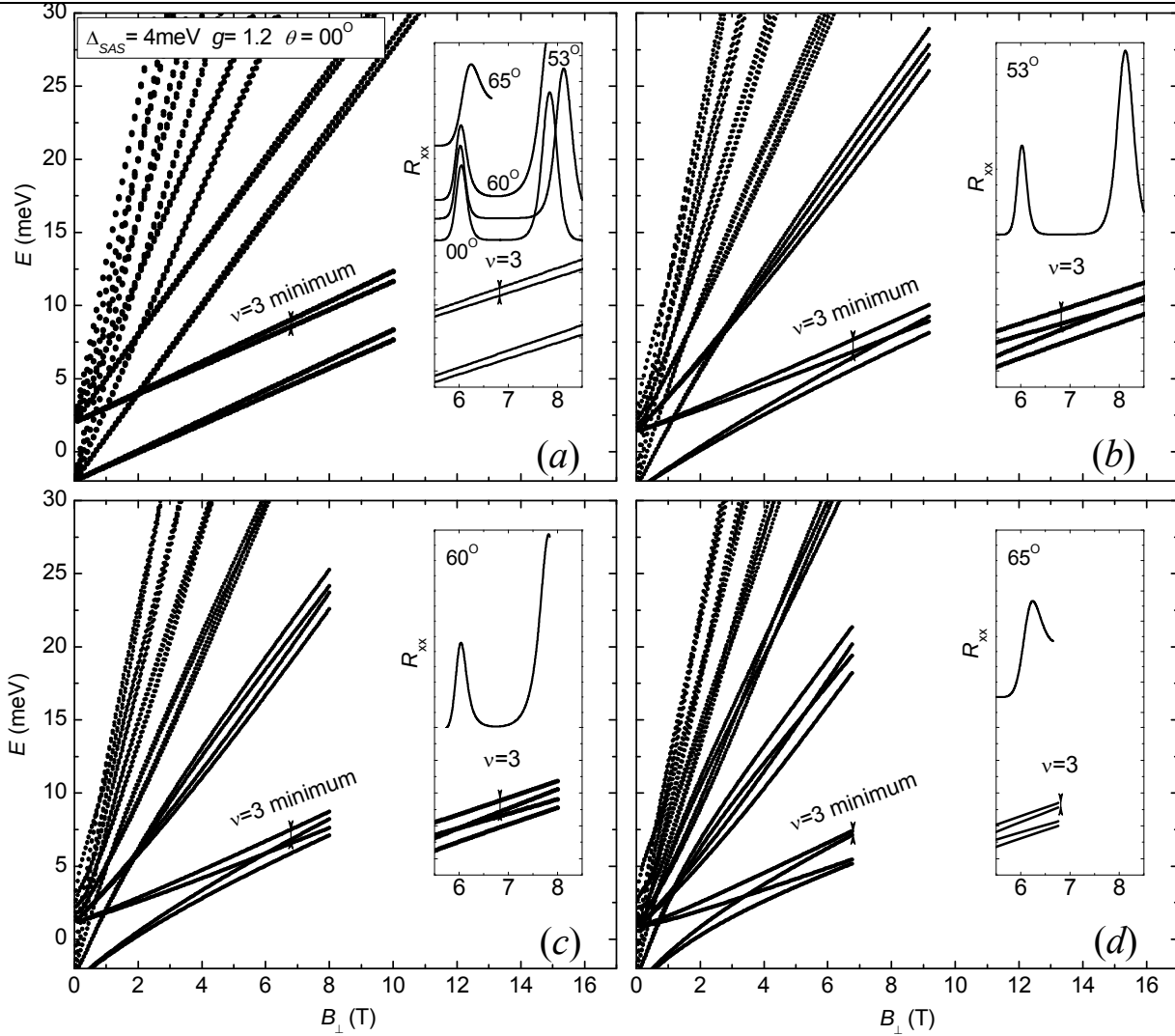


Рис.3. Немонотонное поведение с наклоном поля минимума МС с $\nu = 3$ и его анализ на основе рассчитанных уровней (в одноэлектронном рассмотрении). На вставках: экспериментальные записи вокруг $\nu = 3$, сопоставленные с соответствующим фрагментом рассчитанной картины уровней. Угол θ : 0 (a), 53° (b), 60° (c), 65° (d).

объясняем это на основе рассчитанной эволюции картины магнитных уровней с наклоном поля как результат интерференции между спиновой и псевдоспиновой щелями (рис. 3). При этом, однако, из сопоставления поведения с наклоном особенностей КЭХ для $\nu = 2$ и $\nu = 3$ следует, что щель $\nu = 3$ существенно модифицирована за счет многочастичных обменных взаимодействий [6]. Наибольшая интенсивность особенностей КЭХ для $\nu = 3$ указывает угол, при котором величины соответствующих спиновой и псевдоспиновой щелей совпадают. У нас это имеет место между $\theta = 53^\circ$ и 60° (рис. 3, b и c). При дальнейшем повороте поля особенности КЭХ $\nu = 3$ затухают, поскольку здесь меняется природа этой щели: при больших углах это уже не туннельная щель, а псевдоспиновая, которая подавляется параллельной компонентой поля (рис. 3, d).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 11-02-00427.

1. S. Girvin and A.H. MacDonald, in Perspectives in Quantum Hall Effects, Chapter 5, - N.Y.: John Wiley & Sons (1997).
2. H.C. Manoharan, Y.W. Suen, M.B. Santos, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. 77, 1813 (1996).
3. J.P. Eisenstein, A.H. MacDonald, Nature 432, 691 (2004).
4. P. Giudici, K. Muraki, N. Kumada, Y. Hirayama, T. Fujisawa, Phys. Rev. Lett. 100, 106803 (2008).
5. J. Hu and A.H. MacDonald, Phys. Rev. B, 46, 12554 (1992).
6. T. Ando and Y. Uemura, J. Phys. Soc. Japan, 37, 1044 (1974).

Аномальное тепловое расширение слоистого полупроводника InSe в области низких температур

И.Б. Крынецкий¹, В.А. Кульбачинский¹, Н.П. Шабанова², А.В. Цикунов², В.И. Коваленко²

¹ *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия*

² *Физический институт РАН им. П.Н. Лебедева, Москва 119991, Россия*

Измерено тепловое расширение монокристалла β -InSe в плоскости (001) в области температур T 7–50 К. Обнаружен максимум теплового расширения при $T \approx 10$ К, после которого с ростом температуры образец сжимается. Выявлено влияние магнитного поля на эти аномалии, указывающее на их электронную природу.

Проведены детальные исследования теплового расширения монокристалла β -политипа InSe в области температур 7–50 К. β -InSe имеет гексагональную решетку с чередованием атомов внутри каждого слоя в последовательности Se-In-In-Se, причем внутрислойное взаимодействие является ковалентным, тогда как атомы Se соседних слоев связаны между собой значительно более слабым взаимодействием Ван-дер-Ваальса. Исследованные в работе монокристаллы выращивались методом Бриджмена, образцы имели n -тип проводимости. Согласно рентгенографическим данным, параметры решетки $a=4.04$ и $c=16.94$ Å. Измерения производились с помощью тензометрического dilatометра с чувствительностью по относительной деформации $\Delta L/L$ не хуже $5 \cdot 10^{-7}$. Датчик деформации приклеивался вдоль некоторого направления в плоскости скола образца, совпадающего с плоскостью (001). Температура образца изменялась со скоростью 0.13 К/мин. Для управления экспериментом и сбором данных использовался пакет Labview 7.1.

На рис. 1 представлено тепловое расширение монокристалла InSe. Видно, что оно имеет ярко выраженный аномальный характер.

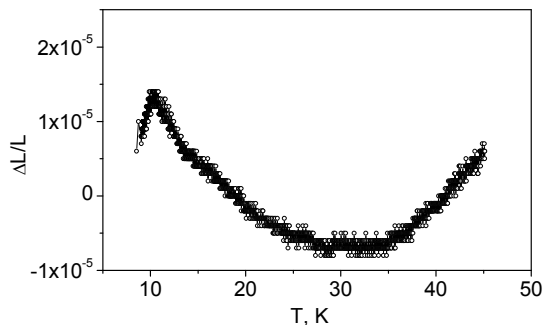


Рис. 1. Тепловое расширение монокристалла InSe в плоскости (001).

Вместо ожидаемой плавной кривой наблюдается резко выраженный максимум с центром при $T \approx 10$ К, после которого с повышением температуры образец сжимается, то есть имеет место отрицательное тепловое расширение (ОТР). Ранее ОТР наблюдалось в InSe методом нейтронной дифракции, однако максимум не был обнаружен [1]. В работе [1] ОТР объяснялось возбуждением изгибных колебаний, поляризованных перпендикулярно

слою [2], и образованием волны зарядовой плотности (ВЗП). Интересно отметить, что рассчитанная для InSe температурная зависимость параметра Грюнайзена γ (в плоскости слоя), определяющего знак и величину линейного коэффициента теплового расширения, становится отрицательным ниже 40 К, причем, его наименьшее значение достигается при $T \approx 25$ К [3], что согласуется с особенностями кривой на рис. 1.

Для выяснения природы обнаруженного максимума были проведены измерения теплового расширения образца при воздействии внешнего магнитного поля $H=6$ Тл, которое прикладывалось также в плоскости (001) в двух геометриях эксперимента — вдоль направления измерения деформации и перпендикулярно ему. На рис. 2 представлено тепловое расширение InSe в продольной геометрии.

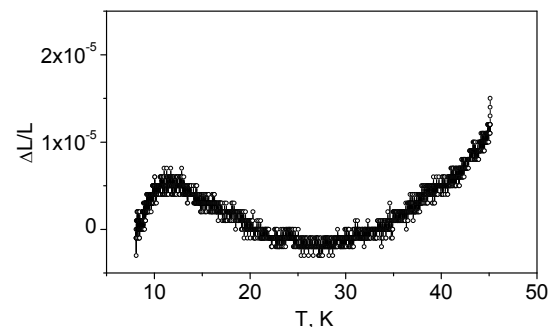


Рис. 2. Тепловое расширение монокристалла InSe в плоскости (001) в магнитном поле $H = 6$ Тл также в плоскости (001).

Видно, что магнитное поле оказывает сильное влияние на тепловое расширение монокристалла InSe, а именно, максимум смещается на 2 К в область более высоких температур, приобретая сглаженный характер; магнитное поле уменьшает сжатие кристалла — при $H=0$ Тл $\Delta L/L \approx -2 \cdot 10^{-5}$, тогда как при $H=6$ Тл $\Delta L/L \approx -7.4 \cdot 10^{-6}$. Отметим, что, как и ожидалось, магнитное поле $H=6$ Тл, в пределах точности эксперимента, не влияет на ход теплового расширения при температурах выше 30 К.

Установлено, что влияние магнитного поля на тепловое расширение является анизотропным. Воздействие магнитного поля в перпендикулярном направлении практически не оказывает влияния на тепловое расширение образца. Выявленное из экс-

перимента влияние магнитного поля на максимум теплового расширения в монокристалле InSe может свидетельствовать о его магнитной природе. Так, например, результаты исследований магнитных свойств слоистых кристаллов $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$, показали что при $T \approx 10.9$ К наблюдается максимум динамической восприимчивости, обусловленный, по мнению авторов, переходом в состояние спинового стекла [4]. Необходимо отметить, что прецизионные исследования химического состава исследованного в настоящей работе монокристалла InSe с использованием лазерного микронзондового масс-анализатора LAMMA-1000 показали, что поверхностный слой образца глубиной до 1 мкм содержит атомы Mn в количестве ~ 0.5 % ат.

В связи с тем, что обнаруженный максимум теплового расширения, возможно, имеет магнитную природу, образец был подвергнут процедуре Field Cooling (FC), которая производилась посредством охлаждения образца в магнитном поле $H=6$ Тл от температуры $T=60$ К до $T=7$ К. На рис. 3 представлены результаты измерений теплового расширения в плоскости (001) кристалла, подвергнутого FC, в отсутствии внешнего магнитного поля. Из сравнения рис. 1 и рис. 3 можно сделать вывод о влиянии FC на поведение фононной подсистемы. Прежде всего, максимум теплового расширения смещен в области более высоких температур, уменьшена степень сжатия образца в области ОТР.

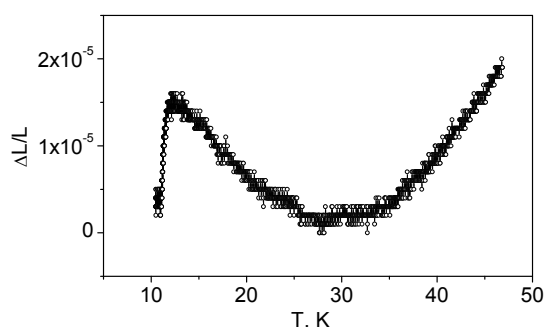


Рис. 3. Тепловое расширение монокристалла InSe в плоскости (001) после FC в отсутствии внешнего магнитного поля.

Не исключено также, что обнаруженный максимум теплового расширения при $T \approx 10$ К (рис. 1) может быть связан с переходом от слабой двумерной локализации электронного газа к двумерному квантованию энергетического спектра электронов, обнаруженным в [5] по измерениям магнетосопротивления InSe.

Вероятной причиной возникновения ОТР может также явиться переход в состояние ВЗП. В настоящее время рассматриваются различные механизмы образования ВЗП в полуметаллах или полупроводниках. В частности, к ним относится сценарий спонтанной конденсации экситонов при низкой

температуре в 1-TiSe_2 , в основе которого лежат данные ARPES [6]. К возможным механизмам возникновения ВЗП относится также зонный эффект Яна-Теллера [7]. Эффект ОТР, наблюдающийся в слоистом полупроводнике TiGaSe_2 , объясняется в модели существования областей с отрицательной сжимаемостью в кристаллической структуре слоистого кристалла [8].

Структурные исследования двумерного проводника $\eta\text{-Mo}_4\text{O}_{11}$, проведенные с использованием синхротронного излучения, также подтвердили, что эффект ОТР возникает только в фазе ВЗП [9].

Таким образом, в представленной работе впервые проведены непосредственные измерения теплового расширения слоистого монокристалла InSe в плоскости (001) в области низких температур. Установлено, что при температурах ниже 30 К наблюдается эффект ОТР, природа которого скорее всего связана с образованием ВЗП. Максимум теплового расширения, обнаруженный при $T \approx 10$ К, возможно имеет магнитную природу, не исключено также, что своим появлением он обязан переходу «слабая двумерная локализация электронного газа – двумерное квантование энергетического спектра электронов». Показано, что внешнее магнитное поле оказывает сильное влияние на поведение фононной подсистемы образца, причем это влияние является анизотропным.

Результаты настоящих исследований теплового расширения монокристалла InSe пока не позволяют сделать однозначный вывод о механизме возникновения ВЗП в селениде индия, однако установленный экспериментально факт влияния магнитного поля на аномальное тепловое расширение InSe в области низких температур свидетельствует, скорее всего, о важной роли электронной подсистемы образца в динамике кристаллической решетки InSe.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 10-02-00139-а, РАН и Министерства образования и науки РФ.

1. А.И. Дмитриев В.М. Каминский, Г.В. Лашкарев и др., ФТТ, **51**, вып.11, 2207 (2009).
2. И.М. Лифшиц, ЖЭТФ, **22**, вып.4, 475 (1952).
3. Н.А. Абдуллаев, ФТТ, **43**, вып.4, 697 (2001).
4. В.В. Слынько, А.Г. Хандожко, З.Д. Ковалюк и др., ФТП, **39**, вып.7, 806 (2005).
5. Н.Б. Брандт, В.А. Кульбачинский, З.Д. Ковалюк, Г.В. Лашкарев, ФТП, **21**, вып.6, 1001 (1987).
6. C. Monney, C. Battaglia, H. Cercellier, P. Aebi, and H. Beck, Phys. Rev. Lett, **106**, 106404 (2011).
7. Н.Р. Hughes, J. Phys. C**10**, L319 (1977).
8. M.Yu. Seyidov and R.A. Suleymanov, J. Appl. Phys., **108**, 063540 (2010).
9. H. Negishi, Y. Kuroiwa, H. Akamine et al., Solid State Communications, **125**, 45 (2003).

Холловская асимметрия и перколяция в гетерогенных средах

С.В. Демишев, Т.В. Ищенко, А.Д. Божко, Е.А. Катаева

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, 119991, Москва, Россия

Предложена модель для описания холловской асимметрии в перколяционной системе, когда размер неоднородности определяется радиусом корреляции бесконечного кластера. Получено универсальное скейлинговое соотношение, связывающее продольную и поперечную проводимость. Для проверки предложенного подхода в диапазоне 4.2–300 К была исследована электропроводность и холловская асимметрия гранулированных пленок, в аморфной углеродной матрице которых имелись кластеры вольфрама нанометрового размера. Найдено, что для описания систем с межгранульным туннелированием необходимо рассматривать модель бесконечного кластера с альтернированной цепочкой сопротивлений макросвязей.

Хорошо известно, что неоднородности внутри образца могут приводить к появлению напряжения на холловских контактах в отсутствии магнитного поля даже при их симметричном расположении [1]. Традиционно этот эффект рассматривается как вредный, мешающий корректному изменению холловского сигнала. Однако уместно задаться вопросом, можно ли использовать напряжение асимметрии для получения информации о неоднородностях внутри образца? Решение такой задачи было бы весьма актуальным для различных систем перколяционного типа, где размер неоднородностей определяется радиусом корреляции

$$R_c = l / |x - x_c|^{\nu}, \quad (1)$$

где x и x_c — доля объема классически доступная для электрона и порог протекания соответственно. Идея использования холловской асимметрии для получения информации о размере бесконечного кластера была предложена в [2,3]. В настоящей работе мы рассмотрим простую модель холловской асимметрии и сравним ее с экспериментом.

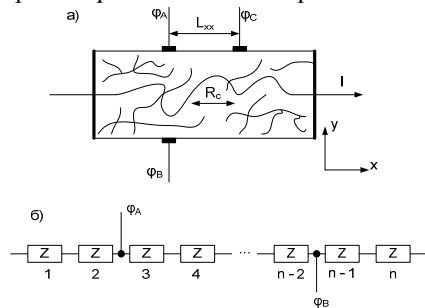


Рис. 1. Модель холловской асимметрии. а — бесконечный металлический кластер внутри образца (схематически показан тонкими линиями); б — эквивалентная электрическая схема.

Рассмотрим вначале перколяционную систему, представляющую собой смесь металла и диэлектрика вблизи порога протекания по металлу $x \geq x_c$. Холловская асимметрия образуется за счет подключения холловских контактов к различным участкам скелета бесконечного кластера (рис. 1,а). Если интересоваться абсолютной величиной разности потенциалов $U_{xy} = |\varphi_A - \varphi_B|$, то задача сводится к эквивалентной схеме делителя напряжения, составленного из n одинаковых сопротивлений, каждое из

которых соответствует сопротивлению макросвязи $Z(R_c)$ (рис. 1,б). При этом величина n определяется характерной длиной ΔL , описывающей геометрическую неточность в расположении контактов $n \sim \Delta L / R_c$. При проведении усреднения по возможным конфигурациям следует исключить случай $U_{xy} = 0$, поскольку он соответствует маловероятному случаю идеального симметричного подключения к подсетке проводящих каналов бесконечного кластера. Тогда расчет дает

$$\langle |U_{xy}| \rangle = \frac{U_{xx} R_c}{L_{xx}} \frac{n+2}{3} = \frac{U_{xx} \Delta L + 2R_c}{L_{xx}} \frac{1}{3} \quad (2)$$

Перейдем к проводимостям и введем обозначения $\xi = \sigma_{xx} / \sigma_{xy}$ и $t = 1 / (\sigma_{xx})^{1/2}$. Из формулы (1) следует, что в рассматриваемой системе должно выполняться универсальное соотношение

$$\xi = At + B, \quad (3)$$

где $A = (2/3)(l/L_{xx})(\sigma_m)^{1/2}$, $B = (1/3)\Delta L / L_{xx}$, σ_m — проводимость металлических включений, l — размер поперечного сечения макросвязи. При выводе (3) мы учли известное соотношение $\sigma_{xx} = \sigma_m (l/R_c)^2$ [4]. Аналогичные рассуждения для случая сверхпроводящих включений в проводящей матрице снова приводят к универсальному соотношению (2) с $t = \sigma_{xx}^{1/2} / q$ и $A = (2/3)(l/L_{xx})(\sigma_0)^{1/2} / q$, где σ_0 — проводимость металлической среды, $q \sim 1$ — критический индекс проводимости в рассматриваемой задаче [5]. Не представляет затруднений и обобщение полученного результата на двумерный случай, когда $\sigma_{xx} = \sigma_m (l/R_c)$, $t = 1 / (\sigma_{xx})^{1/2}$ и

$$\xi = A't^2 + B'. \quad (4)$$

Очевидно, что выполнение универсального соотношения (3) может рассматриваться в качестве критерия справедливости предложенной теории. Для проверки нами была исследована температурные зависимости σ_{xx} и σ_{xy} у пленок вольфрама-содержащих металл-углеродных нанокмполитов с содержанием металла $x_w \sim 15-40$ ат.%, отвечающие металлической стороне перехода металл-диэлектрик. Данные образцы представляют собой матрицу аморфного углерода, в которой находятся гранулы вольфрама, имеющие форму, близкую к сферической, и характерный диаметр ~ 3 нм. Несмотря на то, что в такой системе существенную роль играют эффекты межгранульного туннелиро-

вания, топология токовых путей может хорошо соответствовать ожидаемой в теории протекания [6].

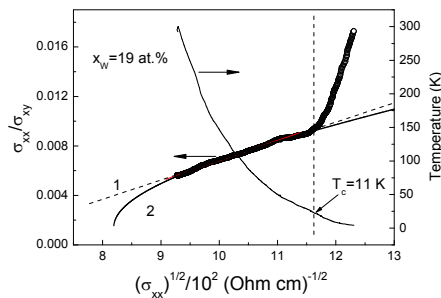


Рис. 2. Универсальное соотношение для холловской асимметрии в вольфрам-содержащем металл-углеродном нанокompозите с $x_W=19$ ат.%.

Найдено, что далеко от порога протекания для $x_W \sim 40$ ат.% величина $\xi = \text{const}$ и не зависит от t . Этот результат представляется вполне естественным, поскольку в данном случае перколяционные неоднородности отсутствуют. По мере приближения к порогу протекания в области $x_W < 25$ ат.% начинает выполняться универсальное соотношение (3) (рис. 2, кривая 1). Например, для образца с $x_W = 19$ ат.% формула (3) описывает экспериментальные данные в широком температурном интервале, в котором температура изменяется в 27 раз (рис. 2).

Найдено, что у всех исследованных образцов для линейного участка $\xi(t)$ параметр B оказывается отрицательным, $B < 0$. Этот результат противоречит классической перколяционной модели, для которой всегда должно выполняться условие $B > 0$. Таким образом, для описания холловской асимметрии в металл-углеродных нанокompозитах перколяционную модель следует определенным образом модифицировать. Принципиальным отличием исследуемой гранулированной среды от классической смеси металла и диэлектрика является наличие туннельных переходов между гранулами металла. Поэтому естественно ожидать, что перколяционные цепочки в системе с туннелированием будут составлены из разнородных сопротивлений. Простейшей моделью, соответствующей такой физической ситуации является альтернированная цепочка сопротивлений макросвязей, составленная из сопротивлений Z_1 и Z_2 . Пусть $y = f(R_c)$ — относительная доля сопротивлений Z_1 . Можно показать, что для y следует ожидать выполнения соотношений $y = c(l/R_c)^2$ или $y = 1 - c(l/R_c)^2$, где c — численный коэффициент. В рассматриваемой модели универсальное соотношение модифицируется

$$\xi = At\sqrt{1 + C/t^2} + B, \quad (5)$$

причем коэффициенты A и C зависят от отношения Z_1/Z_2 и возможна ситуация, когда $C(Z_1/Z_2) < 0$. Пример аппроксимации экспериментальных данных модельным выражением (5) показан на рис. 2,

кривая 2. Модифицированное универсальное соотношение (4) с $C < 0$ позволяет хорошо описать экспериментальные данные в области линейного участка, и, в результате, отмеченная выше проблема отрицательных значений коэффициента B полностью снимается. Анализ с помощью формулы (5) показывает, что независимо от модельного выбора $y = f(R_c)$ альтернированная цепочка макросвязей в исследуемых металл-углеродных нанокompозитах имеет одинаковую структуру, в которой сравнительно длинные низкоомные участки перколяционной цепочки перемежаются относительно редкими высокоомными сопротивлениями.

В области $T < T_c \sim 10\text{--}20$ К для концентраций $x_W < 25$ ат.% наблюдается для функции $\xi(t)$ отклонение вверх от линейной зависимости. В системе с межгранульным туннелированием в формуле (1) величина x зависит от температуры, причем при уменьшении температуры $x \rightarrow x_c$. В результате при низких температурах радиус корреляции возрастает, и, когда величина R_c окажется порядка толщины пленки, возможен переход к двумерному режиму, описываемому зависимостью (4), которая является более сильной по сравнению с линейной асимптотикой (3). Другой причиной резкого роста ξ при низких температурах может быть разрыв перколяционных цепочек в результате уменьшения вероятности туннелирования между гранулами вольфрама и переходу к режиму парного межгранульного туннелирования. Количественный анализ экспериментальных данных показал, что в исследованных образцах реализуется вторая из вышеперечисленных возможностей.

Таким образом, исследования холловской асимметрии позволяют разделить классические топологические эффекты перколяции и квантовые эффекты в гранулированных системах.

Работа поддержана Государственной программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и программой РАН «Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах».

1. Е.В. Кучис. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования, Радио и связь, 1990.
2. В.А. Aranson, et al., Physica A, **241**, 259 (1997).
3. B. Raguet, et al., Phys. Rev. B, **62**, 17144 (2000).
4. А.Л. Эфрос. Физика и геометрия беспорядка.
5. С.В. Демишев и др. УФН, **164**, 195 (1994).
6. D. Toker, et al., Phys. Rev. B, **68**, 041403 (2003).

Низкотемпературная фотолюминесценция как метод диагностики сверхчистого GaAs

Ю.В. Жилиев¹, Т.А. Орлова¹, В.Н. Пантелеев¹, Н.К. Полетаев¹, И.В. Плешаков¹, Л.М. Федоров¹,
Я.А. Фофанов², С.А. Сныткина¹

¹ Физико-технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 1940216 СПб, ул. Политехническая, 26

² Институт аналитического приборостроения РАН.190103, СПб, Рижский пр.,26

В работе рассмотрена возможность оценки электрических параметров (концентрации и подвижности носителей) GaAs ($N_D - N_A < 10^{13} \text{ см}^{-3}$) по спектрам низкотемпературной экситонной фотолюминесценции (НТЭФЛ). На исследуемых образцах измерялись концентрация мелкой примеси и подвижность основных носителей (μ_e) и изучались спектры низкотемпературной экситонной фотолюминесценции при температуре $T=2\text{K}$. При уменьшении концентрации примеси $N_D - N_A$ и росте подвижности μ_e происходит увеличение отношения интенсивностей излучения свободного экситона и экситона связанного на нейтральном доноре. Экстраполяция полученной зависимости в область низких концентраций примеси, непосредственное измерение которых электрическими методами затруднено или проблематично, позволяет определить величины $N_D - N_A$ и μ_e .

ВВЕДЕНИЕ

Создание ультрачистых эпитаксиальных слоев арсенида галлия является важной технологической задачей, имеющей большое значение.

К настоящему моменту мировой уровень чистоты эпитаксиальных слоев соответствует суммарной концентрации $N_D - N_A \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ [1,2,3]. Однако ввиду малой концентрации примеси проведение электрических измерений в таком материале невозможно. Наиболее приемлемым с точки зрения определения электрических параметров материала является анализ спектров низкотемпературной экситонной фотолюминесценции [4,5,6]. В данной работе рассмотрена возможность оценки концентрации фоновой примеси $N_D - N_A$ и подвижности основных носителей μ_e в чистом GaAs ($N_D - N_A < 10^{13} \text{ см}^{-3}$), по спектрам низкотемпературной экситонной фотолюминесценции

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе изучались эпитаксиальные слои GaAs с уровнями фоновой примеси $N_D - N_A < 10^{15} \text{ см}^{-3}$, полученные методом газовой фазной эпитаксии в хлоридной системе [7]. Исследуемые образцы GaAs термостабилизировались при температуре $T=2\text{K}$. Фотолюминесценция возбуждалась гелий-неоновым лазером с длиной волны $\lambda=6328\text{\AA}$. Для спектрального анализа фотолюминесценции использовалась установка на базе спектрометра ДФС-24 с разрешением не хуже 0.1 мэВ . Концентрация основных носителей и их подвижность в образцах определялись, где это было возможно, методом Ван дер Пау.

Изучалась взаимосвязь спектров НТЭФЛ и электрических параметров эпитаксиальных слоев GaAs. Известно, что в спектрах НТЭФЛ GaAs при низких температурах ($T=2\text{K}$) могут присутствовать следующие спектральные линии: FX — линия свободного экситона, D^0x — линия экситона, связанного на нейтральном доноре, D^0h — линия, связанная с переходом донор-зона, A^0x — линия экситона связанного на нейтральном акцепторе.

Характерными особенностями спектров НТЭФЛ сверхчистого GaAs [1] являются: 1) отсутствие линии A^0x , что говорит об отсутствии

в материале мелких акцепторов; 2) интенсивность излучения свободного экситона становится сравнимой с интенсивностью линии D^0x , обычно доминирующей в спектре, что подтверждает наличие малой концентрации мелкой донорной примеси в материале.

В наших структурах, одновременно с изменениями величин ($N_D - N_A$, μ_e), наблюдалась трансформация спектров НТЭФЛ. С увеличением концентрации примеси и уменьшением подвижности в материале относительная доля излучения свободного экситона падает, а линия D^0x уширяется и становится доминирующей в спектре.

Увеличение подвижности и снижение концентрации примеси приводит к:

- увеличению отношения интенсивностей линий свободного и связанного экситонов в спектре НТЭФЛ ($\chi = I(\text{FX})/I(D^0x)$).

- уменьшению отношения интенсивностей линий D^0x и D^0h ($\eta = I(D^0x)/I(D^0h)$).

- уменьшению полуширины линии D^0x

Видно, что по мере увеличения отношения $I(\text{FX})/I(D^0x)$ подвижность носителей в материале возрастает, а концентрация падает. Следует отметить, что измерение электрических характеристик в эпитаксиальных слоях было возможно в случае, если отношение $I(\text{FX})/I(D^0x)$ не превышало 1.

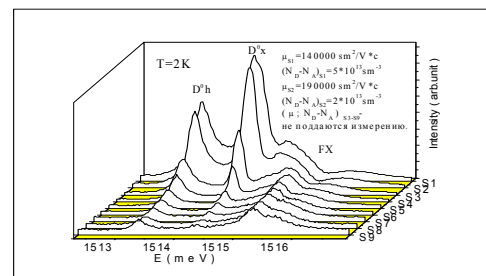


Рис. 1. Эволюция спектров НТЭФЛ GaAs при $T=2\text{K}$. Спектры нормированы на интенсивность свободного экситона. S1-S9 : отношение $I(\text{FX})/I(D^0x)$ возрастает.

Сопоставляя результаты оптических и электрических измерений для серии образцов, мы попытались оценить величины N_D-N_A и μ_e для материала, в котором прямые электрические измерения были невозможны, экстраполируя их в область, где оптические измерения объективны.

7. V.L. Dostov, Y.V. Zhilyaev, I.P. Ipatova, A.Y. Kulikov, Y.N. Makarov, G.R. Markaryan, High-Purity Materials, N4, p. 74-80, 1989

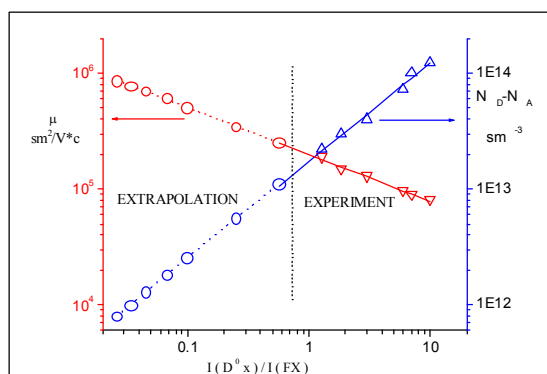


Рис. 2. Зависимости концентрации фоновой примеси N_D-N_A и подвижности основных носителей μ_e от отношения интенсивностей линий D^0x и FX в спектрах НТЭФЛ. Δ и ∇ — величины N_D-N_A и μ_e соответственно, полученные методом Ван дер Пау. $\circ$ — величины N_D-N_A и μ_e , полученные экстраполяцией зависимостей N_D-N_A и μ_e от отношения интенсивностей спектральных линий $I(D^0x)/I(FX)$.

Оценка концентраций и подвижностей с помощью приведенных графиков дает значения N_D-N_A не более 10^{12} см^{-3} , и μ_e не менее $200000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{С}$

РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Увеличение подвижности и снижение концентрации приводит к плавному изменению формы спектра НТЭФЛ;
2. Комбинирование линии D^0x сменяется преобладанием в спектре линии свободного экситона.

1. Y.V. Zhilyaev, V.V. Rossin, T.V. Rossina, V.V. Travnikov, International conference on physical concepts of materials for novel optoelectronic device applications, dachen'90, N149, ch.1, 1990
2. V.G. Golubev, Y.V. Zhilyaev, V.I. Ivanov-Omskiy, G.R. Markaryan, A.V. Osutin, V.E. Chelnokov, Foz. Tech. Polupr. v.21, N 10, p.1771-1776, 1987 [Sov.-Semicond., v.21, N 10, p.1771-1776, 1987].
3. Lee B., Bose S.S. et al. J.Crist.Growth, v.96, N1, p.27-39, 1989.
4. K.D. Glinchuk, A.V. Prokhorovich, Foz. Tech. Polupr., v.36, N 5, p.519-524, 2002
5. Z.H. Lu, M.C. Hanna, D.M. Szmyd, E. Goh and A. Majerfeld, Appl. Phys. Lett. 56 (2), p. 177-179, 1990
6. G. Oelgart, S. Gramlich, T. Bergunde, E. Richter. M. Weyers, Material Science and Engineering, B44, p.228-232, 1997.

Электронные подвижности в изоморфных квантовых ямах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ на InP

В.А. Кульбачинский¹, Р.А. Лунин¹, Н.А. Юзеева², Г.Б. Галиев², I.S. Vasilievskii², Е.А. Klimov²

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва 119991 ГСП-1, Россия

² Институт Сверхвысокочастотной Полупроводниковой Электроники РАН, Москва 117105, Россия

Исследовано влияние уровня легирования, освещения и ширины изоморфных квантовых ям $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, выращенных на подложках InP на подвижности электронов. Обнаружена замороженная фотопроводимость при низких температурах. Для анализа квантовых и транспортных подвижностей использован эффект Шубникова-де Гааза. Рассчитаны зонные диаграммы и найдены оптимальные параметры для максимальной электронной подвижности.

В последнее время возник большой интерес к исследованию и применению в СВЧ электронике гетероструктур $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$ на подложках InP . Такие структуры можно использовать в более широком интервале частот, и они меньше шумят. В этих структурах при росте можно увеличить молярную долю InAs в слоях InGaAs до 70% и даже выше, что в принципе увеличивает не только подвижности и концентрации электронов, но и их дрейфовые скорости. Такие структуры называются НЕМТ (High Electron Mobility Transistor) и они особенно исследуются для слоев $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$. Для разных целей используются как псевдоморфные так и изоморфные структуры на подложках InP .

Несмотря на большое число публикаций по НЕМТ структурам до настоящего времени не исследовались подвижности электронов в разных зонах размерного квантования и их зависимости от уровня легирования и ширины квантовых ям. Нет данных по эффекту Шубникова-де Гааза (ШдГ) в НЕМТ изоморфных структурах $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$.

В этой работе исследуется зонный спектр и подвижности электронов в подзонах размерного квантования в изоморфных квантовых ямах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ на InP подложках в зависимости от уровня легирования, освещения ($\lambda=668$ nm) и ширины квантовой ямы. Для анализа концентраций и подвижностей электронов использовался эффект ШдГ. Образцы выращивались молекулярно-пучковой эпитаксией на подложках InP (100). Использовался изоморфный к InP буфер $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. С одной стороны образцы дельта-легировались кремнием. Дельта-слой отделялся от квантовой ямы спейсером 4.3–6.0 нм. Покровный слой был нелегированный $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Температурные зависимости сопротивления и эффект Холла измерялись при температурах 4.2 К < T < 300 К. При T=4.2 К во всех структурах исследовался эффект ШдГ в магнитных полях до 6 Тл. Некоторые параметры образцов приведены в таблице 1.

Во всех образцах кроме №4 (в нем наименьшая концентрация электронов) в эффекте ШдГ наблюдается две частоты, соответствующие двум заполненным электронами подзонам размерного квантования (рис. 1). Концентрации электронов в подзонах размерного квантования n_i получены из частот

осцилляций. Фурье-спектры осцилляций для образца 2 приведены на рис. 2.

Таблица 1. Параметры образцов: ширина квантовой ямы d , холловские концентрации и подвижности при 4.2 К n_H и μ_H , концентрации электронов в подзонах из эффекта ШдГ n_1 и n_2 .

№	d , нм	n_H , 10^{12} см^{-2}	μ_H , $\text{см}^2/(\text{Вс})$	$n_1(n_2)$, 10^{12} см^{-2}
1	26	3.2	40 000	2.49 (0.70)
2	18.5	2.6	45 800	2.00 (0.59)
3	16	1.95	53 500	1.67 (0.26)
4	14.5	1.6	45 000	1.55 (-)

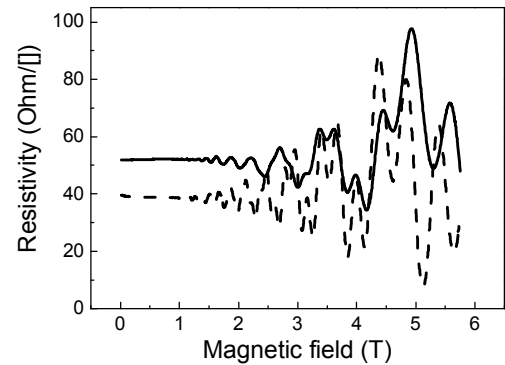


Рис. 1. Осцилляции магнетосопротивления образца 2 при T=4.2 К в темноте (сплошная линия) и при освещении (штриховая линия)

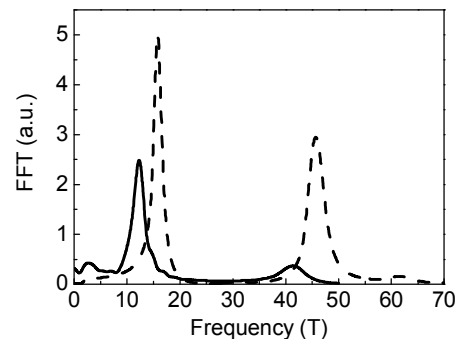


Рис. 2 Фурье-спектр осцилляций образца 2 в темноте (сплошная линия) и при освещении (штриховая линия)

При освещении увеличиваются частоты осцилляций (см. рис. 1 и 2) и концентрации электронов в двух заполненных подзонах размерного квантования. При низких температурах наблюдается замороженная фотопроводимость, которая исчезает при $T > 160$ К (рис. 3).

Замороженная фотопроводимость связана с пространственным разделением носителей заряда, что подтверждается логарифмическим затуханием в начальный момент времени $\sigma(0) - \sigma(t) = A \ln(1 + t/\tau)$ [1,2] с величиной τ порядка десятков секунд.

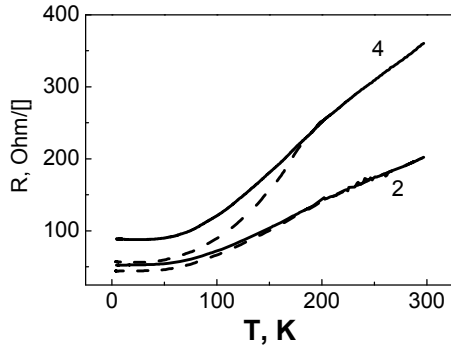


Рис. 3 Температурная зависимость сопротивления на квадрат для двух образцов №2, №4 в темноте (сплошные линии) и при освещении (штриховые линии)

Из осцилляций магнетосопротивления можно рассчитать квантовые μ_q и транспортные μ_t подвижности электронов в каждой подзоне размерного квантования. Из осциллирующей части плотности состояний $\Delta g(E)$ [1] можно написать компоненты тензора проводимости

$$\sigma_{xx} = \frac{en_s \mu_t}{1 + \mu_t^2 B^2} \left[1 + \frac{2\mu_t^2 B^2}{1 + \mu_t^2 B^2} \frac{\Delta g(\varepsilon_F)}{g_0} \right],$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{en_s \mu_t^2 B}{1 + \mu_t^2 B^2} \left[1 - \frac{3\mu_t^2 B^2 + 1}{\mu_t^2 B^2 (1 + \mu_t^2 B^2)} \frac{\Delta g(\varepsilon_F)}{g_0} \right],$$

где g_0 – это плотность состояний в нулевом магнитном поле, N_s – плотность электронов.

Подгонка Фурье-спектра осцилляций с использованием в качестве параметров μ_q и μ_t позволяет получить обе подвижности в каждой подзоне. В качестве примера на рис. 4 приведены экспериментальные и расчетные кривые для образца №3. Полученные при такой подгонке подвижности приведены в таблице 2. Как видно из таб. 2 транспортные подвижности больше квантовых. Освещение образцов увеличивает не только концентрации электронов в подзонах, но и подвижности.

Был проведен также расчет подвижностей в подзонах размерного квантования при рассеянии электронов на ионизированных примесях при учете

межподзонных переходов, по теории развитой в работах [3–6].

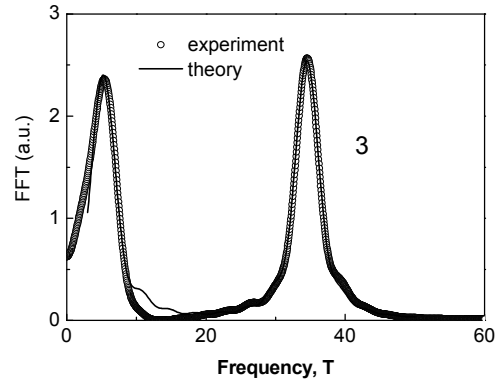


Рис. 4 Экспериментальный (точки) и подогнанный (штриховая линия) Фурье-спектры осцилляций ШдГ образца 3

Таблица 2 Квантовая μ_q и транспортная μ_t подвижности при $T=4.2$ К в 2 подзонах (кроме №4)

№	R, $\Omega/\square$	μ_q , cm^2/Vs	μ_t , cm^2/Vs
1	47.4	4300	23000
		8300	21000
2	52.5	2200	28000
		4400	25000
3	59.9	3200	35000
		3200	30000
4	88.7	2100	22000

Результаты таких расчетов хорошо совпали с экспериментальными данными. Подвижности электронов убывают с ростом номера подзоны, что связано с большим распространением волновой функции в дельта слой для подзон с большими номерами. максимальные подвижности получены при ширине квантовой ямы 16 нм.

1. В.А. Кульбачинский, Р.А. Лунин, В.Г. Кытин, А.В. Голиков, А.В. Демин, В.А. Рогозин, Б.Н. Звонков, С.М. Никоркин, Д.О. Филатов, ЖЭТФ, **120**, 933 (2001).
2. H.J. Queisser, and D.E. Theodorou, *Phys. Rev. B* **33**, 4027 (1986).
3. E.D. Siggia, and P.C. Kwok, *Phys. Rev. B* **2**, 1024 (1970).
4. В.А. Кульбачинский, Р.А. Лунин, В.Г. Кытин, А.С. Бугаев, А.П. Сеничкин, ЖЭТФ, **110**, 1517 (1996).
5. P.T. Coleridge, *Phys. Rev. B* **44**, 3793 (1991).
6. G. Fishman, and D. Calecki, *Phys. Rev. B* **29**, 5778 (1984).

Низкотемпературная теплопроводность и эффект Маджи–Риги–Ледюка в полупроводниковом сплаве Гейслера $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$

А.Т. Лончаков, В.В. Марченков, В.И. Окулов, К.А. Окулова
Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620990, Россия

Представлены результаты исследования теплопроводности, теплоемкости и эффекта Маджи–Риги–Ледюка в сплавах $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ с составами вблизи стехиометрического. Предложена интерпретация температурного максимума теплопроводности. Впервые обнаружено значительное уменьшение теплопроводности сплавов в магнитном поле при низких температурах, связанное, по-видимому, с эффектами обменного взаимодействия.

Первоначально интерес к сплавам Гейслера $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ был связан с обнаружением для составов близких к стехиометрическому полупроводникового убывания удельного сопротивления с ростом температуры в очень широком интервале температур [1], природа которого до конца остается неясной. В дальнейшем результаты исследования других кинетических свойств этих объектов (термоэдс, теплопроводности) показали, что имеется реальная перспектива для разработки на основе сплава $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ эффективных термоэлектрических преобразователей [2]. В силу этого исключительно важное значение приобретает исследование механизмов теплопроводности κ данных сплавов, от величины которой зависит термоэлектрическая добротность. Важную информацию о природе этих механизмов можно получить, проводя измерения в условиях различных внешних воздействий. Между тем, до настоящего времени в литературе уделялось внимание только температурной зависимости теплопроводности. В данной работе, помимо зависимости $\kappa(T)$, впервые исследовано изменение теплопроводности $\Delta\kappa(H) = [\kappa(H) - \kappa(0)]$ сплавов $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ под действием магнитного H при низких температурах (эффект Маджи–Риги–Ледюка).

Измерения $\kappa(T)$ и $\Delta\kappa(H)$ проведены на двух образцах сплава $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$, один из которых был обогащен ($x = 0.1$), а другой обеднен ($x = -0.04$) ванадием (образцы 1 и 2 соответственно). Оба образца имели p -тип проводимости при $T = 4.2$ К, что было установлено по знаку термоэдс и эффекта Холла. Также для них был выявлен отрицательный температурный коэффициент сопротивления в интервале (2–300) К. Для измерения теплопроводности использовался стандартный метод стационарного теплового потока. Методика приготовления наших сплавов железо-ванадий-алюминий и образцов из них подробно описана в [3].

На рис. 1 показана температурная зависимость $\kappa(T)$ для образцов 1 и 2. Видно, что на кривых $\kappa(T)$ наблюдаются максимумы при $T_{\text{max}} \approx (50–60)$ К. Их величина и положение согласуются с имеющимися литературными данными [4]. Авторы этой работы связали максимум $\kappa(T)$ с переходом к рассеянию фононов на границах образца при уменьшении

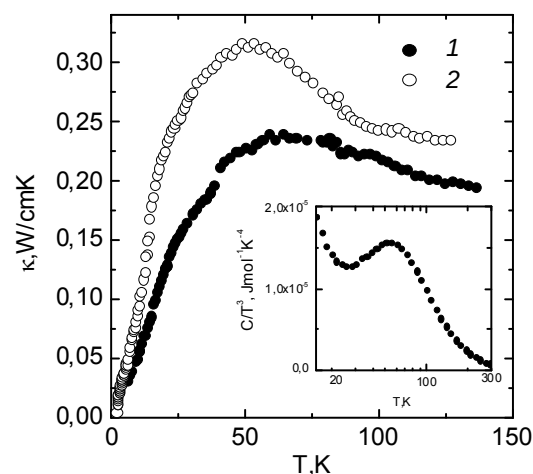


Рис. 1. Температурная зависимость теплопроводности κ для образца 1 (кривая 1) и 2 (кривая 2). На вставке: зависимость от температуры величины c/T^3 для образца 1.

температуры. Однако в условиях достаточно малой длины свободного пробега фононов, т.е. при низкой решеточной теплопроводности следует иметь в виду и другую возможную причину фононного максимума $\kappa(T)$. Он может явиться следствием особенности спектра акустических фононов, поскольку в общем случае теплопроводность выражается через интеграл по частоте от произведения длины свободного пробега фононов на теплоемкость. Нам впервые удалось выявить особенность теплоемкости c в сплавах $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$, построив зависимость c/T^3 от температуры (вставка к рис.1). Видно, что она имеет максимум при температуре ≈ 54 К, близкой к T_{max} кривых $\kappa(T)$. Подобные максимумы, имеющие место для многих полупроводников и полуметаллов, как раз и являются отражением особенностей спектральной плотности фононных состояний [5].

Отметим также, что с рассеянием фононов на границах образца никак не согласуется выявленная нами при температурах ниже (10–20) К близкая к линейной зависимость $\kappa(T)$ для исследованных образцов. Такое необычное поведение полной теплопроводности в области низких температур, которое

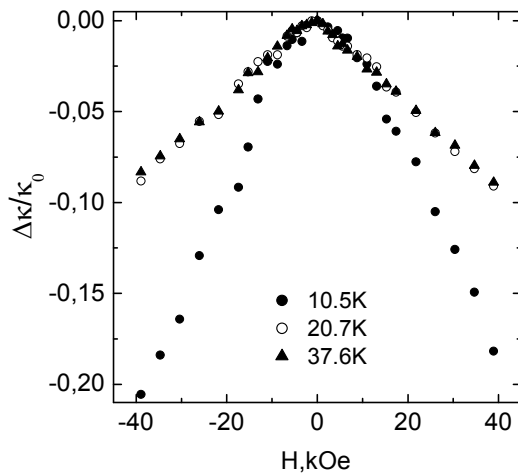


Рис. 2. Зависимость относительного изменения теплопроводности $\Delta\kappa/\kappa_0$ от магнитного поля H для образца 1.

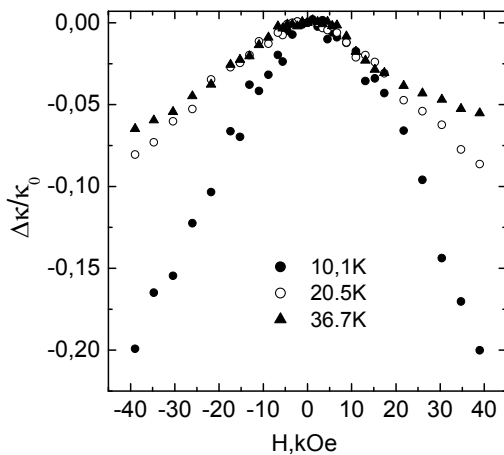


Рис. 3. Зависимость относительного изменения теплопроводности $\Delta\kappa/\kappa_0$ от магнитного поля H для образца 2.

могло быть связано с заметным вкладом дырочной компоненты, стимулировало проведение измерений эффекта Маджи–Риги–Ледюка. Зависимость относительного изменения теплопроводности в магнитном поле $\Delta\kappa/\kappa_0 = [\kappa(H) - \kappa(0)]/\kappa(0)$ для образцов 1 и 2 приведена на рис. 2 и 3. Видно, что в поле 40 кЭ при $T \approx 10$ К теплопроводность сплавов существенно уменьшается (примерно на 20%), не проявляя при этом тенденции к насыщению. Используя закон Видемана–Франца для чисто упругого рассеяния носителей заряда, можно оценить, что для образца 2, например, относительная доля дырочной теплопроводности в полной должна составлять при $T = 10$ К всего $\approx 3\%$. Такого малого вклада явно недостаточно, чтобы обеспечить наблюдаемую величину эффекта Маджи–Риги–Ледюка. С ростом температуры величина эффекта Маджи–Риги–Ледюка уменьшается, что естественно связать с относительным ростом решеточной компоненты теплопроводности.

Таким образом, результаты эксперимента составляют предположить наличие существенной дополнительной добавки в дырочную теплопроводность, которая не учитывается в законе Видемана–Франца. Природа этого вклада может быть обусловлена обменным взаимодействием дырок с системой неупорядоченных магнитных моментов, локализованных в узлах кристаллической решетки сплава Гейслера. О влиянии магнитного поля на электронную теплопроводность разбавленных магнитных сплавов свидетельствуют численные расчеты [6], выполненные в рамках модели s - d обменного взаимодействия. Помимо этого, на возможность обменного вклада в теплопроводность указывает обнаруженная нами корреляция представленных рис. 3, 4 полевых зависимости $\Delta\kappa/\kappa_0$ и отрицательной магнитотермодс при тех же температурах.

Полученные в работе данные для эффекта Маджи–Риги–Ледюка могут стимулировать дальнейшее развитие теории, учитывающей влияние обменного взаимодействия на теплопроводность кондовских систем. Следует также подчеркнуть, что выявление нами нового существенного вклада в дырочную теплопроводность с очевидностью указывает на неправомерность для данных объектов стандартного анализа этой составляющей по закону Видемана–Франца с последующим выделением решеточной компоненты, как это сделали, например, авторы [7] для сплавов Гейслера на основе Fe_2VAl . Кроме того, обнаружение дополнительного вклада в теплопроводность имеет важное практическое значение, поскольку его минимизация позволит заметно уменьшить суммарную теплопроводность, а значит — увеличить термоэлектрическую эффективность сплавов железо–ванадий–алюминий.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы ОФН РАН 12-Т-2-1016.

1. Y. Nishino, M. Kato et al., Phys. Rev. Lett., **79**, 1909 (1997).
2. Y. Nishino, H. Kato, M. Kato, Phys. Rev. B, **63**, 233303 (2001).
3. В.И. Окулов, В.Е. Архипов и др., ФНТ, **33**, 907 (2007).
4. C.S. Lue, Y.-K. Kuo, Phys. Rev. B, **66**, 085121 (2002).
5. M. Cardona, R.K. Kremer et al., Phys. Rev. B, **80**, 195204 (2009).
6. H. Keiter, and J. Kurkijärvi, Physica, **86-88B**, 525 (1977).
7. C.S. Lue, C.F. Chen et al., Phys. Rev. B, **75**, 064204 (2007).

Вычисление термоэлектрических характеристик PbTe с использованием трёхзонной модели электронного энергетического спектра

А.В. Дмитриев, Е.С. Ткачёва

Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, 119991, Россия

В настоящей работе рассчитаны зависимости термоэлектрических коэффициентов теллурида свинца от параметров материала, температуры и уровня легирования при учёте всех трёх основных механизмов рассеяния носителей заряда в этом материале: на оптических и акустических фононах и на заряженных примесях. Вычисления производились с использованием неквадратичного изотропного закона дисперсии Лэкса для материалов р- и n-типа в трёхзонной модели, учитывающей легкие электроны и дырки в L-экстремуме и тяжелые дырки в Σ -экстремуме. Учёт всех трёх ближайших к уровню Ферми разрешённых зон позволил впервые единым образом провести вычисления термоэлектрических коэффициентов PbTe в широком диапазоне температур и уровней легирования (n, p до 10^{20} см^{-3}).

В настоящее время термоэлектрические преобразователи привлекают большое внимание из-за их высокой надежности и возможности миниатюризации без потери эффективности, однако обеспечиваемая ими эффективность преобразования пока остаётся ниже, чем у традиционных электрических генераторов. В связи с этим возникает проблема поиска материалов с более высокой термоэлектрической добротностью и повышения эффективности существующих.

В настоящей работе теоретически изучалась зависимость термоэлектрических коэффициентов теллурида свинца от параметров материала, значения не всех из которых точно известны, от температуры и уровня донорного и акцепторного легирования при учёте всех трёх основных механизмов рассеяния носителей заряда в этом материале: на оптических и акустических фононах и на заряженных примесях. Вычисления производились с использованием неквадратичного изотропного закона дисперсии Лэкса для материалов р- и n-типа в трёхзонной модели, учитывающей легкие электроны и дырки в L-экстремуме и тяжелые дырки в более глубоком Σ -экстремуме. Учёт всех трёх ближайших к уровню Ферми разрешённых зон позволил впервые единым образом провести вычисления термоэлектрических коэффициентов PbTe в широком диапазоне температур и уровней легирования (n, p до 10^{20} см^{-3}).

Электронный химический потенциал, соответствующий данному уровню легирования и температуре, находился из решения уравнения электронейтральности:

$$n - p - p_{\Sigma} - N_d + N_a = 0,$$

где n, p и p_{Σ} — концентрации электронов и дырок в L-зоне и дырок в Σ -зоне, соответственно, а N_d и N_a — концентрации легирующих примесей донорного и акцепторного типа. При найденном значении химического потенциала и заданной температуре вычислялись термоэлектрические коэффициенты с учётом вкладов от всех трёх зон [1, 2].

В результате были рассчитаны зависимости электропроводности, теплопроводности, термоэдс и термоэлектрической добротности Z в широком диапазоне температуры и концентрации примесей. Оп-

тимальный уровень легирования полупроводника, при котором термоэлектрическая добротность достигает максимума, оказался для n-PbTe на уровне порядка $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, чему отвечает $ZT \approx 0.95$, а для р-PbTe оптимальная плотность легирования составляет около $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, и ей соответствует $ZT \approx 2.0$. В материале р-типа это высокое значение добротности отвечает ситуации, когда уровень Ферми расположен вблизи максимума тяжелой Σ -зоны. В результате этого возникает значительная асимметрия плотности состояний вблизи уровня Ферми, и её быстрые изменения в этой области приводят к возрастанию коэффициента Зеебека до величины более 300 мкВ/К. Полученные нами результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [3].

1. Б.М. Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. Наука, Москва, 1985.
2. И.А. Смирнов, В.И. Тамарченко. Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках. Наука, Ленинград, 1974.
3. J. Androulakis, I. Todorov, M. Kanatzidis et al., Phys. Rev. B, **82**, 115209 (2010).

Смешивание состояний валентной зоны и поляризационные моды в структурах p-AlGaAs/GaAsP/n-AlGaAs

Е.В. Богданов¹, Х. Киссель², Н.Я. Минина¹

¹ Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия

² R&D Department, DILAS Diodenlaser GmbH, Mainz 55129, Germany

Численными расчетами установлено, что в напряженных структурах p-Al_xGa_{1-x}As/GaAs_{1-y}P_y/n-Al_xGa_{1-x}As с инверсной конфигурацией спектра легких и тяжелых дырок в квантовой яме валентной зоны одноосное сжатие приводит к сильной перестройке спектра и многократному росту коэффициента оптического усиления TE моды оптического излучения.

Численными методами в напряженных гетероструктурах p-Al_xGa_{1-x}As/GaAs_{1-y}P_y/n-Al_xGa_{1-x}As рассчитаны профили валентной зоны и зоны проводимости, уровни размерного квантования, волновые функции электронов и дырок и коэффициенты оптического усиления TE- и ТМ-мод в зависимости от внешнего одноосного сжатия в направлении [110] при 77 К. В таких структурах биаксиальное растяжение материала квантовой ямы (КЯ), возникающее уже в процессе роста вследствие несоответствия параметров кристаллических решеток материала КЯ и барьера, создает широкие возможности для кардинальной перестройки энергетического спектра легких и тяжелых дырок в зависимости от состава слоев GaAs_{1-y}P_y (величины биаксиального растяжения) и ширины КЯ (квантово-размерный эффект) [1,2]. Внешнее давление является дополнительным регулируемым параметром, приводящим к пересечению (или квазипересечению) дырочных уровней размерного квантования, смешиванию состояний легких и тяжелых дырок, изменению соотношения поляризационных мод.

Для самосогласованного решения уравнения Пуассона и уравнения Шредингера в представлении Латтинжера–Кона с учетом деформационных членов и электростатического потенциала [3] использовался конечно-разностный метод. Численный расчет проводился с помощью программы “Heterostructure Design Studio 2” с использованием гамильтониана Латтинжера–Кона 6×6, описывающего зону проводимости, зоны легких и тяжелых дырок без учета спин-отщепленной валентной зоны.

В настоящей работе расчеты проведены для ряда используемых в лазерных диодах структур p-Al_xGa_{1-x}As/GaAs_{1-y}P_y/n-Al_xGa_{1-x}As в основном с инверсной конфигурацией дырочных подзон, когда уровень размерного квантования легких дырок LH1 является основным, то есть соответствует уровню валентной зоны h1 с наивысшей энергией. При этом концентрация фосфора у составляла 0.02; 0.04; 0.10 и 0.16, а ширина квантовой ямы L_z – 40; 90 и 140 Å. Необходимые для расчета параметры взяты из литературы [4]. Расчет проводился для азотных температур.

Характерное смещение с давлением семи верхних уровней (h1–h7) дырок в КЯ валентной зоны приведено на рис. 1. В биаксиально растянутой КЯ вырождение состояний легких (LH) и тяже-

лых (HH) дырок в точке Г снято уже в отсутствии давления (P = 0), причем основным состоянием (уровень h1) являются легкие дырки LH1, тогда как второй уровень h2 соответствует состоянию тяжелых дырок HH1. Оптическая щель E_{opt} — энергия испускаемых фононов — соответствует энергии переходов с низшего электронного уровня e1 на верхний дырочный уровень h1.

При одноосном сжатии симметрия падает, и это приводит к перемешиванию в Г-точке базисных функций с полным угловым моментом J = 3/2 и его проекциями m_j = ± 1/2 и m_j = ± 3/2, описывающих соответственно лёгкие и тяжёлые дырки в недеформированном кристалле. Вследствие этого определить связь уровня с лёгкими или тяжёлыми дырками становится проблемой. Однако интерфейс используемой программы предусматривает вывод огибающих волновых функций $\phi_j(z)$ по базисным функциям для каждого из уровней в КЯ. В результате, проинтегрировав квадрат модуля огибающей в значимой области её существования, можно установить вклад в волновую функцию от каждой из базисных функций $A_j = \int |\phi_j(z)|^2 dz$ и связать природу уровня с лёгкими или тяжёлыми дырками. Результаты такого анализа для уровней h1 и h2 приведены на рис. 2.

Из рис. 2, видно, что при P = 0 верхний уровень h1 целиком относится к состоянию лёгких дырок LH1, а второй уровень h2 — к состоянию тяжёлых дырок HH1, тогда как в напряжённом состоянии относительный вклад этих состояний на уровнях существенно меняется. Рис. 2 демонстрирует развитие процесса смешивания состояний тяжёлых

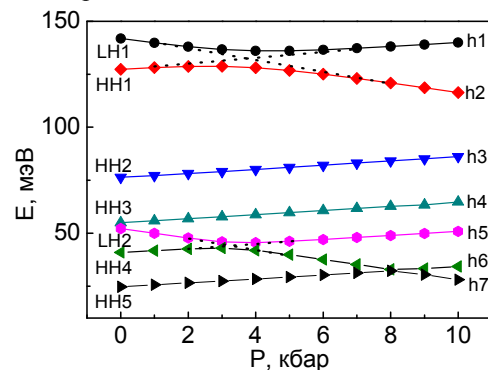


Рис. 1. Барические зависимости энергии E уровней размерного квантования дырок в точке Г при сжатии структуры с КЯ GaAs_{0.84}P_{0.16} шириной 40 Å.

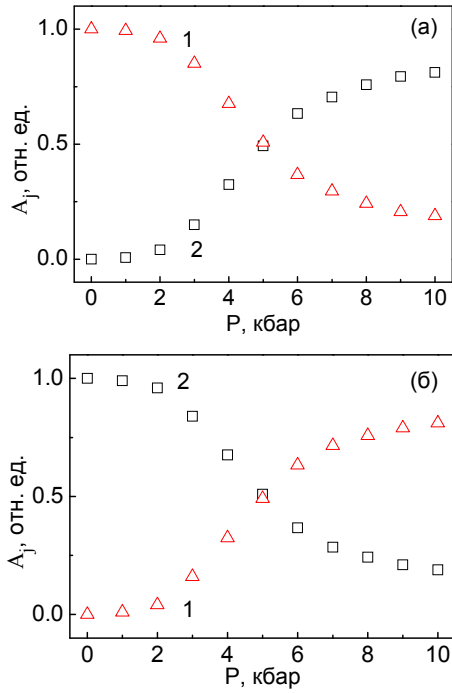


Рис. 2. Изменение вклада базисных функций с проекциями полного момента $m_j = \pm 1/2$ (1) и $m_j = \pm 3/2$ (2) в состоянии на уровнях h1 (а) и h2 (б) при сжатии структуры с КЯ $\text{GaAs}_{0.84}\text{P}_{0.16}$ шириной 40 Å.

и лёгких дырок при одноосном сжатии исследуемой структуры. При этом после квазипересечения уровней h1 и h2 при $P \approx 4$ кбар на уровне h1 доминирует вклад тяжелых дырок.

Программа “Heterostructure Design Studio 2” позволяла ввести схему возможных оптических переходов между электронными и дырочными уровнями и рассчитать для них значения матричных элементов оператора электрон фотонного взаимодействия. Затем по известной методике [5] для разных поляризационных мод определяется коэффициент оптического усиления g .

Результаты таких расчетов для структуры $\text{p-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_{0.84}\text{P}_{0.16}/\text{n-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с различной шириной КЯ приведены на рис. 3 в зависимости от одноосного сжатия до $P = 10$ кбар. Существенным является сильное изменение с давлением соотношения оптического усиления ТЕ и ТМ мод. Аналогичное рис. 3 возрастание коэффициента оптического усиления ТЕ-моды и, соответственно, некоторое уменьшение величины g для ТМ-моды имеет место и в КЯ шириной $L_z = 140$ Å с концентрацией фосфора от $y = 0.02$ до $y = 0.16$. Можно утверждать, что в рассмотренных структурах с исходно инвертированным (при $P = 0$) спектром дырок одноосное сжатие приводит к многократному возрастанию коэффициента оптического усиления ТЕ моды и незначительному падению g для ТМ моды. Физически это связано с тем обстоятельством, что при одноосном сжатии уровни легких дырок всегда дви-

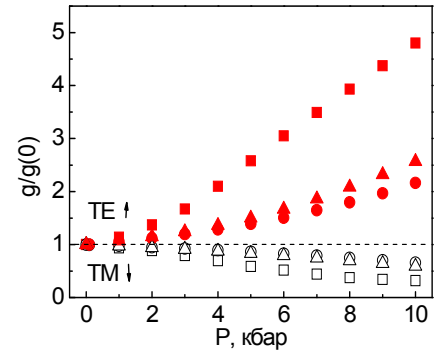


Рис. 3. Относительное изменение коэффициента оптического усиления ТЕ (сплошные символы) и ТМ мод при сжатии структур с КЯ $\text{GaAs}_{0.84}\text{P}_{0.16}$ шириной 40 Å (квадраты), 90 Å (треугольники) и 140 Å (кружки).

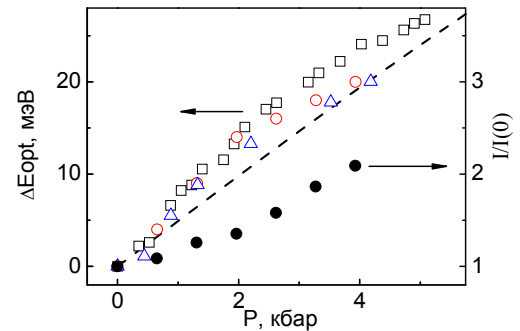


Рис. 4. Рассчитанная барическая зависимость изменения оптической щели структуры с КЯ $\text{GaAs}_{0.84}\text{P}_{0.16}$ шириной 140 Å (штриховая линия). Точки — данные о сдвиге положения максимума на спектре электролюминесценции и изменении его интенсивности, полученные экспериментально при сжатии лазерных диодов на основе структуры с КЯ $\text{GaAs}_{0.84}\text{P}_{0.16}$ шириной 140 Å при 77 К [6].

жутся по энергии вниз, тогда как уровни тяжелых дырок — вверх (рис. 1).

Полученные ранее при 77 К данные об изменении под действием одноосного сжатия вдоль [110] спектров электролюминесценции лазерных диодов на основе $\text{p-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_{0.84}\text{P}_{0.16}/\text{n-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $L_z = 140$ Å [6] хорошо согласуются с проведенными расчетами (рис. 4). Рассчитанное изменение оптической щели количественно согласуется с экспериментально наблюдаемым сдвигом спектра при сжатии в область высоких энергий, а рост интенсивности I электролюминесценции качественно объясняется сильным возрастанием коэффициента оптического усиления ТЕ моды (рис. 3).

1. D.C. Bertolet, J.-K. Hsu, and K.M. Lau, Appl. Phys. Lett., **53**, 2501 (1988).
2. A. Baliga, D. Trivedi, and N.G. Anderson, Phys. Rev. B, **49**, 10402 (1994).
3. G.L. Bir, and G.E. Pikus. Symmetry and strain-induced effects in semiconductors. Wiley, N.Y. (1974).
4. I. Vurgaftman, J.R. Meyer, and L.R. Ram-Mohan, J. Appl. Phys., **89**, 5815 (2001).
5. K.I. Kolokolov et al., Phys. Rev. B, **63**, 195308 (2001).
6. I.V. Berman et al., Phys. Stat. Sol. (b), **246**, 522 (2009).

Влияние магнитного поля на гистерезисные характеристики кремниевых диодов в условиях низкотемпературного примесного пробоя

А.Б. Алейников^{1,3}, В.А. Березовец^{2,3}, В.Л. Борблик¹, М.М. Шварц¹, Ю.М. Шварц^{1,3}

¹ Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева, Киев, 03028, Украина

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт – Петербург, 194021, Россия

³ International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, Poland

Измерены вольтамперные характеристики и магнетосопротивление экспериментального кремниевго n^+-p -диода в условиях низкотемпературного примесного пробоя в магнитных полях до 14 Т. Уровень легирования базы диода (бором) близок к критическому для перехода Мотта, оставаясь на диэлектрической его стороне. Конструкция диода планарная, круговая. При ориентации магнитного поля в плоскости планарной структуры роль магнитного поля сводится, в основном, к увеличению энергии ионизации акцепторов в базе диода. Ориентация же магнитного поля перпендикулярно плоскости структуры проявляется, главным образом, в уменьшении подвижности свободных носителей, осуществляющих ударную ионизацию акцепторных примесей.

Магнетосопротивление диода (характеризующее, по сути, магнетосопротивление его базы) измерено в области токов, предшествующих пробую, и в послепробойной области. В первом случае оно определяется прыжковой проводимостью по примесной зоне, во втором - прыжковой проводимостью в хвосте плотности состояний валентной зоны.

Во многих полупроводниках, содержащих мелкие примеси, в области низких температур наблюдаются явления примесного пробоя, сопровождающиеся, в ряде случаев, гистерезисами в вольт-амперных характеристиках. В частности, это имеет место в компенсированном Ge, n - и p -Si, n -GaAs, n -InP, p -SiC. В случае кремния эффект проявляется также и в приборах на его основе: в диодах [1,2], в полевых транзисторах [3].

стик экспериментальных кремниевых n^+-p -диодов, проявляющих эффект переключения в диапазоне температур ниже 25 К (измерения доведены до 1,7 К), в магнитных полях до 14 Т. Уровень легирования базы диода (бором) был близок к критическому значению для перехода Мотта, оставаясь на диэлектрической его стороне, так что при низких температурах происходило вымораживание свободных носителей на примесь.

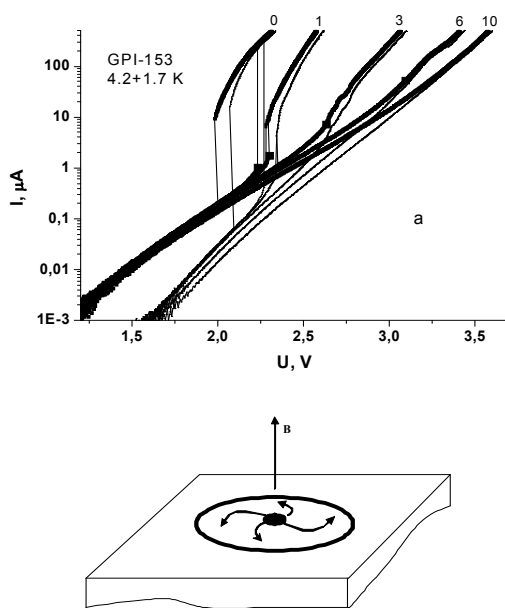


Рис. 1а. Вольтамперные характеристики экспериментального кремниевго диода при температурах 4,2 К (толстые кривые) и 1,7 К (тонкие кривые) в функции от магнитного поля B как от параметра (цифры у кривых - его значения в Тесла); магнитное поле перпендикулярно плоскости структуры.

В настоящем докладе сообщается о результатах исследований низкотемпературных характери-

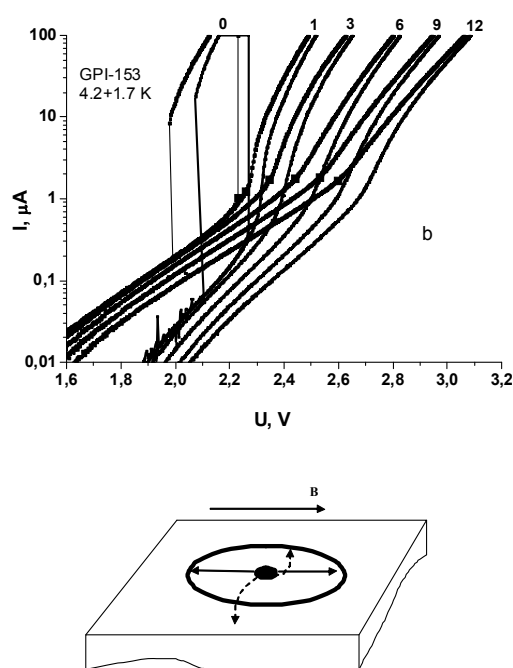


Рис. 1б. То же, что и на Рис.1а для случая магнитного поля, лежащего в плоскости структуры.

Конструкция диода - планарная, круговая.

Результаты измерений вольтамперных характеристик диода при двух температурах — 4,2 и 1,7 К представлены на рис. 1: а — при ориентации

магнитного поля перпендикулярно плоскости планарной структуры, b — при магнитном поле, лежащем в плоскости структуры. В нижних частях рисунков проиллюстрирован характер движения свободных электронов, осуществляющих ударную ионизацию акцепторной примеси. В обоих случаях с ростом магнитного поля происходит ликвидация гистерезисов, однако пробой сохраняется в мягкой форме. Жирными точками отмечены пороги ударной ионизации.

Магнитное поле влияет на пороговое поле ударной ионизации двояким образом. Во-первых, через закручивание траекторий свободных носителей, осуществляющих ударную ионизацию, что приводит к снижению их подвижности. Во-вторых, через сжатие размеров волновых функций носителей тока, локализованных на примесях, что приводит к увеличению энергии ионизации примеси. Очевидно, что первый эффект преобладает при перпендикулярной ориентации магнитного поля, а второй — при параллельной, когда есть часть линий тока, не подверженных влиянию силы Лоренца. При этом первый эффект значительнее второго, как это видно из данных, представленных на рис. 2.

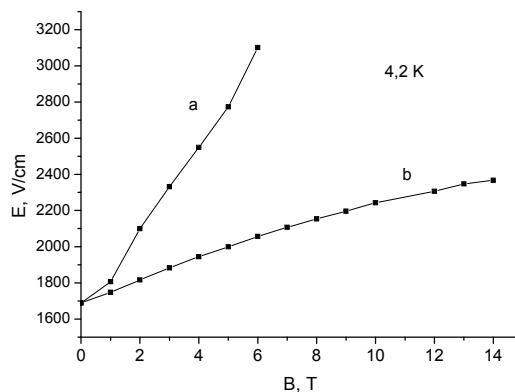


Рис. 2. Зависимости пороговых полей пробоя от величины магнитного поля: а — при ориентации магнитного поля перпендикулярно плоскости планарной структуры, б — при магнитном поле, лежащем в плоскости структуры.

На базе полуэмпирической модели [4] ударной ионизации примесей, обобщенной на случай наличия магнитного поля, по данным эксперимента для перпендикулярной ориентации поля вычислено эффективное значение подвижности электронов, осуществляющих ударную ионизацию акцепторной примеси в базе диода. Используя это значение подвижности, по данным эксперимента для параллельной ориентации поля рассчитана зависимость энергии ионизации примеси бора в кремнии от магнитного поля. Как и в других изученных полупроводниках, она характеризуется зависимостью типа $B^{1/3}$.

Учитывая высокий уровень легирования базы диода (хотя и не удовлетворяющий неравенству $Na^3 > 1$, где N — концентрация примеси, a — боровский радиус), следует ожидать наличия в ней существенного флуктуационного потенциала, уширяющего плотность состояний как вблизи энергии залегания акцепторной примеси, так и у дна валентной зоны. Это учитывалось при анализе.

Результаты измерения магнетосопротивления диода (в режиме заданного тока), которое из-за сильного легирования эмиттера является, по существу, магнетосопротивлением базы, указывают на прыжковый характер ее проводимости как до пробоя — в примесной зоне (при измерительном токе 0,1 μ A), так и после пробоя — в хвосте плотности состояний валентной зоны (при измерительном токе 100 μ A). Однако если при проводимости по примесной зоне магнетосопротивление растет с полем вначале квадратично, а затем почти линейно, то при проводимости по валентной зоне наблюдается переход к корневой зависимости в области сильных магнитных полей (Рис. 3).

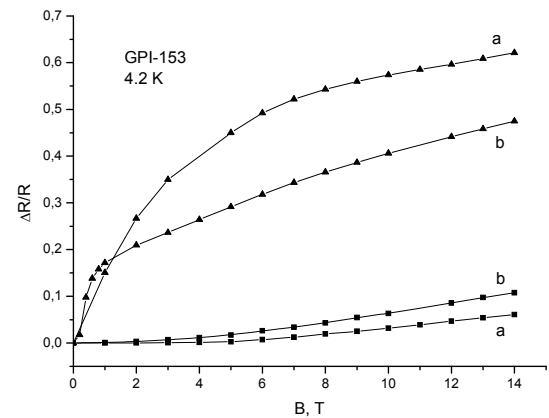


Рис. 3. Зависимость магнетосопротивления диода от индукции магнитного поля в допробойной области (измерительный ток 0,1 μ A, квадратики) и в послепробойной области (измерительный ток 100 μ A, треугольники); а и б — то же, что и на рис. 1 и 2.

1. R.V. Aldridge, K. Davis, and M. Holloway, J. Phys. D: Appl. Phys., **8**, 64 (1975).
2. E. Simoen, B. Dierickx, L. Deferm, and C. Claeys, J. Appl. Phys. **70**, 1016 (1991).
3. B. Dierickx et al. IEEE Trans. Electron Devices. **35**, 1120 (1988).
4. B. Dierickx, E. Simoen, and G. Declercq, Semicond. Sci. Technol., **6**, 896 (1991).

Угловые осцилляции магнитосопротивления слоистых проводников с многолистной поверхностью Ферми

О.В. Кириченко¹, В.Г. Песчанский^{1,2}

¹ Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины

² Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков 61077, Украина

Теоретически исследована зависимость сопротивления слоистых проводников с многолистной поверхностью Ферми от ориентации относительно слоев сильного магнитного поля.

Гальваномагнитные явления в вырожденных проводниках в сильном магнитном поле $\mathbf{B}$, когда частота обращения электронов проводимости значительно больше частоты их столкновений, весьма чувствительны к виду электронного энергетического спектра.

В слоистых проводниках энергия $\epsilon(\mathbf{p})$ элементарных возбуждений, несущих заряд, слабо зависит от проекции их квазиимпульса $\mathbf{p}_z = \mathbf{p}\mathbf{n}$ на нормаль к слоям $\mathbf{n}$, и изоэнергетические поверхности в импульсном пространстве замкнуты лишь вблизи нижнего и верхнего краев зоны проводимости, а все остальные, включая и поверхность Ферми (ПФ), открыты. Квазидвумерный характер энергетического спектра носителей заряда в слоистых проводниках способствует наиболее яркому проявлению квантовых осцилляционных эффектов при низких температурах, несущих в себе важную информацию об экстремальных замкнутых сечениях ПФ, поскольку в их формировании участвует значительно большее число электронов проводимости, чем в обычных металлах. Магнитосопротивление слоистых проводников также осциллирует с изменением тангенса угла ϑ между магнитным полем и нормалью к слоям. Эти угловые осцилляции впервые обнаружены в Черноголовке в лаборатории И.Щеголева в органическом проводнике β -(ET)₂IBr₂ [1,2], а затем почти во всех слоистых проводниках органического происхождения.

Экспериментальное исследование угловых осцилляций магнитосопротивления слоистых проводников в достаточно сильном магнитном поле, почти параллельном слоям, когда

$$1 = \tan \vartheta = l/r, \quad 1/\eta \quad (1)$$

позволяет определить диаметр ПФ и в конечном итоге форму ПФ в виде слабогофрированного цилиндра [3,4].

Здесь η — параметр квазидвумерности электронного энергетического спектра, равный отношению максимального значения скорости электронов поперек слоев v_z к характерной фермиевской скорости движения носителей заряда в плоскости слоев, r — характерный радиус кривизны траектории электронов проводимости в магнитном поле, а l — длина их свободного пробега.

Мы рассмотрим этот осцилляционный эффект в достаточно сильном магнитном поле в случае произвольного вида ПФ, которая может быть сконструирована из топологически различных элемен-

тов в виде цилиндров и плоскостей, слабо гофрированных вдоль оси $\mathbf{p}_z$. Для определенности будем полагать, что ПФ состоит из слабогофрированного цилиндра и двух гофрированных плоскостей, периодически повторяющихся в импульсном пространстве. Нормаль к плоскости, соприкасающейся с гофрированным плоским листом, назовем осью $\mathbf{p}_x$.

Открытые траектории электронов проводимости в $\mathbf{p}$ -пространстве в основном аperiодичны, и лишь небольшая часть сечений $p_B = \mathbf{p}\mathbf{B}/B = \text{const}$ плоского листа ПФ представляет собой строго периодические траектории. Таковы, например, все сечения плоского листа ПФ в магнитном поле $\mathbf{B} = (B\sin\vartheta, 0, B\cos\vartheta)$. Вклад в электропроводность носителей заряда с такими открытыми траекториями осциллирует как функция $\tan\vartheta$ при выполнении условия (1), а по периодам этих осцилляций можно определить величину гофрировки плоского листа ПФ

$$\Delta = p_x^{\max} - p_x^{\min}$$

При небольшом отклонении магнитного поля от плоскости xz осцилляции ослабевают, а затем и вообще исчезают. Наблюдение осцилляционной зависимости магнитосопротивления от угла наклона магнитного поля к слоям возможно также при вращении магнитного поля в кристаллографической плоскости с небольшими индексами Мюллера, когда период движения носителей заряда меньше времени их свободного пробега. Еще одним необходимым условием угловых осцилляций является существование точек стационарности, а именно точек поворота на электронной орбите, где меняет знак скорость изменения со временем t проекции импульса на нормаль к слоям, т.е.

$$\partial p_z / \partial t = (e/c)(v_x B_y - v_y B_x) = 0$$

При заданной ориентации плоских листов ПФ точек поворота электронов нет в магнитном поле, расположенном в плоскости yz .

Несомненно, возможны осцилляции магнитосопротивления как функция $\tan\vartheta$ при протекании тока вдоль слоев, однако наиболее ярко проявляются угловые осцилляции, когда значительная часть тока направлена вдоль нормали к слоям, поскольку угловые осцилляции всех компонент тензора электропроводности ρ_{ik} кроме ρ_{zz} ничтожно малы в меру малости параметра квазидвумерности энергетического спектра носителей заряда.

В некоторых соединениях на основе тетратиафульвалена возможен магнитный пробой между листами ПФ (см., например, [5]). В этом случае движение носителей заряда является сложным и запутанным. Если вероятность магнитного пробоя w мала, а именно $w < r/l$, т.е. за время свободного пробега электрон может совершить лишь один переход из одного листа ПФ на другой, то возможность восстановления формы листа ПФ в виде слабогофрированного цилиндра, а также определение гофрировки плоского листа ПФ, остаются такими же, как и при $w = 0$. Однако при $w \gg r/l$ вклад в электропроводность носителей заряда, совершающих хаотическое движение, асимптотически оказывается таким же, как и в случае, когда электрон неизбежно меняет лист ПФ при появлении такой возможности. При этом появляются комбинированные частоты осцилляций, особенно при вовлечении обоих плоских листов ПФ в процесс квазиклассического движения электронов проводимости.

1. М.В. Карцовник, В.Н. Лаухин, В.И. Нижанковский, А.А. Игнатьев, Письма в ЖЭТФ, **47**, 302 (1988)
2. М.В. Карцовник, П.А. Кононович, В.Н. Лаухин, И.Ф. Щеголев, Письма в ЖЭТФ, **48**, 498 (1988)
3. V.G. Peschansky, J.A. Roldan Lopez, Toi Gnado Yao. J. de Phys. 1 (France), **1**, 1469 (1991)
4. М.В. Карцовник, В.Г. Песчанский, ФНТ, **31**, 249 (2005)
5. D. Andres, M.V. Kartsovnik, W. Biberacher, K. Neumaier, I. Sheikin, H. Muller, and N.D. Kushch, Low Temp. Phys. **37**, 959-969 (2011).

Квантовые осцилляции кинетических коэффициентов в сплаве n-Bi-Sb при отклонении направления магнитного поля от тригональной оси

Н.А. Редько^{1,2}, В.Д. Каган¹, М.П. Волков^{1,2}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург 194021, Россия

² International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw 53-421, Poland

В полупроводниковом сплаве n-Bi_{0.93}Sb_{0.07} при H||C₃ и j||C₁ при температурах 1.5K и 4.5K наблюдались биения квантовых осцилляций сопротивления и коэффициента Холла, обусловленные небольшим отклонением магнитного поля H от кристаллографической оси C₃. Для нахождения периодов квантовых осцилляций, соответствующих трем эллипсоидам электронного спектра, измеренные биения квантовых осцилляций моделировались наложением трех гармонических функций, две из которых имеют близкие частоты. Отклонение параметров квантовых осцилляций от тех же параметров, когда магнитное поле H||C₃, позволило оценить угол отклонения H от тригональной оси C₃, который составляет ~ 10°.

В работе рассмотрена особенность проявления анизотропии электронного спектра n-Bi-Sb — биение квантовых осцилляций коэффициента Холла и сопротивления при небольшом отклонении магнитного поля от тригональной оси C₃.

Исследованы полупроводниковые сплавы n-Bi_{0.93}Sb_{0.07} с концентрацией электронов $n=7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при низких температурах и магнитных полях до 14 Т при H||C₃ и j||C₁. Для измерения использовались монокристаллические образцы в форме прямоугольных параллелепипедов, грани которых были перпендикулярны кристаллографическим осям C₁, C₂, C₃. При температурах 1.5K и 4.2K наблюдались биения квантовых осцилляций коэффициента Холла $R_{12,3}(H)$ и сопротивления $\rho_{22}(H)$.

Биения — периодические изменения амплитуды результирующего колебания, возникающего при сложении двух гармонических колебаний с близкими частотами $\omega_1 \approx \omega_2$. Результирующее колебание можно рассматривать как приблизительно гармоническое со средней угловой частотой $(\omega_1 + \omega_2)/2$ и амплитудой $2A \cos((\omega_1 - \omega_2)t/2)$.

В легированных сплавах n-Bi-Sb поверхность Ферми состоит из трех сильно вытянутых эллипсоидов, и даже при небольшом отклонении направления магнитного поля H от кристаллографической оси C₃ экстремальные сечения трех эллипсоидов будут отличаться. Наиболее вероятна ситуация, когда экстремальные сечения в двух эллипсоидах из трех будут мало отличаться между собой, и более сильно будут отличаться от экстремального сечения третьего эллипсоида. В этом случае близкие экстремальные сечения двух эллипсоидов (близкие частоты квантовых осцилляций) приведут к биению квантовых осцилляций сопротивления $\rho_{22}(H)$ и коэффициента Холла $R_{12,3}(H)$.

В поле H||C₃ циклотронная частота ω_{c0} одинакова для электронов в трех эллипсоидах:

$$\omega_{c0} = \frac{eH}{cm_{c0}}, \quad (1)$$

а циклотронная масса при этом равна [1]:

$$m_{c0} = \left(\frac{m_1 m_2 m_3}{m_3 \cos^2 \varphi + m_2 \sin^2 \varphi} \right)^{1/2} \quad (2)$$

где m_i — эффективные массы электронов вдоль i -той оси эллипсоида. Период квантовых осцилляций в сплаве с энергией Ферми электронов E_F определяется формулой

$$\Delta_0 \left(\frac{1}{H} \right) = \frac{e\hbar}{cm_{c0} E_F (1 + E_F/E_g)} \quad (3)$$

При H||C₃ экстремальные сечения трех эллипсоидов одинаковы и выражаются формулой:

$$S_{extr0} = 2\pi m_{c0} E_F (1 + E_F/E_g). \quad (4)$$

Циклотронная масса m_{c0} , циклотронная частота ω_{c0} , экстремальное сечение эллипсоидов S_{extr0} , выражаются через период квантовых осцилляций Δ_0 :

$$m_{c0} = \frac{e\hbar}{c\Delta_0 E_F (1 + E_F/E_g)} \quad (5)$$

$$\omega_{c0} = \frac{\Delta_0 E_F (1 + E_F/E_g) H}{\hbar} \quad (6)$$

$$S_{extr0} = \frac{2\pi e\hbar}{c\Delta_0} \quad (7)$$

Циклотронные частоты ω_{c0} (формула 1), периоды Δ_0 (формула 3) и экстремальные сечения S_{extr0} (формула 4) в случае, когда магнитное поле H строго совпадает с кристаллографической осью C₃, приведены в Таблице 1.

Для анализа квантовых осцилляций кинетических коэффициентов графики $\rho_{22}(H)$ и $R_{12,3}(H)$ перестраивались в зависимости от обратного магнитного поля и из зависимостей $\rho_{22}(1/H)$ и $R_{12,3}(1/H)$ вычитались монотонные составляющие этих функций. Такая обработка позволила надежно выделить квантовые осцилляции с биениями.

На рисунке 1 приведены квантовые осцилляции коэффициента Холла $\Delta R_{12,3}(1/H)$ и сопротивления $\Delta \rho_{22}(1/H)$ при температуре 1.5K. На зависимостях $\Delta R_{12,3}(1/H)$ амплитуда осцилляций растет при увеличении поля, достигая максимума (пучность биения) при $1/H \sim 0.4 \text{ Т}^{-1}$, затем уменьшается почти втрое, достигая минимума (узел биения) при $1/H \sim 0.25 \text{ Т}^{-1}$, и снова начинает расти при дальнейшем увеличении поля. При этом колебания $\Delta R_{12,3}(1/H)$ и $\Delta \rho_{22}(1/H)$ происходят почти синфазно в малых магнитных полях $H < 2.5 \text{ Т}$ ($1/H > 0.4$), с увеличением поля сдвиг колебаний увеличивается, и

вблизи узла биений при $H=4T$ колебания $\Delta R_{12,3}(1/H)$ и $\Delta \rho_{22}(1/H)$ находятся в противофазе. В больших магнитных полях при $H>6T$ фаза колебаний $\Delta \rho_{22}(1/H)$ и $\Delta R_{12,3}(1/H)$ снова совпадает. На рис. 1 вертикальные пунктирные линии проведены через максимумы осцилляций $\Delta \rho_{22}(1/H)$ для более наглядного представления совпадения или сдвига фаз с колебаниями $\Delta R_{12,3}(1/H)$.

Для нахождения параметров квантовых осцилляций $R_{12,3}$ и ρ_{22} используется модель наложения трех гармонических колебаний, два из которых имеют близкие частоты, что приводит к появлению биений. Выбор параметров модели, приводящий к наилучшему согласию с экспериментальными данными, позволяет определить параметры квантовых осцилляций $R_{12,3}$ и ρ_{22} .

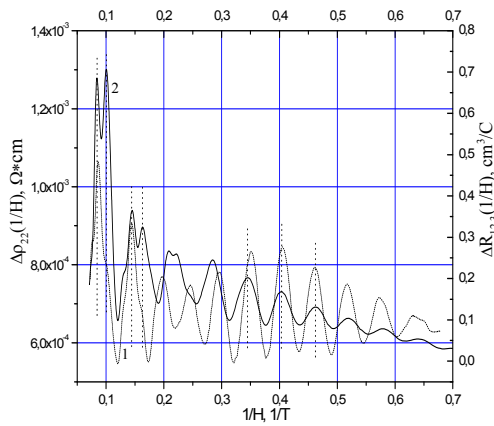


Рис. 1. Зависимость биений квантовых осцилляций $\Delta R_{12,3}$ (кривая 1) и $\Delta \rho_{22}$ (кривая 2) (без монотонной составляющей) от обратного магнитного поля при температуре 1.5K.

На рисунке 2 приведены биения квантовых осцилляций коэффициента Холла $R_{12,3}(1/H)$, наблюдаемые при $T=1.5K$. На этом рисунке также приведены смоделированные биения колебаний трех гармонических функций. Удовлетворительное согласие экспериментальных и смоделированных биений колебаний позволило найти периоды квантовых осцилляций Δ_i ($i=1, 2, 3$) в трех эллипсоидах. Далее, использование формул (5), (6), (7) для m_{ci} , ω_{ci} , S_{extri} ($i=1, 2, 3$), выраженных через периоды квантовых осцилляций Δ_i , позволило вычислить циклотронные массы электронов m_{ci} , циклотронные частоты квантовых осцилляций ω_{ci} и экстремальные сечения S_{extri} для трех эллипсоидов, которые приведены в таблице 2. Приведенные в таблице 2 периоды квантовых осцилляций Δ_i ($i=1, 2, 3$), найденные из биений квантовых осцилляций коэффициента Холла $R_{12,3}$ и сопротивления ρ_{22} , различаются между собой на 2.5% для Δ_2 и на 10% для Δ_1 и Δ_3 . Отклонения найденных параметров от параметров для случая, когда $\mathbf{H}||C_3$, позволило оценить угол откло-

нения направления магнитного поля $\mathbf{H}$ от тригональной оси C_3 ($\alpha \sim 1^\circ$).

Таким образом, анализ биений квантовых осцилляций позволяет оценить величину даже небольшого отклонения направления магнитного поля от кристаллографической оси, что продемонстрировано на примере тригональной оси монокристаллов $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$. При возможности плавного изменения небольшого угла между приложенным магнитным полем и кристаллографической осью образца, именно исчезновение биений квантовых осцилляций может служить надежным способом определения точного совпадения направления поля и кристаллографической оси образца.

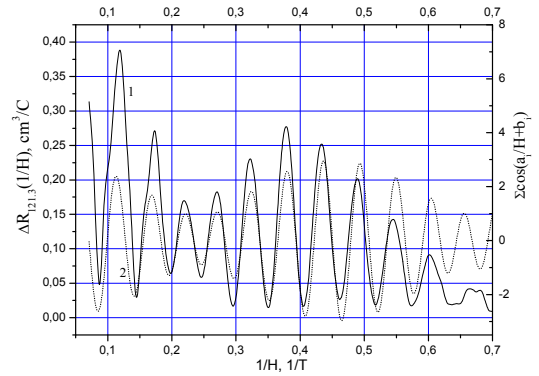


Рис. 2. Зависимость биений квантовых осцилляций коэффициента Холла $\Delta R_{12,3}(1/H)$ от обратного магнитного поля при $T=1.5K$ (без монотонной составляющей) и смоделированных биений колебаний от сложения трех гармонических функций.

Таблица 1.

Параметры образца $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ и параметры, полученные при анализе квантовых осцилляций при $\mathbf{H}||C_3$.

n, cm^{-3}	E_F, meV	$\Delta_0, 10^{-6} \text{Oe}^{-1}$	$\omega_{c0}, 10^{13} \text{s}^{-1}$	m_{c0}/m_0	$S_0, 10^{-41} \text{cm}^2$
$7 \cdot 10^{17}$	34.5	6.77	9.94	$8.85 \cdot 10^{-3}$	1.6

Таблица 2.

Параметры, полученные при анализе квантовых осцилляций с биениями для случая небольшого отклонения направления магнитного поля $\mathbf{H}$ от оси C_3 .

	Δ_1, Oe^{-1}	Δ_2, Oe^{-1}	Δ_3, Oe^{-1}	$\omega_{c1}, \text{s}^{-1}$	$\omega_{c2}, \text{s}^{-1}$	$\omega_{c3}, \text{s}^{-1}$
$R_{12,3}$	$5.5 \cdot 10^{-6}$	$6.3 \cdot 10^{-6}$	$5.4 \cdot 10^{-6}$	$8.1 \cdot 10^{13}$	$9.2 \cdot 10^{13}$	$8 \cdot 10^{13}$
ρ_{22}	$6 \cdot 10^{-6}$	$6.4 \cdot 10^{-6}$	$6.04 \cdot 10^{-6}$	$8.86 \cdot 10^{13}$	$9.42 \cdot 10^{13}$	$8.9 \cdot 10^{13}$

	m_{c1}/m_0	m_{c2}/m_0	m_{c3}/m_0	$S_{extr1}, 10^{-41} \text{cm}^2$	$S_{extr2}, 10^{-41} \text{cm}^2$	$S_{extr3}, 10^{-41} \text{cm}^2$
$R_{12,3}$	$1.09 \cdot 10^{-2}$	$9.57 \cdot 10^{-3}$	$1.11 \cdot 10^{-2}$	1.93	1.7	1.96
ρ_{22}	$9.93 \cdot 10^{-3}$	$9.34 \cdot 10^{-3}$	$9.92 \cdot 10^{-3}$	1.76	1.65	1.76

1. Н.А. Редько, В.Д. Каган, М.П. Волков. ФТТ **53**, 1718 (2011).

Особенности магнитосопротивления при переходах металл–изолятор и антиферромагнетик–парамагнетик в $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$

А.Н. Азаревич^{1,2}, А.В. Богач¹, В.В. Глушков^{1,2}, С.В. Демишев^{1,2}, А.В. Левченко³, В.Б. Филипов³,
Н.Ю. Шицевалова³, Н.Е. Случанко¹

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова, ул. Вавилова, 38, 119991, Москва, Россия

²Московский Физико-технический Ин-т, Институтский пер., 9, 141700, Долгопрудный Моск. обл., Россия

³Институт проблем материаловедения НАНУ, ул. Кржижановского, 3, 03680, Киев, Украина

Исследовано магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho(H,T)$ монокристаллов $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ при переходах антиферромагнетик–парамагнетик и металл–изолятор в интервале составов $0 \leq x \leq 0.81$. Построена H – T фазовая диаграмма АФ состояния для твердых растворов с $x \leq 0.1$. В парамагнитной фазе $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ найдены два отрицательных вклада в магнитосопротивление (ОМС), в рамках модели Иосиды выполнен анализ ОМС составляющих.

Свойства редкоземельных додекаборидов семейства RB_{12} вызывают значительный интерес исследователей, поскольку при сохранении общего характера зоны проводимости в этих проводниках со структурой каркасного стекла [1] изменение заполнения внутренней $4f$ -оболочки при движении вдоль редкоземельного ряда от TbB_{12} к LuB_{12} приводит к подавлению антиферромагнетизма (АФ) с уменьшением температуры Нееля от $T_N(\text{TbB}_{12}) \approx 22$ К до $T_N(\text{Tm}_{0.7}\text{Yb}_{0.3}\text{B}_{12}) = 0,8$ К [2–3], к переходу от АФ-металла к парамагнитному изолятору YbB_{12} с сильными электронными корреляциями [3–4] и, далее, — к сверхпроводимости с $T_C \approx 0,4$ К в LuB_{12} [5].

Для ответа на вопрос о природе перехода металл–изолятор (ПМИ) в ряду соединений RB_{12} представляет интерес исследовать твердые растворы замещения $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ и, в частности, изучить характер изменения удельного сопротивления и магнитосопротивления при ПМИ. При этом, поскольку основным фактором, определяющим рассеяние носителей заряда, являются локальные $4f$ - $5d$ спиновые флуктуации вблизи редкоземельных ионов, которые в окрестности квантовой критической точки (ККТ) $x=0.3$ [6] взаимодействуют с квантовыми флуктуациями, обуславливая возникновение в системе электронного фазового расслоения, представляется целесообразным детально исследовать резистивные характеристики $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ в широкой окрестности ККТ.

Полученные в работе в интервале 2–300 К температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ твердых растворов $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ ($0 \leq x \leq 0.72$) представлены на рис. 1. Для составов с $x \leq 0.1$ на кривых $\rho(T)$ при гелиевых температурах наблюдаются особенности, связанные с переходом в АФ-фазу. Переход к полупроводниковому характеру изменения $\rho(T)$ наблюдается для составов с $x \geq 0.3$, причем при гелиевых температурах рост удельного сопротивления с повышением концентрации в интервале $x \leq 0.72$ достигает 200 раз при отсутствии активационных участков на кривых $\rho(T)$.

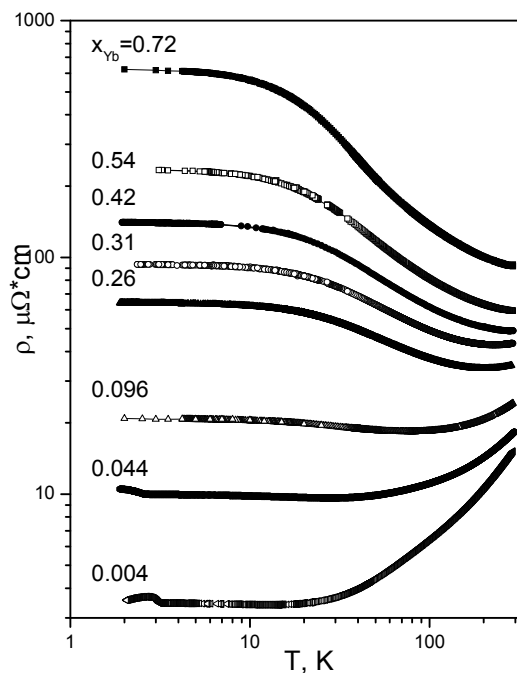


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ твердых растворов $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ ($0 \leq x \leq 0.72$).

Поведение магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ в твердых растворах $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ ($0 \leq x \leq 0.72$) исследовалось нами в интервале температур 2–300 К в магнитном поле до 80 кЭ. Для примера на рис. 2 показаны полевые зависимости $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$, полученные (а) для состава с $x=0.05$ в АФ, парамагнитной фазах и при фазовых переходах в магнитном поле и (б) для парамагнетика $\text{Tm}_{0.4}\text{Yb}_{0.6}\text{B}_{12}$. Особенности на зависимостях $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$ (см. рис. 2а, указаны стрелками для кривой $T_0=2.1$ К) далее использовались для построения H – T магнитной фазовой диаграммы исследуемых антиферромагнетиков. Как видно из данных рис. 2, в парамагнитной фазе основным эффектом является отрицательное магнитосопротивление (ОМС).

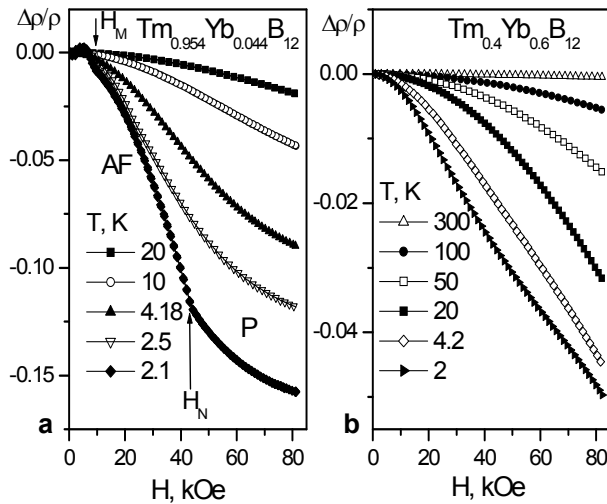


Рис. 2. Полевые зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$ для (a) $x=0.044$ и (b) $x=0.6$.

При этом достигнутая в работе точность резистивных измерений позволяет выполнить численное дифференцирование кривых $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$. Производные ОМС $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T_0)$, полученные для составов с $x=0.26$ и $x=0.6$, показаны на рис. 3а и 3б соответственно. При температурах $T \geq 20$ К практически во всем интервале полей до 80 кЭ и при гелиевых температурах в полях до 20 кЭ наблюдаются линейные зависимости производных $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T_0)$ (см. рис. 3а и 3б), отвечающие квадратичному ОМС вкладу вида $\Delta\rho/\rho \sim H^2$.

Анализ ОМС вклада проводился нами в рамках соотношения Иосиды $-\Delta\rho/\rho \sim M_{loc}^2 \sim \chi_{loc}^2 H^2$ [7] для локальных намагниченности и восприимчивости $M_{loc}(T, H)$ и $\chi_{loc}(T, H)$, которое успешно применялось ранее при исследовании ОМС в TmB_{12} [8]. При этом в работе показано, что для составов с $x \geq 0.3$ при гелиевых температурах в сильных магнитных полях $H \geq 20$ кЭ основной вклад в ОМС $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ выходит на насыщение и доминирующей становится вторая квадратичная компонента ОМС. Поведение найденной из анализа ОМС составляющей $M_{loc}(T, H)$ с насыщением с хорошей точностью описывается соотношением Ланжевена

$$M = N\mu_{eff} (cth(\mu_{eff}H/k_B T) - k_B T/\mu_{eff}H) \quad (1)$$

На рис. 4 для сравнения представлены зависимость $M_{loc}(H, T=2K)$ для вклада ОМС с насыщением и результаты аппроксимации соотношениями Бриллюэна и Ланжевена.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах» и проекта РФФИ № 10-02-00998-а.

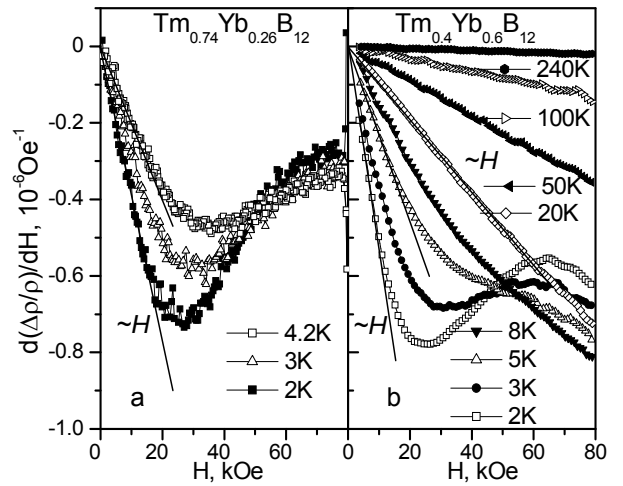


Рис. 3. Производные магнитосопротивления $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T_0)$ для составов $x=0.26$ (a) и $x=0.6$ (b).

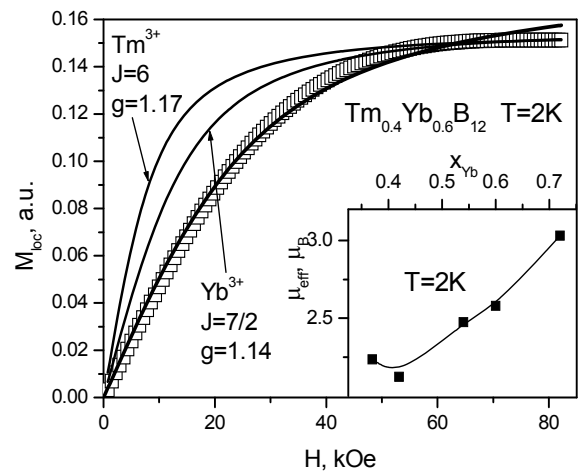


Рис. 4. Аппроксимация зависимости $M_{loc} = (-\Delta\rho/\rho)^{1/2} = f(H, T_0)$ для состава $x=0.6$ соотношениями Бриллюэна для локализованных магнитных моментов Tm^{3+} и Yb^{3+} и Ланжевена. На вставке показано изменение эффективно-го магнитного момента $\mu_{eff}(x_{Yb})$, полученное в результате аппроксимации соотношением (1).

1. Н.Е. Случанко, А.Н. Азаревич, А.В. Богач и др. ЖЭТФ **140**, 536 (2011).
2. A. Czopnik, N. Shitsevalova, A. Krivchikov et al., J. Sol. State Chem., **177**, 507 (2004).
3. Н.Е. Случанко, А.Н. Азаревич, А.В. Богач и др. Письма в ЖЭТФ **89**, 298 (2009).
4. B. Gorshunov, P. Haas, O. Ushakov, M. Dressel, F. Iga, Phys. Rev. B, **73**, 145207 (2006).
5. K. Flachbart, S. Gabani, K. Gloos et al., J. Low Temp. Phys., **140**, 339 (2005).
6. Н.Е. Случанко, А.Н. Азаревич, А.В. Богач и др. Письма в ЖЭТФ **91**, 81 (2010).
7. K. Yosida, Phys. Rev., **107**, 396 (1957).
8. Н.Е. Случанко, А.В. Богач, В.В. Глушков и др. ЖЭТФ **135**, 766 (2009).

Фаза Берри в двумерных металлах и осцилляции Шубникова–де Гааза в топологических изоляторах

Г.П. Микитик¹, Ю.В. Шарлай¹

¹ Физико-технический институт низких температур НАН Украины, Харьков 61103, Украина

Вычислена фаза Берри электронных орбит в двумерном металле без центра инверсии и с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Рассмотрен случай, когда электронный энергетический спектр металла содержит дираковскую точку вырождения двух зон. Полученные результаты применяются для описания фазы осцилляций Шубникова–де Гааза, обусловленных поверхностным состоянием в трехмерных топологических изоляторах.

Трехмерные топологические изоляторы отличаются от обычных изоляторов тем, что в их электронном энергетическом спектре щель существует только в объеме кристалла, а поверхностные электронные состояния являются проводящими. Спектр этих поверхностных состояний содержит, по крайней мере, одну точку вырождения зон дираковского типа [1], в окрестности которой расщепление зон происходит линейно по волновому вектору. Примером трехмерных топологических изоляторов являются соединения типа Bi_2Se_3 [2,3]. Для этих соединений дираковская точка спектра находится в центре двумерной зоны Бриллюэна, отвечающей поверхностным состояниям [2]. Существенно, что эти состояния не обладают центром инверсии, хотя сам кристалл такой центр имеет. Отсутствие центра инверсии, а также большая величина спин-орбитального взаимодействия, характерная для топологических изоляторов, отличают поверхностные электронные состояния в этих изоляторах от состояний электронов в графене. (В последнем также существует дираковская точка в спектре.)

Для топологических изоляторов типа Bi_2Se_3 были обнаружены осцилляции Шубникова–де Гааза, обусловленные поверхностными электронными состояниями [4–10]. В экспериментах [6,8,10] фаза этих осцилляций практически совпадала с той, что характерна для графена, а в работах [4,5,7,9] она отличалась как от фазы в графене, так от фазы, свойственной обычному двумерному электронному газу. В двумерном металле фаза осцилляций равна $-2\pi\gamma$, где постоянная γ входит в условие квазиклассического квантования энергии электрона ε_n в магнитном поле H :

$$S(\varepsilon_n) = (2\pi e H / \hbar c)(n + \gamma).$$

Здесь $S(\varepsilon)$ — площадь орбиты в зоне Бриллюэна для электрона с энергией ε , e — абсолютная величина заряда электрона, а n — номер уровня Ландау. Постоянная γ в основном определяется так называемой фазой Берри [11] Φ_B электронной орбиты [12]:

$$\gamma = 0.5 - (\Phi_B / 2\pi).$$

В металлах с центром инверсии и слабым спин-орбитальным взаимодействием фаза Берри принимает только универсальные значения 0 или π [12].

Используя результаты [13], в настоящей работе получены формулы для фазы Берри электронных орбит в двумерном металле без центра инверсии в случае, когда спин-орбитальное взаимодействие не мало. На основе полученных формул постоянная γ проанализирована для поверхностных состояний топологических изоляторов со структурой Bi_2Se_3 . Оказалось, что она равна 0 и совпадает со значением γ в графене. Это связано с симметрией электронных орбит в этих изоляторах относительно дираковской точки, которая, в свою очередь, обусловлена симметрией поверхностных состояний относительно операции обращения времени. Мы также анализируем причину отличия γ от нуля в экспериментах [4,5,7,9]. Это отличие, по-видимому, связано с тем, что процедура экспериментального определения γ , основанная на квазиклассических формулах, может привести к неправильному результату, если экспериментальные данные получены в сильных магнитных полях, когда $n \sim 1$, и точный спектр поверхностных электронных состояний в магнитном поле в топологических изоляторах типа Bi_2Se_3 не совпадает с квазиклассическим.

1. M.Z. Hasan, C.L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
2. Y. Xia et al., Nature Phys. **5**, 398 (2009).
3. H. Zhang et al., Nature Phys. **5**, 438 (2009).
4. J.G. Analytis et al., Nature Phys. **10**, 960 (2010).
5. D.-X. Qu et al., Science **329**, 821 (2010).
6. F. Xiu et al., Nature Nano **6**, 216 (2011).
7. Z. Ren et al., Phys. Rev. B **82**, 241306(R) (2010).
8. J. Xiong et al., ArXiv: 1101.1315
9. A.A. Taskin et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 016801 (2011).
10. B. Sacepe et al., Nat. Commun. **2**, 575 (2011).
11. M.V. Berry, Proc. Roy. Soc. London A **392**, 45 (1984).
12. G.P. Mikitik, Yu.V. Sharlai, Phys. Rev. Lett. **82**, 2147 (1999).
13. G.P. Mikitik, Yu.V. Sharlai, Phys. Rev. B **65**, 184426 (2002).

Особенности высокочастотной прыжковой проводимости в системе с квантовыми точками Ge в Si. Акустические методы исследования

И.Л. Дричко¹, А.М. Дьяконов¹, В.А. Малыш¹, И.Ю. Смирнов¹, Е.С. Коптев², А.И. Никифоров², Н.П. Степина², Ю.М. Гальперин^{1,3,4}, J. Bergli³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург 194021, Россия

² Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, Новосибирск 630090, Россия

³ Department of Physics, University of Oslo, PO Box 1048 Blindern, 0316 Oslo, Norway

⁴ Centre for Advanced Study, Drammensveien 78, 0271 Oslo, Norway

В образцах с плотным массивом квантовых точек Ge в кремниевой матрице, концентрация которых была $(3-4) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, легированных бором, была исследована высокочастотная (вч) прыжковая проводимость в линейном и нелинейном режимах акустическими бесконтактными методами в температурном интервале 1.8–13 К, в магнитных полях до 8 Тл и частотном диапазоне (30–400) МГц. Для анализа экспериментальных данных с помощью метода Монте-Карло было выполнено численное моделирование статической и в.ч. проводимости как в омическом, так и неомическом режимах. Результаты моделирования качественно совпадают с экспериментальными результатами. Это моделирование позволяет заключить, что главной причиной неомического поведения вч проводимости является разогрев локализованных дырок.

В настоящей работе бесконтактными акустическими методами исследовалась прыжковая вч проводимость в объектах с квантовыми точками (КТ) Ge в Si с числом заполнения квантовых точек дырками 2.5 и 2.85 [1]. Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в режиме роста Странски-Крастанова на подложке кремния с ориентацией (001), легированной бором. Слой КТ находился на глубине 40 нм от поверхности образца. КТ имели форму пирамид с основанием $100 \times 100 \div 150 \times 150 \text{ \AA}$ и высотой около 10–15 Å. Образцы были δ-легированы бором с концентрацией $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и отожжены при температурах 575°C и 625°C.

Измерения вч проводимости производилось акустическим методом в “гибридной” конфигурации, когда поверхностная акустическая волна (ПАВ) возбуждалась на поверхности ниобата лития, а исследуемый образец прижимался к этой поверхности с помощью пружины. Электрическое поле, сопровождающее ПАВ, проникало в образец, вызывая в проводящем канале образца токи, а соответственно и поглощение энергии ПАВ. Измеряя поглощение и изменение скорости ПАВ в магнитном поле, можно было вычислить высокочастотную проводимость.

В работе были измерены коэффициент поглощения ПАВ $\Delta\Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0)$ и изменение ее скорости $\Delta V/V$ в магнитном поле до 8 Тл в температурном интервале (1.8–13) К и частотном диапазоне (30–400) МГц.

Зависимость изменения коэффициента поглощения $\Delta\Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0)$ от напряженности магнитного поля при разных температурах для $f=143 \text{ МГц}$, где $\Gamma(0)$ – поглощение ПАВ в отсутствие магнитного поля, представлены, на рис. 1а. Аналогичные кривые измерены и для других частот.

Как видно из рисунка, знак измеряемого коэффициента поглощения $\Delta\Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0)$ отрицательный. Это соответствует тому, что в магнитном поле коэффициент поглощения уменьшается. Оказыва-

ется, что в слабых магнитных полях $-\Delta\Gamma \sim H^2$, а в сильных $-\Delta\Gamma \sim 1/H^2$. что позволяет, если построить зависимость $-\Delta\Gamma$ от $1/H^2$, определить величину $-\Gamma(0)$, что и демонстрируется на рис. 2б.

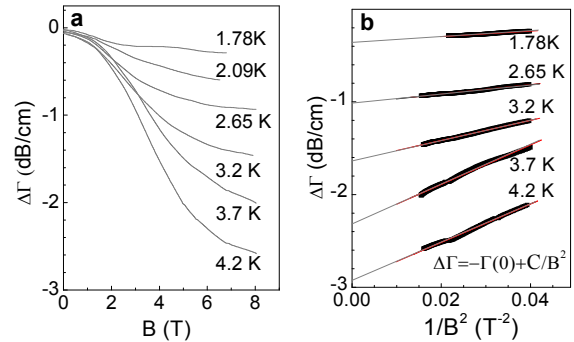


Рис. 1. а) Зависимость $\Delta\Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0)$ от магнитного поля при разных температурах, $f=143 \text{ МГц}$; б) Зависимость $\Delta\Gamma$ от $1/H^2$

Для всех частот ПАВ и всех температур, проанализированы величины $|\Gamma(0)|$ и из них определены величины высокочастотной проводимости $\sigma_{xx}^{AC} = \sigma_1 - i\sigma_2$. Вычисления значения реальной σ_1 и мнимой σ_2 компонент вч проводимости сделаны по формулам (1,2) [2]. Температурные и частотные зависимости вч прыжковой проводимости σ_1 можно попытаться объяснить прыжками дырок между локализованными состояниями квантовых точек, используя двухузельную модель [3] при условии $\omega\tau > 1$, где ω — частота поверхностной акустической волны (ПАВ), а τ — время перераспределения носителей между энергетическими уровнями двух близко расположенных квантовых точек. Однако, не выполняется условие, необходимое для реализации двумерной вч прыжковой проводимости: $\sigma_2 > \sigma_1$ [4].

Проведен анализ и нелинейных эффектов. Зависимости коэффициента поглощения $\Delta\Gamma$ от интенсивности ПАВ на входе в образец были подробно исследованы для трех частот ПАВ: 30, 143 и 253 МГц (Рис. 2а).

Из этих кривых были вычислены величины вч проводимости σ_1 в зависимости от мощности сигнала ПАВ на входе в образец, после чего с помощью формул [5] можно было определить электрические поля, сопровождающие ПАВ в образце.

Зависимость вч проводимости σ_1 от электрического поля ПАВ построены на рисунке 2б для 30, 143 и 253 МГц для образца 1. Из рисунка видно, что зависимость $\sigma_1(E)$ слабо зависит от частоты и растет с увеличением электрического поля ПАВ, что полностью двухузельной модели [6].

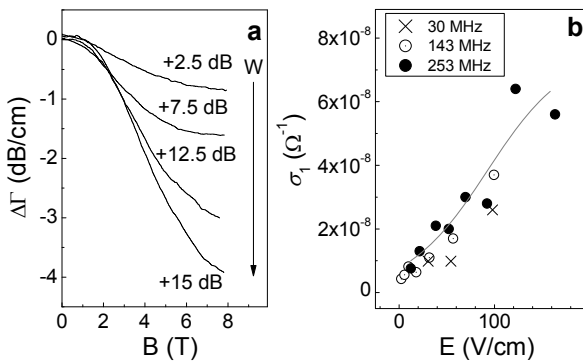


Рис. 2. а) Зависимость $\Delta\Gamma$ от магнитного поля при разных интенсивностях ПАВ на входе в образец, 253 МГц, 1.8 К; б) Зависимость σ_1 при $H=0$ от электрического поля ПАВ, $T=1.7$ К

Для более подробного исследования нелинейностей вч прыжковой проводимости в системах с КТ были проведены измерения на образце 2 с числом заполнения 2.85. ВЧ проводимость в нем изучалась в линейном и нелинейном режимах. Но если нелинейная проводимость в образце 1 измерялась лишь при $T=1.7$ К и в основном при больших E , то в образце 2 нелинейные эффекты изучались при нескольких температурах $T=3, 3.3, 4.2, 7$ К и в режиме слабой нелинейности. На рис. 3 представлена зависимость $\Delta\sigma/\sigma_1(0) \propto [\sigma_1(E)/\sigma_1(0) - 1]$ от безразмерного параметра $(eEL/kT)^2$. L — характеристическая длина, значение которой 7.5×10^{-6} выбрано так, чтобы выполнялось условие $\Delta\sigma/\sigma_1(0)=1$ при $(eEL/kT)^2=1$. Из рисунка видно, что точки $\Delta\sigma/\sigma_1(0)$ для разных температур ложатся на одну прямую.

Наблюдаемые на эксперименте особенности — $\sigma_2 \leq \sigma_1$; рост σ_1 с увеличением интенсивности ПАВ; относительно слабая частотная зависимость, — противоречат предсказаниям, основанным на двухузельной модели.

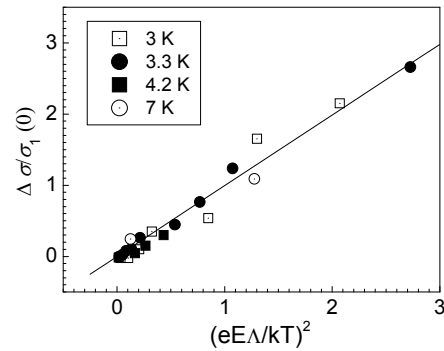


Рис. 3. Зависимость $\Delta\sigma/\sigma_1(0)$ от $(eEL/kT)^2$, 142 МГц. $T=1.7, 3.0, 3.3, 4.2$ и 7 К

Массивы квантовых точек Ge в Si являются плотными, а именно расстояние между точками в них порядка длины локализации дырочных состояний. Аналитической теории для описания ВЧ свойств плотных массивов в настоящее время не разработано. Для анализа экспериментальных данных с помощью метода Монте-Карло было выполнено численное моделирование статической и вч проводимости, как в омическом, так и в неомическом режимах. При моделировании использовалась упрощенная модель, в которой, однако, учитывались как кулоновское взаимодействие, так и случайный разброс одноузельных энергий, тогда диссипация энергии происходит за счет прыжков дырок внутри много-узельных кластеров. Нелинейные эффекты при этом должны быть связаны с разогревом дырок, когда их эффективная температура $T_e > T$, как в случае постоянного тока [7]. Наблюдаемая на эксперименте линейная зависимость $[T_e^6 - T^6] \propto \sigma(T_e)E^2$ действительно характерна для разогрева. Результаты моделирования качественно совпадают с экспериментальными результатами и в линейном (омическом) и нелинейном (неомическом) режимах.

Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-00223, Президиума РАН, Программой Отделения физических наук "Спинтроника".

1. N.P. Stepina, *et al*, Phys. Rev. B **80**, 23 (2010).
2. I.L. Drichko, *et al*, Phys. Rev. B **62**, 7470 (2000).
3. M. Pollak and T. Geballe, Phys. Rev. **122**, 1742 (1961); Yu.M. Galperin, *et al*, in Hopping Transport in Solid, ed. by B. Shklovskii and M. Pollak (NY 1991).
4. А.Л. Эфрос, ЖЭТФ **89**, 1834 (1985).
5. И.Л. Дричко, и др., ФТП **34**, 436 (2000).
6. Ю.М. Гальперин, Э.Я. Приев, ФТП **22**, 493 (1988); Yu.M. Galperin, M. Kirkengen, Phys. Rev. B **56**, 13615(1997), Phys. Rev. B **62**, 16624 (2000).
7. M.E. Gershenson, *et al*. Phys. Rev. Lett. **85**, 1718 (2000).

Особенности электронного спектра и переход металл–изолятор в пределе сильных корреляций

В.Ю. Ирхин, А.В. Зарубин

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620990, Россия

Рассмотрено картина плотности состояний в модели Хаббарда с сильными электронными корреляциями в методе многоэлектронных операторов в ситуации половинного заполнения (переход металл–изолятор) и в легированном случае. Исследовано влияние на энергетический спектр низкотемпературного кондовского рассеяния, проведено сравнение с результатами динамической теории среднего поля (DMFT).

Для систем с частично заполненными d - и f -оболочками типичен ряд аномальных физических свойств, обусловленных многоэлектронными эффектами (сильным кулоновским взаимодействием). К числу таких явлений относятся переход металл–изолятор (ПМИ) Мота–Хаббарда и формирование состояний с большой эффективной массой электрона в решетках Кондо и системах с тяжелыми фермионами. Для таких систем характерны различные фазовые превращения с участием сверхпроводящей, магнитоупорядоченной и других фаз, а также переходы между локализованными и делокализованными состояниями носителей тока и магнитных моментов.

Первые работы Хаббарда [1] позволили получить ПМИ на языке формирования корреляционных подзон с большим затуханием. Как выяснилось при дальнейшем развитии теории, в частности в рамках динамической теории среднего поля (DMFT, предел больших размерностей пространства d), в описании моттовского перехода очень важную роль играет «однопримесный» эффект Кондо, приводящий к формированию когерентного кондовского пика в центре зоны. Этот пик должен проявляться в спектральных и электронных свойствах при низких температурах.

Нами был выполнен расчет плотности состояний в модели Хаббарда методом многоэлектронных X -операторов в рамках разложения по $1/z$ (обратному координационному числу) в ситуации половинного заполнения, когда имеет место ПМИ. Соответствующие самосогласованные выражения для одноэлектронных функций Грина записываются в локаторном представлении [2, 3] и имеют вид

$$G_k(E) = [b(E)/a(E) - t_k]^{-1}, \quad (1)$$

$$a(E) = 1 + \frac{3U^2}{4E^2} \sum_q t_q G_q(E) + \frac{2U}{E} \sum_q t_q n_q G_q(E),$$

$$b(E) = E - \frac{U^2}{4E} + \frac{2U}{E} \sum_q t_q^2 n_q G_q(E),$$

где t_k — затравочный зонный спектр, U — кулоновское отталкивание на узле.

Эти выражения позволяют описать «кондовский» центральный пик благодаря наличию членов с числами заполнения одночастичных возбуждений фермиевского типа n_k , описывающих многоэлектронное рассеяние.

Трёхпиковая структура плотности состояний формируется в металлической фазе при малых U и размывается при приближении к ПМИ (центральный пик становится широким и появляется псевдощель). Соответствующая картина для трёх решёток показана на рис.1–3; критические значения U_c кулоновского отталкивания для ПМИ составляет во всех трёх случаях $1,06W$, где W — ширина затравочной зоны [3].

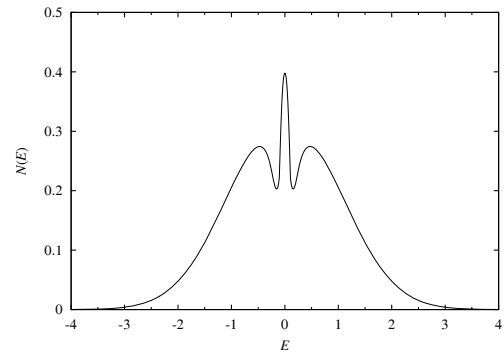


Рис. 1. Плотность состояний вблизи ПМИ для гауссовой зоны (предел $d \rightarrow \infty$) с $U = 0.2W$

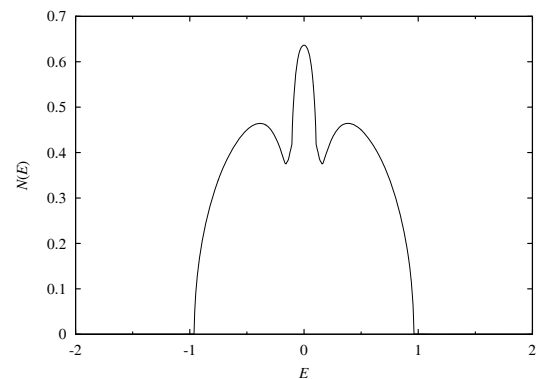


Рис. 2. Плотность состояний для затравочной полуэллиптической зоны, $U = 0.2W$

Детали нашей картины ПМИ отличны от картины DMFT, где центральный квазичастичный пик постепенно сужается, но не становится ниже при увеличении U и исчезает при $U \rightarrow U_c = 0$ [4–8]. Возникновение в таких расчетах высокого и узкого пика (в том числе не слишком близко к U_c) является, вероятно, нефизическим.

С другой стороны, в нашем методе, вероятно, имеет место переоценка роли затухания. Последовательная трактовка затухания является трудной проблемой. Чтобы обойти эту трудность, большинство вычислений в DMFT и квантовом методе Монте-Карло (QMC) случае больших d выполняется при конечных температурах.

Отметим, что расчеты методом QMC дают результаты, различающиеся для разных решеток (квадратной, кубической и для больших d), и демонстрируют формирование более широкого пика в центре зоны, чем в DMFT. В этих вычислениях (см., напр., [9–15]) в металлической фазе вблизи ПМИ может развиваться псевдощель, как и в нашем расчете.

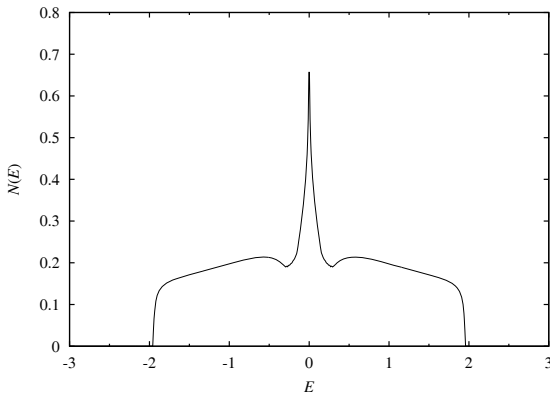


Рис. 3. Плотность состояний для квадратной решетки, $U = 0.2W$. Ситуация несколько усложнена вследствие особенности ван Хофа в центре полосы

Специфика проблемы связана с тем, что вблизи ПМИ отсутствует малый энергетический масштаб, обеспечивающий экспоненциально малую ширину пика (резонанса Абрикосова–Сула) в обычной проблеме Кондо. Следует также отметить, что структура выражения (1) свидетельствует об определенной симметрии спектральных вкладов хаббардовских подзон и «кондовского» пика, обусловленной динамической суперсимметрией алгебры X -операторов (возбуждений бозевского и фермиевского типа). Поэтому представляется вероятным, что мощность центрального пика в модели Хаббарда недооценивается в DMFT и должна быть достаточно велика.

Кроме того, мы выполнили расчёты плотности состояний в «несимметричном» легированном случае (при отклонении от половинного заполнения) в пределе сильного хаббардовского отталкивания и малой концентрации носителей тока (двоек или дырок). В этой ситуации пик действительно может быть узким, хотя несколько размывается спиновой динамикой [2] и существенно уширяется при росте температуры (рис. 4).

Таким образом, рассматриваемый подход позволяет предсказать появление кондовских анома-

лий в спектре и низкотемпературных электронных свойствах систем с сильными кулоновскими корреляциями.

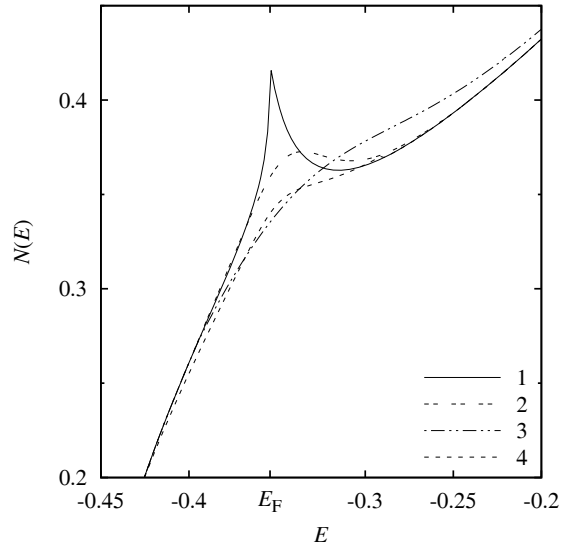


Рис. 4. Фрагмент зависимости плотности состояний для полуэллиптической зоны при $U \rightarrow \infty$ и концентрации носителей $n = 0.05$. Линии 1, 2, 3 соответствуют температурам $T = 0, 0.01, 0.03$ в единицах W , без учёта спиновой динамики, а линия 4 — нулевой температуре, но с учётом спиновой динамики с частотой $\omega_{\max} = 0.257n$.

1. J. Hubbard, Proc. Roy. Soc. A, **281**, 401 (1964).
2. V.Yu. Irkhin, A. V. Zarubin, Eur. Phys. J. B, **16**, 463 (2000).
3. V.Yu. Irkhin, A.V. Zarubin, Eur. Phys. J. B, **38**, 563 (2004).
4. A. Georges, G. Kotliar, Phys. Rev. B, **45**, 6479 (1992).
5. X.Y. Zhang, M.J. Rozenberg, and G. Kotliar, Phys. Rev. Lett., **70**, 1666 (1993).
6. A. Georges, G. Kotliar, W. Krauth, and M.J. Rozenberg, Rev. Mod. Phys., **68**, 13 (1996).
7. Ю.А. Изюмов, УФН, **165**, 403 (1995); Ю.А. Изюмов, Э.З. Курмаев, УФН, **178**, 25 (2008).
8. R. Bulla, Phys. Rev. Lett., **83**, 136 (1999).
9. M. Jarrell, Th. Pruschke, Z. Phys. B, **90**, 187 (1993).
10. M. Jarrell et al., Phys. Rev. B, **64**, 195130 (2001).
11. S.R. White et al., Phys. Rev. Lett., **63**, 1523 (1989).
12. M.S. Laad, L. Craco, and E. Müller-Hartmann, Phys. Rev. B, **64**, 195114 (2001).
13. A.N. Rubtsov, M.I. Katsnelson, and A.I. Lichtenstein, Phys. Rev. B, **77**, 033101 (2008).
14. H. Hafermann et al., Phys. Rev. Lett., **102**, 206401 (2009).
15. E. Gull, A.J. Millis, A.I. Lichtenstein, A.N. Rubtsov, M. Troyer, and P. Werner, Rev. Mod. Phys., **83**, 349 (2011).

Эффект резистивных переключений в структурах на основе топологического изолятора легированного Bi_2Se_3

Н.А. Тулина¹, И.Ю. Борисенко², И.М. Шмытько¹, А.М. Ионов¹, Н.Н. Колесников¹, Д.Н. Борисенко¹

¹ Институт физики твердого тела Российской академии наук Черноголовка

² Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук, Черноголовка

Получены гетеропереходы $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Ag}$, в которых впервые наблюден и исследован биполярный эффект резистивных переключений.

Одной из наиболее перспективных альтернатив существующей технологии создания электронной памяти является энергонезависимая память с произвольным доступом, основанная на эффекте бистабильных резистивных переключений (БЭРП) в гетероструктурах на основе сильно коррелированных электронных систем (СКЭС). Эффект проявляется в изменении на несколько порядков резистивного состояния гетероструктуры нормальный металл - СКЭС под влиянием приложенного электрического поля и связан с процессами, происходящими в интерфейсе нормальный металл — СКЭС на нано масштабе. БЭРП зависят от знака приложенного электрического поля к гетероструктуре, демонстрируют эффект памяти [1]. Большинство соединений, в которых наблюдается эффект резистивных переключений, оксидные соединения — это высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), легированные манганиты (соединения колоссального магнетосопротивления) и бинарные окислы. В данной работе мы реализовали БЭРП в гетероструктурах на основе селенида висмута Bi_2Se_3 . Это интересно прежде всего с точки зрения наблюдения БЭРП в неоксидных структурах. С другой стороны Bi_2Se_3 топологический изолятор новый материал с необычными свойствами интенсивно исследуется сегодня как теоретически, так и экспериментально [2]. Bi_2Se_3 является узкозонным полупроводником, кристаллизующийся в гексагональной структуре [3]. Селеновые вакансии и легирование по катиону меняют число носителей в довольно широком диапазоне [4], при этом тип проводимости изменяется от электронного до дырочного. В процессе резистивных переключений изменяются поверхностные свойства образца и это интересно с точки зрения исследования связи топологических свойств с легированием материала.

Гетероконтакты получались на основе монокристаллов легированных медью и кальцием (5% мас.) Bi_2Se_3 . Также были созданы пленочные гетеропереходы на основе термически напыленных пленок Bi_2Se_3 . Рис. 1. Монокристаллы и пленки аттестовывались методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и рентгеновского анализа на дифрактометре D500 (Siemens) с выходным графитовым монохроматором, позволяющим выделять только Cu K_α излучение. Использовалась схема съемки по Бреггу-Брентано. Верхний электрод из

серебра напылялся через маску в виде точечных электродов диаметром порядка 1 мм. Электрические подводы монтировались к серебряным контактам проводящей пастой, либо механическим прижимом в микроманипуляторе. Следует подчеркнуть, что в опытах с гетероконтактами в микроманипуляторе мы использовали как традиционные иглы из серебра, так и из ниобия, рения. Влияния материала иглы на эффект переключения не наблюдалось. На наш взгляд это доказывает, что эффект определяется не материалом электрода, а влиянием электрического поля тока на свойства интерфейса.

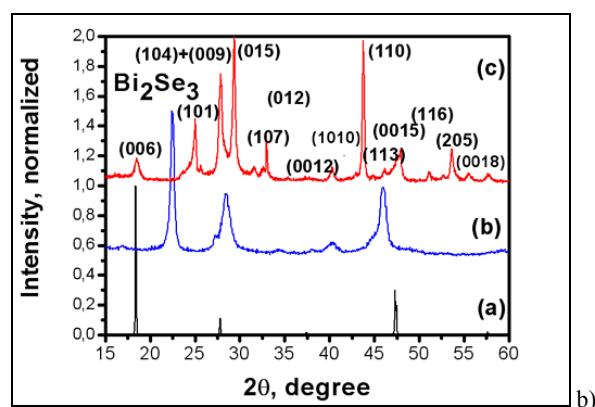
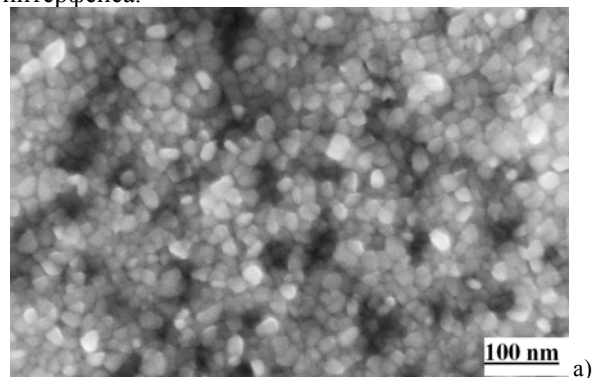


Рис 1. а) Топологическая микроструктура поверхности термически распыленных пленок Bi_2Se_3 , полученная на сканирующем микроскопе SUPRA II. б) Рентгеновские дифракционные спектры исходного образца для напыления (а), пленки после напыления (б) и пленки после отжига при 200 С в течение 2- часов (с).

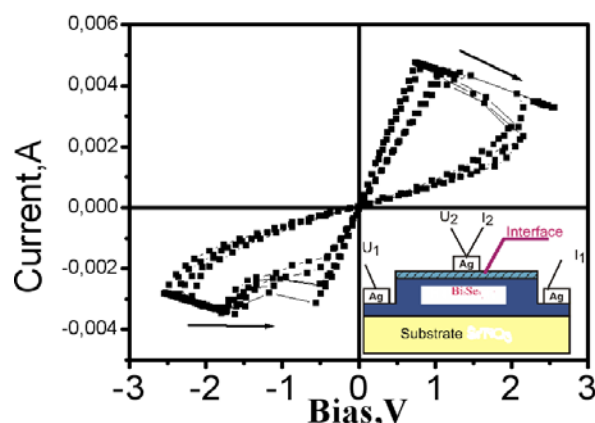


Рис. 2. Пример ВАХ пленочного гетероконтакта $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Ag}$ с резистивными переключениями. В нижнем углу справа схема гетероконтакта. Направление напряжения развортки от нижнего электрода к верхнему выбрано положительным. Толщина пленок была порядка 1.4 мкм

Поверхностный слой гетероконтакта определяет сопротивление структуры и отражает изменение фазового состава образца в результате воздействия электрического поля тока. Как известно [5], в точечной геометрии растекания тока сопротивление гетероконтакта определяется объемом порядка d^3 со стороны обоих контактирующих электродов, d — диаметр контакта. Сопротивление каждого электрода может быть вычислено из соотношения [5]: $R_i = \rho_i / 2d$, где ρ_i — удельное сопротивление одного из электродов. Если на поверхности существует один или несколько промежуточных слоев с разными удельными сопротивлениями ρ_{sk} появляется дополнительный вклад:

$R_s = \sum_k R_{sk}$, $R_{sk} \approx (\rho_i / 2d) * \{(\rho_{sk} / \rho_i) - 1\} * (z_k / d)$, где z_k — толщина k переходного слоя.

Изменяя внешние параметры: частоту, величину напряженности электрического поля, прикладываемого к гетероконтакту, можно реализовать разные метастабильные состояния, которые предлагается использовать в электронных устройствах как электронную память. Эти устройства называются устройствами колоссального электросопротивления [1]: КЭС — отношение сопротивления в выключенном состоянии R_{off} (высокорезистивное состояние) к сопротивлению в включенном состоянии R_{on} (низкорезистивное состояние).

На рисунках 2 и 3 приведены примеры переключений в пленочных гетероконтактах и в монокристаллических. Отметим, что термически распыленные пленки Bi_2Se_3 демонстрируют металлический характер проводимости электронного типа, который, как полагают [4], обеспечивают селеновые вакансии. Легированные медью и кальцием монокристаллы Bi_2Se_3 являются дырочно-допированными материалами.

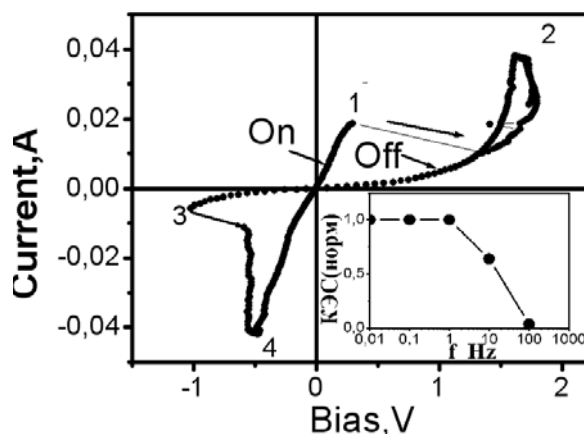


Рис.3. Пример ВАХ гетероконтакта $\text{Bi}_2(\text{Cu})\text{Se}_3/\text{Ag}$ с резистивными переключениями. В нижнем правом зависимость колоссального сопротивления от частоты приложенного напряжения. Ветви ВАХ «2-3» и «4-1» обратимы. Переключения происходят на ветвях «1-2» и «3-4»

БЭРП является своеобразным тестом типа проводимости исследуемого вещества. Так в дырочно-допированных и электронно-допированных ВТСП знак переключений по полярности приложенного напряжения был противоположный [6]. Как видно из рис. 2 и 3, в нашем случае переключения одного знака и соответствуют электронно-допированным системам. Ответом может быть наличие носителей обоих типов в легированных монокристаллах. Как можно увидеть из рис. 3, в селенидах эффект резистивных переключений подавляется низкими частотами, которые на порядок ниже, чем в оксидах [7].

Данная работа поддержана программами ОФН РАН «Физика новых материалов и структур» и Программой фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры»

1. R. Waser and M. Aono, Nature Materials **6**, 833 (2007). Н.А.Тулина, УФН, **177**, 1231 (2007).
2. M.Z. Hasan, C.L. Kane, Review of Modern Physics, 3045 (2012)
3. L.I. Soliman, M.M. Nassary, H.T. Shaban, A.S. Salwa, Vacuum, **85**, 358 (2010)
4. G.R. Hyde, H.A. Beale, I.L. Spain, J.A. Wooleman, J. Phys. Chem. Solids, **35**, 1719 (1974).
5. И.К. Янсон, ФНТ **6** (1983) 676, Y.Sano, J.Appl.Phys. **58** (1985) 256.
6. N.A. Tulina, L. Klinkova, JETP **105**, 238 (2007).
7. N.A. Tulina, I.Yu. Borisenko, V.V. Sirotkin, Phys. Lett. A, 372, 6681 (2008).

Горячие электроны в полупроводниках-нитридах

А.В. Дмитриев, Н.А. Масюков

Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991, Россия

Транспорт горячих электронов в InN исследован теоретически в условиях, соответствующих экспериментальной ситуации, с использованием нового набора материальных параметров вещества и нового численного метода для решения кинетического уравнения Больцмана.

В течение длительного времени считалось, что нитрид индия со структурой вюрцита обладает шириной запрещенной зоны около 2 эВ. В последнее время, однако, появились данные, указывающие на то, что щель имеет гораздо меньшее значение 0,7 эВ [1]. Меньшее значение щели открывает для оптоэлектроники широкие перспективы применения сплавов InN с более широкозонным GaN и вызывает особый интерес к электронным свойствам полупроводников-нитридов и, в том числе, к их сильно неравновесным свойствам.

В настоящей работе рассчитаны полевые зависимости дрейфовых скоростей для InN с электронным типом проводимости при различных концентрациях носителей заряда и заряженных примесей и различных значениях температуры решетки, начиная от гелиевых и вплоть до комнатной, в электрических полях до 30 КВ/см. Кроме того, получены полевые зависимости эффективной температуры электронного газа. Проведен анализ относительной роли механизмов рассеяния электронов при различных внешних условиях.

Нелинейная проводимость массивного образца нитрида индия с электронным типом проводимости исследована в рамках однозонной модели электронного энергетического спектра. Закон дисперсии электронов в Γ -долине считается изотропным и непараболическим, $\epsilon_g=0,7$ эВ. Непараболичность закона дисперсии приводит, в частности, к зависимости интеграла перекрытия блоховских функций, который входит в вероятности рассеяния, от угла рассеяния; эта зависимость учтена в вычислениях.

Для расчётов был использован новый итерационный численный метод решения транспортного уравнения Больцмана, предложенный и развитый в работах [2]. Итерационная процедура решения кинетического уравнения воспроизводит временную эволюцию функции распределения электронов.

Найдены полевые зависимости дрейфовой скорости электронов в различных условиях. Моделирование проводилось в диапазоне температур решетки от 4 К до 300 К при концентрации электронов и заряженных примесей в диапазоне от $1 \cdot 10^{17}$

до $9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при различных уровнях компенсации примесей. Полученные кривые оказались существенно нелинейными. Особенно сильно нелинейность проявляется при низких концентрациях заряженных примесей, когда основным механизмом релаксации импульса становится рассеяние на поляризационных оптических фононах, для которого характерен резкий рост эффективности при достижении электроном порога испускания фонона. В таблице приведены дифференциальные подвижности электронов в нитриде индия, измеренные в $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, при различных температурах решетки и концентрациях электронов в отсутствие компенсации: $N_e=N_i$ для области слабых полей (до 5 кВ/см) и сильных полей (более 30 кВ/см). В обеих областях вольт-амперные характеристики квазилинейны, что позволяет ввести подвижности. Для каждого значения температуры решетки и концентрации электронов левому числу в ячейке таблицы соответствует подвижность в слабом поле, а правому — в сильном. Из таблицы видна значительная степень нелинейности вольт-амперных кривых. Также видно, что подвижности падают с ростом температуры, что объясняется увеличением эффективности рассеяния на акустических фононах. Заметим, что энергии оптического фонона соответствует температура порядка 800 К, то есть существенной активации оптического рассеяния даже при комнатных температурах не происходит. Кроме того, заметный рост подвижностей происходит при уменьшении концентрации заряженных примесей, так как примесное рассеяние является важнейшим механизмом релаксации электронного импульса наряду с рассеянием на оптических фононах.

Сопоставление результатов расчётов с экспериментальными данными [3] демонстрирует очень хорошее согласие.

1. В.Ю. Давыдов, А.А. Клочихин и др. Phys. Stat. Solidi (B) 229, R1 (2002); *ibid.*, 230, R4 (2002).
2. Н.А. Масюков, А.В. Дмитриев, ВМУ, Серия 3, № 4, с. 63 (2009); N.A. Masyukov, A.V. Dmitriev, J. Appl.Phys. 109, 023706 (2011).
3. D. Zanato, N. Balkan, B.K. Ridley et. al. Semicond. Sci. Technol., 19, 1024 (2004).

	4 К		20 К		77 К		300 К	
10^{17} см^{-3}	4491	330	4082	340	3189	367	1026	452
10^{18} см^{-3}	1721	429	1680	428	1554	427	823	431
$9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$	729	415	724	414	705	408	587	376

Сверхтекучесть магнитоэкситонов в пленке топологического диэлектрика

Д.В. Филь¹, К.В. Гермаш²

¹ Институт монокристаллов НАН Украины, Харьков 61001, Украина

² Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков 61022, Украина

Рассматривается возможность реализации в пленке топологического диэлектрика сверхтекучести пространственно не прямых магнитоэкситонов. В таком состоянии система может обеспечивать протекание сверхтока по поверхности пленки с одновременным протеканием противотока по интерфейсу между пленкой и подложкой. Изучен случай магнитоэкситонов, образующихся на нулевом уровне Ландау. Примечательной особенностью этого случая является, то, что сверхтекучее состояние реализуется в широком диапазоне магнитных полей. Найдена температура перехода в сверхтекучее состояние. Температура перехода является функцией произведения магнитного поля (приложенного нормально к пленке) на квадрат толщины пленки, а также диэлектрических проницаемостей пленки и подложки. Зависимость от параметра является немонотонной и максимум достигается в магнитных полях, составляющих десятки доли кванта магнитного потока на площадь. Аналогичное рассмотрение проведено для гетероструктуры "топологический диэлектрик–обычный диэлектрик–топологический диэлектрик".

Сверхтекучесть пространственно не прямых экситонов в двойных квантовых ямах является одним из интенсивно изучаемых вопросов в физике квантовых холловских систем [1]. Экспериментально эффект исследовался в AlGaAs гетероструктурах [2]. В этих системах было обнаружено резкое возрастание противотоковой продольной проводимости при понижении температуры до сотых долей Кельвина в магнитном поле, при котором суммарный фактор заполнения уровней Ландау в слоях равен единице. Последнее требует использования достаточно больших магнитных полей ($B > 2$ Тл при концентрациях носителей, превышающих порог локализации). Роль дырок выполняют незаполненные состояния на нулевом уровне Ландау и чтобы такие дырки были хорошо определены, требуется малость кулоновской энергии $e^2/\epsilon\ell$ (ϵ — диэлектрическая проницаемость матрицы, $\ell = \sqrt{\hbar c/eB}$ — магнитная длина) по сравнению с расстоянием между уровнями Ландау $\hbar\omega_c = \hbar^2/m\ell^2$ (m — эффективная масса носителей). Это условие приводит к еще более сильному ограничению снизу на величину поля B . Для возникновения когерентного экситонного состояния расстояние между электронными слоями d (центрами квантовых ям) должно быть меньше или порядка магнитной длины, т.е. большие B требуют использования структур с малыми d , при которых существенным становится межслоевое туннелирование.

Интересной альтернативой [3] гетероструктурам с двойными квантовыми ямами являются структуры графен–диэлектрик–графен [4]. Для графена снимается проблема локализации. Кроме того, т.к. нулевой уровень Ландау в графене отделен от первых электронного и дырочного уровней энергетической щелью $\Delta E = \sqrt{2}\hbar v_F/\ell$ (где скорость Ферми v_F для дираковского спектра является параметром материала, не зависящим от концентрации носителей, для графена — $\approx 10^6$ м/с), то использо-

вание диэлектрической матрицы с достаточно большим ϵ обеспечивает малость кулоновской энергии при произвольных B 5].

Однако, спецификой графена является дополнительное четырехкратное вырождение уровней Ландау по спину и номеру долины. Последнее обстоятельство модифицирует условия возникновения межслоевой фазовой когерентности, которое ответственно за магнитоэкситонную сверхтекучесть [3]. Когерентность может возникать, только если создать разбаланс факторов заполнения уровней Ландау в слоях графена. Разбаланс возникает при приложении к системе перпендикулярного слоям электрического поля, причем для достижения заметных температур перехода в сверхтекучее состояние напряженность электрического поля должна быть достаточно большой ($\sim 5 \cdot 10^3$ В/см).

В последнее время, в связи с открытием топологических диэлектриков [6], возникла идея реализовать сверхтекучесть пространственно не прямых экситонов в тонких пластинах таких соединений [7, 8]. Роль двумерных электронных слоев в этих системах играют верхняя и нижняя поверхности пластины. Двумерные электроны на поверхности топологического диэлектрика, как и в графене, описываются безмассовым уравнением Дирака, причем данной поверхности отвечает только один дираковский конус (а не 4, как в графене). Следовательно, топологический диэлектрик имеет те же преимущества, что и графен, и в то же время, при соответствующем положении химического потенциала в зоне поверхностных состояний, не требуется создавать разбаланс факторов заполнения, т.е. нет необходимости прикладывать к системе сильное перпендикулярное проводящим слоям электрическое поле (в отличие как от случая графеновой системы в магнитном поле [3], так и от случая системы на основе топологического диэлектрика без магнитного поля [7]).

В настоящей работе найдена область параметров, в которой возможна реализация магнитоэкситонной сверхтекучести в пленках топологических

диэлектриков, помещенных на подложку обычного диэлектрика, а также в гетероструктурах "топологический диэлектрик–обычный диэлектрик–топологический диэлектрик". Рассмотрен случай, когда уровень Ферми совпадает с нулевым уровнем Ландау и суммарное по двум поверхностям заполнение нулевого уровня равно единице.

Требование вещественности спектра коллективных мод определяет условие динамической устойчивости когерентного магнитоэкситонного состояния $d/\ell < \tilde{d}_c$, где d — толщина пленки топологического диэлектрика (прослойки обычного диэлектрика) и величина $\tilde{d}_c$ зависит от диэлектрических проницаемостей топологического диэлектрика ε_T и подложки ε_S (прослойки ε_I). Рассчитанная зависимость $\tilde{d}_c$ от указанных параметров приведена на Рис. 1 (рис. 1а соответствует $\varepsilon_T = 100$).

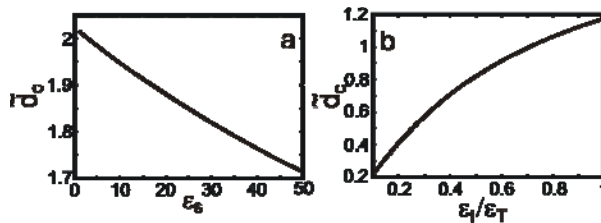


Рис. 1. Максимальная толщина пленки (а), прослойки (б) в единицах ℓ , при которой возможна реализация магнитоэкситонной сверхтекучести.

При фиксированном d условие $d/\ell < \tilde{d}_c$ означает ограничение на магнитное поле $B < \tilde{d}_c^2 B_d$, где $B_d = \phi/\pi d^2$ и $\phi = hc/2e$ — квант магнитного потока.

Температура перехода газа магнитоэкситонов в сверхтекучее состояние определяется уравнением $T_c = \pi \rho_S(T_c)/2$, где $\rho_S(T)$ — сверхтекучая жесткость при конечной температуре [3]. Результаты расчета приведены на Рис. 2.

Согласно полученным результатам, более высокие критические температуры могут быть достигнуты в пленках топологических диэлектриков, причем выбор подложки с меньшей диэлектрической проницаемостью приводит к увеличению температуры перехода. В гетероструктуре "топологический диэлектрик–обычный диэлектрик–топологический диэлектрик", напротив, критическая температура увеличивается с ростом диэлектрической проницаемости прослойки. При $d = 20$ нм оценка критической температуры для пленки с $\varepsilon_T = 100$ на подложке с $\varepsilon_S = 5$ дает $T_c \approx 0.5$ К в магнитном поле $B \approx 0.5$ Тл.

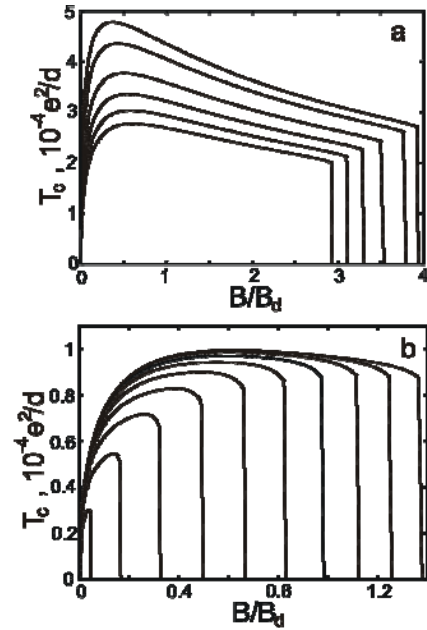


Рис. 2. Температура сверхтекучего перехода в зависимости от магнитного поля при $\varepsilon_T = 100$; а — пленка на подложке с $\varepsilon_S = 5, 10, 20, 30, 40, 50$ (сверху вниз), б — гетероструктура с $\varepsilon_I = 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100$ (снизу вверх).

1. K. Moon, H. Mori, K. Yang, S.M. Girvin, A.H. MacDonald, L. Zheng, D. Yoshioka, and S.C. Zhang, Phys. Rev. B **51**, 5138 (1995); Ю.Е. Лозовик, А.М. Рувинский, ЖЭТФ **112**, 1791 (1997); S.I. Shevchenko, Phys. Rev. B **57**, 148 (1998); Yu.E. Lozovik, O.L. Berman, V.G. Tsvetus, Phys. Rev. B **59**, 5627 (1999); D.V. Fil, S.I. Shevchenko, Phys. Lett. A, **374**, 3335 (2010); D. V. Fil, Phys. Rev. B **82**, 193303 (2010).
2. J.P. Eisenstein and A.H. MacDonald, Nature **432**, 691 (2004); M. Kellogg, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. Lett. **93**, 036801 (2004); E. Tutuc, M. Shayegan, and D.A. Huse, Phys. Rev. Lett. **93**, 036802 (2004); R.D. Wiersma, J.G.S. Lok, S. Kraus, W. Dietsche, K. von Klitzing, D. Schuh, M. Bichler, H.-P. Tranitz, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **93**, 266805 (2004).
3. Д.В. Филь, Л.Ю. Кравченко, ФНТ **35**, 904 (2009); A.A. Pikalov, D.V. Fil, Nanoscale Research Letters **7**, 145 (2012).
4. S. Kim, I. Jo, J. Nah, Z. Yao, S.K. Banerjee, E. Tutuc, Phys. Rev. B **83**, 161401 (2011).
5. Ю.Е. Лозовик, С.П. Меркулова, А.А. Соколик, УФН **187**, 757 (2008).
6. M.Z. Hasan, C.L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010); X.-L. Qi, S.-C. Zhang, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).
7. B. Seradjeh, J.E. Moore, and M. Franz, Phys. Rev. Lett. **103**, 066402 (2009).
8. D. Tilahun, B. Lee, E.M. Hankiewicz, A.H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **107**, 246401 (2011).

Спиновый ток, индуцированный градиентом температуры в 2Д-электронном газе

И.И. Ляпилин

Институт физики металлов, Екатеринбург, Россия

Показано, что в двумерном электронном газе при наличии спин-орбитального взаимодействия градиент температуры индуцирует спиновый ток

Среди эффектов, в которых спин-орбитальное взаимодействие играет определяющую роль и изучение которых в низкоразмерных системах получило в последнее время "приоритет", стоит отметить спиновый эффект Холла (СЭХ) [1–3]. Эффект проявляется в виде спинового тока, направленного перпендикулярно обычному току, который имеет место в электрическом поле. СЭХ наблюдался экспериментально [4, 5]. Заметим, что при СЭХ внешнее электрическое поле непосредственно влияет только на кинетические степени свободы электронов и через спин-орбитальное взаимодействие передается в спиновую подсистему. Существуют и иные механизмы взаимодействия с внешними полями, при которых энергия внешнего поля одновременно передается в обе электронные подсистемы (кинетическую и спиновую). Примером такого взаимодействия является взаимодействие электронов проводимости с полем ультразвуковой волны, которое также приводит к возникновению спинового тока [6]. Наконец, следует ожидать, что дрейф электронов проводимости, который реализуется под влиянием градиента температуры тоже может приводить к возникновению спинового тока в системе проводящих электронов.

Феноменологически кинетические уравнения переноса в электрическом поле E и при наличии градиента температуры ∇T имеют вид

$$J_{\mu}^i = L_{\mu\nu}^{ie} E_{\nu} + (-\nabla_{\nu} T / T) L_{\mu\nu}^{iw},$$

где коэффициенты $L_{\mu\nu}^{ij}$ определяют электрический (i), тепловой (w) и, вообще говоря, спиновый токи, если в системе электронов проводимости имеет место спин-орбитальное взаимодействие.

Вычисление средних тепловых потоков заряда и тепла, возникающих в системе под действием эффективного электрического поля и градиента температуры мы провели с использованием формул Кубо–Мори следующего вида

$$\begin{pmatrix} i \\ w \end{pmatrix} = \frac{1}{V} (J, J^+)^0 \begin{pmatrix} \beta E \\ \nabla \beta \end{pmatrix},$$

где J — двухкомпонентный оператор потока (вектор-столбец), причем $J_1 = J_e$ и $J_2 = W$. J_e, W операторы потока заряда и тепла соответственно; J^+ — эрмитово сопряженный оператор (вектор-строка).

$$(J_k, J_l^+)^0 = \int_{-\infty}^0 dt e^{\alpha t} (J_k, J_l^+(t)) ,$$

корреляционные функции Кубо–Мори. $\beta^{-1} = T$

Вычисления проведены для двумерного электронного газа со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы $H_{so} = (\alpha / \hbar) (\sigma_x p_y - \sigma_y p_x)$. $\sigma_i (i = x, y)$ — спиновые матрицы Паули.

Проведенный анализ показал, что в отсутствие электрического поля в системе проводящих электронов при наличии спин-орбитального взаимодействия под действием градиента температуры индуцируется спиновый ток, направление которого ортогонально градиенту температуры..

1. M.I. Djakonov, V.I. Perel. Physics Letters **35A**, 459 (1971).
2. J.E. Hirsh. Phys. Rev. Lett. **83**, 1834 (1999).
3. S. Zhang. Phys. Rev. Lett. **85**, 393 (2000).
4. Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard. et all. Science **306**, 1910 (2004).
5. J.Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, et all. Phys. Rev. Lett. **94**, 047204 (2005).
6. I.I. Lyapilin. 19 Inter.Symp.Nanostucters: Phys.& Technol. Ekaterinburg, **54** 2011.
7. Mori Phys. Rev. **112**, 1829 (1958).

Электро- и теплофизические свойства ленточных сплавов Ni-Cr-W

А.Б. Батдалов¹, Л.Н. Ханов¹, А.М. Алиев¹, А.Г. Гамзатов¹, С.В. Самойленков², А.Р. Кауль³

¹ Институт физики ДагНЦ РАН, 367003, Махачкала, Россия

² Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Измерены электропроводность, теплопроводность, теплоемкость, термодиффузия тонких ленточных образцов из сплава $\text{Ni}_{87.8}\text{Cr}_{9.3}\text{W}_{2.9}$. Показано, что образцы с кубической текстурой обладают лучшими проводящими свойствами по сравнению с нетекстурированными. Разделены электронная и фононная составляющие теплопроводности и прослежена их температурная зависимость.

В последние годы активно ведется поиск немагнитных сплавов на никелевой основе с совершенной кубической текстурой для изготовления текстурированных лент-подложек, обладающих высокой прочностью и повышенной стойкостью к высокотемпературному окислению при нанесении буферных слоев. Отсутствие ферромагнитных свойств материала подложки необходимо для снижения потерь при применении ВТСП-проводов на переменном токе. Сплавы Ni-Cr-W являются перспективными с этой точки зрения материалами, так как можно подобрать такое соотношение компонент сплава, чтобы было возможно формирование кубической текстуры и в то же время температура Кюри подложки не превышала рабочую температуру сверхпроводника (77 К).

Исследование теплопроводности и электропроводности таких подложек является актуальной практической задачей, так как без учета коэффициента теплопроводности используемых материалов нельзя рассчитать и создать ни одно техническое устройство, в том числе на основе высокотемпературных сверхпроводников. Вопросы теплопереноса в случае ВТСП-проводов являются крайне важными ещё и потому, что в случае превышения критической плотности тока в сверхпроводнике он переходит в нормальное (резистивное) состояние, что сопровождается выделением большого количества тепла и может привести к перегоранию провода.

В данном сообщении приводятся результаты экспериментальных исследований электросопротивления (ρ), теплопроводности (κ), теплоемкости (C_p) и термодиффузии (η) подложек из сплава $\text{Ni}_{87.8}\text{Cr}_{9.3}\text{W}_{2.9}$ в широкой области температур 4.2–300 К. Были исследованы два образца данного состава, один из которых был вырезан из ленты сразу после холодной прокатки, а другой — после того, как лента прошла рекристаллизационный отжиг при $T=1273$ К, необходимый для получения острой кубической текстуры [1–3].

Исследованные образцы представляли собой тонкие прямоугольные гибкие пластинки размерами $15 \times 3 \times 0.1$ мм³.

Температурная зависимость электросопротивления $\rho(T)$ в исследованном интервале температур, как видно из рис.1, носит металлический характер, а сами значения электросопротивления находятся в интервале обычных величин, характерных для

сложных металлических сплавов. Из рисунка также видно, что рекристаллизационный отжиг, приводящий к получению совершенной кубической текстуры [2] сопровождается уменьшением электросопротивления образца, что соответствует существующим представлениям о механизмах рассеяния электронов проводимости в металлических сплавах.

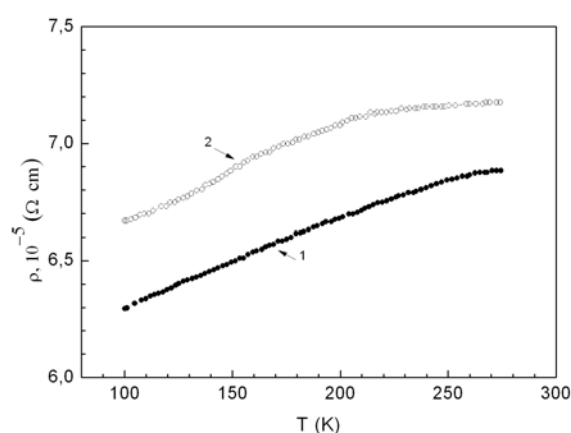


Рис. 1. Температурная зависимость электросопротивления образцов $\text{Ni}_{87.8}\text{Cr}_{9.3}\text{W}_{2.9}$. 1 — текстурированный, 2 — нетекстурированный

Такое поведение $\rho(T)$ характерно для металлических сплавов, в которых скорость рассеяния электронов определяют фононы, дающие в этой области вклад, пропорциональный T ($\tau_{e-ph}^{-1} \sim T$, τ — время релаксации) и статические дефекты, скорость рассеяния на которых не зависит от T , т.е. $\rho(T) = \rho_0 + \alpha T$ (α — температурный коэффициент сопротивления). Тенденция к ослаблению зависимости $\rho(T)$ с увеличением T может означать уменьшение вклада колебаний кристаллической решетки в рассеяние электронов.

На рис. 2 приведена температурная зависимость теплопроводности отожженного (1) и неотожженного (2) образцов. Как видно из рисунка, поведение $\kappa_{\text{эксп}}$ имеет вид характерный для некристаллических твердых тел [4], в которых основным, зависящим от температуры параметром, входящим в выражение для теплопроводности $\kappa_{ph} = \frac{1}{3} C_v l_{ph} v_s$ (C_v — теплоемкость единицы объема, l_{ph} — средняя длина свободного пробега фононов, v_s — скорость

звука) является теплоемкость, при этом l_{ph} ограничена структурными несовершенствами решетки.

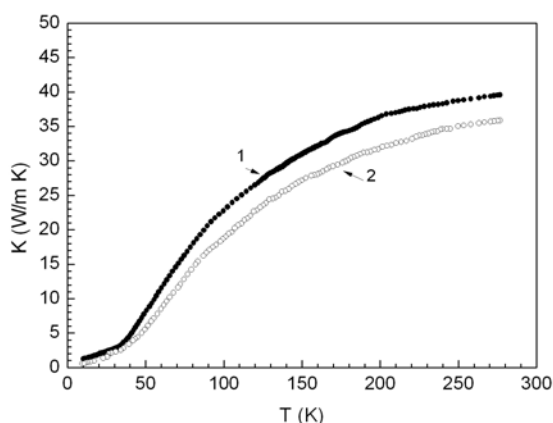


Рис. 2. Зависимость теплопроводности образцов $\text{Ni}_{87.8}\text{Cr}_{9.3}\text{W}_{2.9}$ от температуры. 1 — текстурированный, 2 — нетекстурированный

На рис. 3 приведены результаты разделения электронной и фоновой составляющих теплопроводности текстурированного образца. Отметим, что в чистых металлах $\kappa_e \gg \kappa_{ph}$, так что при анализе $\kappa(T)$ фоновой составляющей теплопроводности можно пренебречь, в то время как в сплавах κ_e и κ_{ph} — сопоставимые величины и такое допущение не правомерно. Для выделения κ_e в сильно разбавленных сплавах можно воспользоваться соотношением Видемана–Франца $\kappa_e = L_0 T / \rho$, где $L_0 = 2.44 \cdot 10^{-8} \text{ В}^2/\text{К}^2$ — число Лоренца [4]. В таком случае фоновая составляющая находится как разность $\kappa_{ph} = \kappa_{\text{эксп.}} - \kappa_e$.

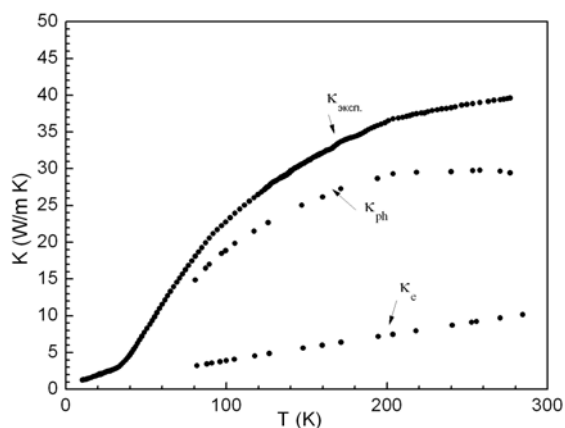


Рис. 3 График зависимости $\kappa=f(T)$ $\text{Ni}_{87.8}\text{Cr}_{9.3}\text{W}_{2.9}$ (текстурированный)

Как видно из рисунка 3, κ_e и κ_{ph} — величины одного порядка, причем $\kappa_{ph} > \kappa_e$. Количественное соотношение между ними меняется с температурой: при $T=100 \text{ К}$ $\kappa_e/\kappa_{\text{эксп.}} = 0,15$, а при $T=280 \text{ К}$ это отношение равно 0,26. Такое поведение объясняется тем, что при высоких температурах $\kappa_{ph} \sim 1/T$, в то время как κ_e либо постоянна, либо слабо растет с T .

Отсюда следует, что разница в значениях $\kappa_{\text{эксп}}$ для текстурированного и нетекстурированного образцов может быть связана как с изменением скорости рассеяния фононов, так и электронов. Анализ показывает, что $\Delta\kappa_e$, оцененное на основании данных по $\rho(T)$ с использованием соотношения Видемана – Франца, на порядок меньше экспериментально наблюдаемой разницы в теплопроводности ($\Delta\kappa_e \approx 0,22 \text{ Вт/м*К}$, $\Delta\kappa_{\text{эксп.}} \approx 3,5 \text{ Вт/м*К}$ при 100 К), т.е. формирование острой кубической текстуры влияет, в основном, на фоновую теплопроводность.

Из рис. 3 также следует, что κ_{ph} проходит через растянутый по температуре максимум, что может означать смену доминирующего механизма рассеяния фононов от фонон-дефектного к фонон-фононному.

Отметим еще одну особенность в поведении $\kappa(T)$ при низких температурах, которая хорошо видна на рис. 2 и 3 в виде изломов на кривых при $T \approx 40 \text{ К}$. Согласно [5], при $T=45 \text{ К}$ ленточный образец $\text{Ni}_{87.8}\text{Cr}_{9.3}\text{W}_{2.9}$ переходит в ферромагнитное состояние, с чем, по-видимому, и связана наблюдаемая особенность.

Таким образом, измерены κ , ρ , C_p , η ленточных образцов сплава на основе никеля в холоднокатаном и текстурированном виде. Обнаружены различия в поведении $\kappa(T)$ и $\rho(T)$, связанные с образованием кубической текстуры в исследованных образцах при отжиге. Выделены электронная и фоновая составляющие теплопроводности, обнаружены особенности, связанные с переходом образцов в ферромагнитное состояние.

Показано, что формирование кубической текстуры сопровождается увеличением фоновой составляющей теплопроводности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №09-08-96533) и в рамках программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в твердых телах и структурах».

1. Д.П. Родионов, И.В. Гервасьева, Ю.В. Хлебникова и др. ФММ, **107**, 198 (2009).
2. Д.П. Родионов, И.В. Гервасьева, Ю.В. Хлебникова и др. Письма в ЖТФ, **36**, 1 (2010).
3. Г.А. Досовицкий, Диссертация на соискание ученой степени кандидата химических наук. Москва, МГУ, (2009).
4. Р. Берман, Теплопроводность твердых тел. М: Мир, 1979. 286 с.
5. R.I. Tomov, A. Kursumovic, M. Majoros et al. Physica C, **383**, 323 (2003).

Влияние дальних межузельных кулоновских корреляций на энергетическую структуру и плотность состояний сильно коррелированной системы

В.В. Вальков, М.М. Коровушкин

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск 660036, Россия

Сибирский государственный аэрокосмический университет, Красноярск 660014, Россия

Исследовано влияние межузельного кулоновского взаимодействия фермионов, находящихся на ближайших и на следующих за ближайшими ионах сильно коррелированной электронной системы. Показано, что учет межузельных корреляций приводит к расщеплению нижней подзоны хаббардовских фермионов и возникновению зон флуктуационных состояний, как только энергии межузельных взаимодействий становятся сравнимыми с кинетической энергией или превышают ее. Данный эффект приводит к существенной модификации плотности электронных состояний системы.

В работах [1, 2] было показано, что сильные межузельные корреляции (СМК) способны приводить к расщеплению исходной зоны фермиевских состояний системы с сильными электронными корреляциями. Необходимо отметить, что это расщепление не связано с хорошо известным хаббардовским механизмом формирования двух подзон и проявляется в виде дополнительного расщепления нижней (или верхней) хаббардовской подзоны (рис. 1) и формирования так называемой зоны флуктуационных состояний (ЗФС). Спектральная интенсивность отщепленной зоны тем выше, чем с большей вероятностью происходит отклонение электронной конфигурации окружения от номинальной.

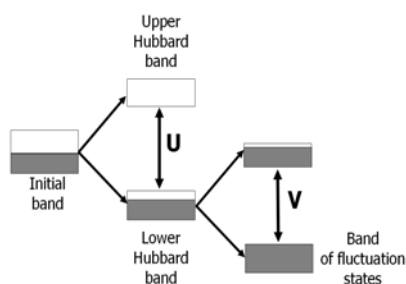


Рис. 1. Схема расщепления энергетических зон сильно коррелированной системы под влиянием одноузельного и межузельного кулоновского взаимодействий электронов.

В данной работе представлены результаты исследования влияния кулоновского взаимодействия электронов, находящихся не только на ближайших узлах, на структуру фермиевского спектра и плотности электронных состояний слаболегированной мотт-хаббардовской системы. В рамках полярной модели Шубина–Вонсовского [3] в режиме сильных одноузельных корреляций показано, что учет кулоновского взаимодействия между электронами из второй координационной сферы приводит к формированию двух отщепленных зон фермиевских состояний. На верхнем графике рис. 2 показана плотность состояний без учета СМК. На нижнем графике рис. 2 показана суммарная плотность состояний модели для того же самого набора параметров, но при учете СМК. Для наглядности на данном графике плотности состояний ЗФС отражены посредством линий, ограничивающих затенен-

ные участки. При этом на долю плотности $g_1(E)$ ЗФС, индуцированной за счет СМК для ближайших узлов, приходится 28% от полного числа состояний системы, тогда как на плотность $g_2(E)$ ЗФС, образованную СМК фермионов, находящихся во второй координационной сфере решетчатых, приходится только 2% от полного числа состояний. Вклад основной зоны $g_3(E)$ в суммарную плотность состояний составляет 70%.

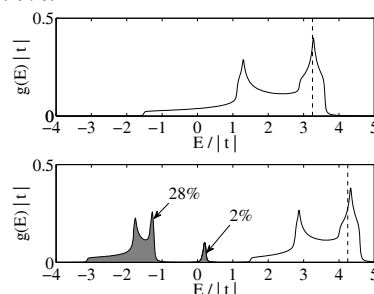


Рис. 2. Плотность электронных состояний, рассчитанная без учета (сверху) и при учете (снизу) межузельных корреляций для набора параметров $t'=-0.1$, $t''=-0.5$, $V_1=3$, $V_2=2$ (в ед. $|t|$) при концентрации дырок $h=0.1$. Штриховыми линиями показано положение химпотенциала.

Проведенные расчеты показали, что при дальнейшем увеличении уровня легирования продолжается интенсивное перераспределение плотностей $g_1(E)$ и $g_3(E)$ в пользу последней, тогда как вклад плотности $g_2(E)$ обращается в нуль. Это объясняется тем, что дыркам, появляющимся в системе при легировании, энергетически предпочтительнее находится в ближайшей окрестности электрона, а не во второй координационной сфере, поскольку в первом случае проигрыш в энергии системы является меньшим, чем во втором случае.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН и ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы". Один из авторов (М.К.) благодарит грант Президента РФ МК-1300.2011.2.

1. В.В. Вальков, М.М. Коровушкин, Письма в ЖЭТФ **87**, 234 (2008).
2. V.V. Val'kov and M.M. Korovushkin, J. Phys. Soc. Jpn. **80**, 014703 (2011).
3. S. Shubin, S. Vonsowsky, Proc. Roy. Soc. A **145**, 159 (1934).

Индукирование спин-флип процессами резонанса Фано при туннелировании электрона через спиновые структуры атомного масштаба

В.В. Вальков^{1,2}, С.В. Аксенов¹, Е.А. Уланов²

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск 660036, Россия

² Сибирский аэрокосмический университет, Красноярск 660014, Россия

На основе точного решения задачи о квантовом транспорте электрона через потенциальный профиль одиночной магнитной примеси и спинового димера показано, что транспортные характеристики таких спиновых структур проявляют резонансные особенности, обусловленные эффектом Фано. Существенно, что для реализации этого эффекта принципиальную роль играет учет спин-флип процессов, приводящих к конфигурационному взаимодействию состояний в системе. Показано, что приложение внешнего магнитного поля и электрического поля затвора позволяет управлять проводящими свойствами спиновых структур, обусловленными.

Освоение технологий литографии, молекулярно-лучевой эпитаксии, сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и др. сделало возможным экспериментальное исследование большого числа низкоразмерных структур. Было показано, что в проводящих характеристиках таких систем возникает ряд эффектов, таких как, квантование кондактанса, резонанс Кондо, отрицательная дифференциальная проводимость, перспективных с точки зрения практических приложений. Природа этих особенностей определяется как процессами рассеяния электронных волн на фиксированном потенциальном профиле наноструктуры, так и разного рода взаимодействиями носителей друг с другом и с твердотельным окружением в процессе транспорта. В последнем случае это приводит к тому, что транспорт электронов осуществляется как за счет основного, так и за счет возбужденных состояний системы.

В настоящее время имеется ряд экспериментальных работ по неупругой СТМ, где была наглядно продемонстрирована эволюция дифференциальной проводимости ($G=dI/dV$) по мере включения новых каналов для транспорта электронов через магнитные наноструктуры. Эти объекты представляют собой как одиночные магнитные атомы и молекулы, так и группы из их небольшого числа, образующие димеры, тримеры и т.п. за счет обменного взаимодействия [1–3]. Было показано, что подобные системы выступают возможной базой для новых устройств записи и хранения информации [4]. Теоретическое описание электронного транспорта в таких системах позволило установить, что наблюдаемые скачки $G(V)$ вызваны именно неупругим рассеянием транспортируемых частиц вследствие их обменного взаимодействия с магнитными моментами наноструктуры [5]. Резкое изменение $G(V)$ возникает, когда энергии транспортируемой частицы достаточно для возбуждения структуры.

В данной работе основное внимание уделено противоположной ситуации. В качестве исследованных магнитных структур выступали одиночный атом с магнитной анизотропией, а также пара атомов, образующих спиновый димер. Предполагалось, что магнитная структура расположена между

левым (область L , $n \leq 0$) и правым (область R , $n \geq 2$) металлическими электродами. Туннельная связь структуры и электродов достигается за счет выполнения соотношения между параметрами перескока в системе, $t \gg t_{TR}$. На рисунке 1 представлена модель транспорта, когда в центральной области D располагается одиночная магнитная примесь со спином $S=1$. При этом левый контакт соответствует игле СТМ в эксперименте, а правый — подложке [1–4]. К системе может быть приложено внешнее магнитное поле H и электрическое поле затвора. Основываясь на экспериментальных результатах, транспорт электрона через спиновые структуры моделировался с учетом присутствия в системе обменного взаимодействия интенсивности A между спиновым моментом электрона σ и спиновыми моментами структуры.

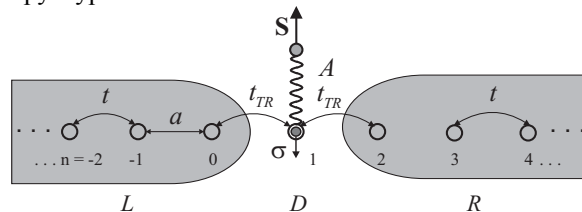


Рис. 1. Одиночная магнитная примесь со спином S , расположенная между левым ($n \leq 0$) и правым ($n \geq 2$) металлическими электродами.

Проведенные в приближении сильной связи расчеты показали, что в низкоэнергетической области коэффициента прохождения T , когда энергии налетающего на спиновую структуру электрона E не достаточно для ее возбуждения, могут возникать резонансные особенности Фано - асимметричные пики, каждому из которых свойственно близкое расположение резонанса прохождения ($T=1$) и резонанса отражения ($T=0$, см. рис. 2).

Возникновение эффекта Фано в рассмотренных системах в области малых энергий существенно связано с наличием спин-флип процессов. Эти процессы приводят к виртуальным переходам спиновой структуры из основного состояния в возбужденные. В результате в области непрерывного спектра появляются квазилокализованные состояния. Интерференция волн, возникающая в результате

транспорта по различным каналам, приводит к резонансу Фано [6], что отражается в коэффициенте прохождения T . Следует отметить, что значительная роль в возможности наблюдения резонансов Фано в ситуации, когда спиновая структура находится в туннельном контакте с электродами, отводится электрическому полю затвора. Воздействие поля затвора на систему позволяет управлять ее энергетическими уровнями, изменяя тем самым положение пика Фано.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) устройства, где одиночная магнитная примесь или спиновый димер выступают в качестве активных элементов, рассчитывалась в рамках подхода Ландауэра, $I = (e/h) \int T(E) [f(E - \mu_L) - f(E - \mu_R)] dE$, где $f(E - \mu_L)$ и $f(E - \mu_R)$ — фермиевские функции распределения в левом и правом контактах с электрохимическими потенциалами $\mu_L = E_F$ и $\mu_R = E_F - eV$ соответственно; E_F — энергия Ферми системы.

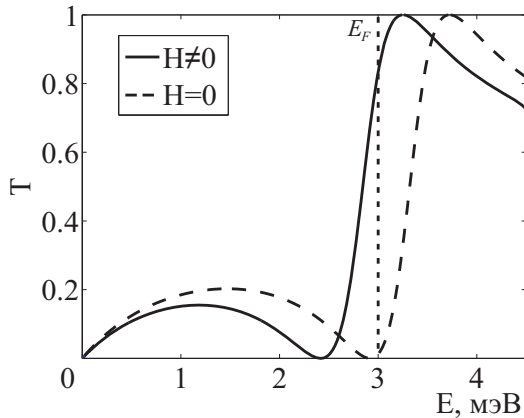


Рис. 2. Энергетические зависимости T . Случай одиночной магнитной примеси.

На рисунке 3 изображена ВАХ системы с одиночной магнитной примесью, вычисленная в предположении, что токонесящими являются состояния в окрестности пика Фано (см. положение E_F , обозначенное пунктирной прямой на рис. 2). ВАХ в этой ситуации имеет нелинейное поведение, а ее модификация при включении магнитного поля объясняется сдвигом пика Фано влево.

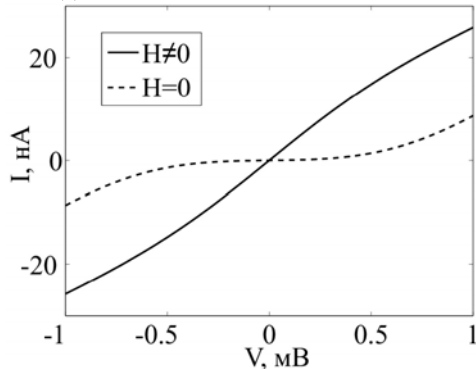


Рис. 3. Влияние магнитного поля на ВАХ устройства с активным элементом в виде магнитной примеси.

Основываясь на различии в поведении $G(V)$ в области $|V| < 0.5$ мВ, можно сделать вывод о наличии магнитосопротивления за счет эффекта Фано, $MR = [G(H)/G(0) - 1] \cdot 100\%$, у такого устройства (см. рис. 4). Видно, что относительное изменение дифференциальной проводимости G в магнитном поле может достигать аномально высоких значений [7].

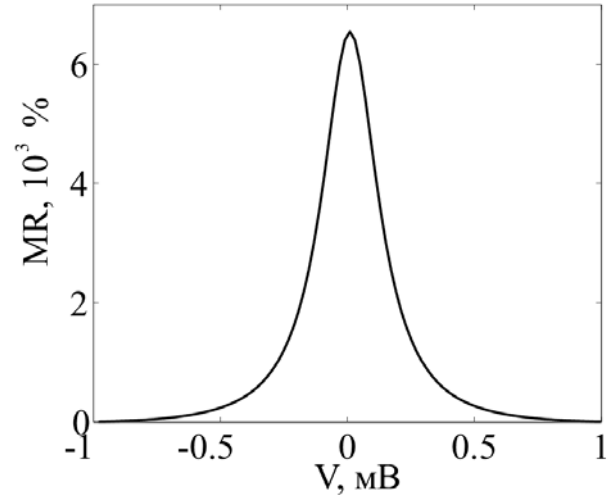


Рис. 4. Магнитосопротивление устройства, рабочая область которого представлена одиночной магнитной примесью.

Кроме того, аналогичная картина наблюдается при вычислении магнитосопротивления спин-димерной системы, которое обусловлено индуцированием новых пиков Фано магнитным полем [8].

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы», Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы», Российского фонда фундаментальных исследований (грант р_сибирь #11-02-98007). Один из авторов (С.В. Аксенов) выражает благодарность за поддержку исследований, оказываемую в рамках гранта Президента РФ МК-1300.2011.2.

1. A.J. Heinrich, J.A. Gupta, C.P. Lutz, D.M. Eigler, *Science*, **306**, 466 (2004).
2. X. Chen, Y.-S. Fu, S.-H. Ji, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 187208 (2008).
3. S. Loth, K. von Bergmann, and M. Ternes, *Nature Physics*, **6**, 340 (2010).
4. S. Loth, S. Baumann, C.P. Lutz, et al., *Science*, **335**, 196 (2012).
5. J. Fernandez-Rossier, *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 256802 (2009).
6. U. Fano, *Phys. Rev.*, **124**, 1866 (1961).
7. В.В. Вальков, С.В. Аксенов, Е.А. Уланов, *Известия РАН. Серия физическая*, **76**, 451 (2012).
8. В.В. Вальков, С.В. Аксенов, *ЖЭТФ*, **140**, 305 (2011).

Влияние интенсивной деформации кручением и быстрой закалки из расплава на низкотемпературные электронные свойства сплавов Гейслера X_2YZ ($X=Co, Fe, Ni, Cu$; $Y=Cr, Fe, Mn$; $Z=Al, Ga, Si, In$)

В.В. Марченков^{1,2}, К.А. Фомина^{1,2}, Е.П. Платонов¹, Н.И. Коуров¹, Е.Б. Марченкова¹, В.Г. Пушин¹,
Е.И. Шредер¹, Н.А. Виглин¹, Т.П. Толмачев¹, В.П. Пилогин¹, А.В. Королев¹, Х.В. Вебер³

¹ Институт физики металлов, Екатеринбург 620990, Россия

² Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав 53-421, Польша

³ Атоминститут, Венский технологический университет, Вена 1020, Австрия

Изучение электронной структуры и свойств сплавов Гейслера представляет большой интерес, поскольку многие из них обладают уникальными физическими свойствами и могут быть использованы при разработке устройств спинтроники, новых материалов с эффектом памяти формы, гигантским магнитокалорическим эффектом и т.п. Мы представляем результаты исследования влияния разупорядочения на структуру и электронные свойства сплавов Гейслера X_2YZ ($X=Co, Fe, Ni, Cu$; $Y=Cr, Fe, Mn$; $Z=Al, Ga, Si, In$), находящихся в упорядоченном и разупорядоченном состояниях. Было изучено три типа образцов: литые (упорядоченные) с размером зерна около 100–500 мкм, подвергнутые быстрой закалке из расплава (разупорядоченные) с размером зерна около 300–500 нм и интенсивной деформации кручением (разупорядоченные) с размером зерна около 10–20 нм. Были изучены структура, оптические, электрические, магнитные и гальваномагнитные свойства в температурном диапазоне от 4.2 до 300 К и в магнитных полях до 15 Т. Установлено, что указанные обработки приводят к изменениям микроструктуры изученных сплавов, что сильно проявляется в изменении их оптических, электрических, магнитных и гальваномагнитных свойств. Структура сплавов при этом сохраняется. Полученные результаты обсуждаются в рамках существующих представлений.

В последние годы большое внимание уделяется исследованию сплавов Гейслера и поиску новых соединений на их основе, вследствие наблюдаемого в них состояния полуметаллического ферромагнетизма, управляемого магнитным полем и температурой эффекта памяти формы, гигантского магнитокалорического эффекта и других полезных функциональных свойств (см., напр., [1–3]). Обычно разработка новых сплавов осуществляется путем поиска совершенно новых составов соединений. Хотя хорошо известно, что изменение атомного состава и микроструктуры при интенсивной деформации кручением и быстрой закалке из расплава также могут быть успешно использованы для создания сплавов Гейслера с наилучшими функциональными характеристиками. Кроме того, для успешной разработки таких соединений необходимо знание их электронной структуры и свойств.

Поэтому в данной работе мы исследовали структуру, оптические, электрические, магнитные и гальваномагнитные свойства некоторых из сплавов Гейслера на основе X_2YZ ($X=Co, Fe, Ni, Cu$; $Y=Cr, Fe, Mn$; $Z=Al, Ga, Si, In$), находящихся в упорядоченном (исходные образцы) и разупорядоченном (деформированные образцы) состояниях. Упорядоченное состояние достигалось посредством отжига после литья. Разупорядочение образцов осуществлялось путем интенсивной деформации кручением под давлением в наковальнях Бриджмена и путем быстрой закалки из расплава.

Были изучены литые (упорядоченные) образцы с размером зерна около 100–500 мкм, подвергнутые быстрой закалке из расплава (разупорядоченные) образцы с размером зерна около 300–500 нм и образцы, подвергнутые интенсивной деформации кручением (разупорядоченные) с размером зерна

около 10–20 нм. Были измерены электрические, магнитные и гальваномагнитные свойства в интервале температур от 4.2 до 300 К и в магнитных полях до 15 Т. Структура и оптические свойства были исследованы при комнатной температуре.

Согласно полученным нами результатам, интенсивная деформация кручением и быстрая закалка из расплава приводят к уменьшению размеров зерен и, как следствие, к существенным изменениям оптических, электрических, магнитных и гальваномагнитных свойств исследованных сплавов. Структура сплавов при этом сохраняется. Показано, что «размерный» эффект, т.е. зависимость электронных свойств от размера зерен, наиболее сильно проявляется в электросопротивлении изученных сплавов при низких температурах. Полученные результаты обсуждаются в рамках существующих теоретических представлений.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы фундаментальных научных исследований Отделения физических наук РАН (проект № 12-Т-2-1011), программы поддержки научных школ НШ-6172.2012.2, Австрийской академии наук и программы ориентированных фундаментальных исследований УрО РАН (проект Урал-офи № 11-2-23-НПО).

1. В.Ю. Ирхин, М.И. Кацнельсон, УФН, **164**, 705 (1994).
2. T. Graf, C. Felser, S.P. Parkin, Progress in Solid State Chemistry, **39**, 1 (2011).
3. А.Н. Васильев, В.Д. Бучельников, Т. Такаги, В.В. Ховайло, Э.И. Эстрин, УФН, **173**, 577 (2003).
4. V.D. Buchelnikov, V.V. Sokolovskiy, The Physics of Metals and Metallography, **112**, 633 (2011).

Электропроводящие свойства бумаги, состоящей из многослойных углеродных нанотрубок

Е.Н. Ткачев^{1,2}, Т.И. Буряков³, В.Л. Кузнецов^{2,4}, И.Н. Мазов^{2,4}

¹ *Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, Новосибирск 630090, Россия*

² *Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск 630090, Россия*

³ *Обособленное структурное подразделение Сибирского физико-технического института Томского государственного университета, Томск 634050, Россия*

⁴ *Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, Новосибирск 630090, Россия*

В данной работе исследовалась электропроводность $\sigma(T)$ в интервале температур 4.2 К–300 К и магнетосопротивление $\rho(B)$ при 4.2 К в интервале магнитных полей до 1 Тл бумаги, состоящей из многослойных углеродных нанотрубок (МУНТ). На температурной зависимости электропроводности бумаги $\sigma(T)$ наблюдаются двумерные квантовые поправки к проводимости ниже 10 К. Отрицательное магнетосопротивление $\rho(B)$ характеризует подавление этих квантовых поправок. Подобные зависимости $\sigma(T)$ и $\rho(B)$ наблюдались и для исходных порошков МУНТ, из которых была сделана бумага.

Бумага, состоящая из многослойных углеродных нанотрубок, совмещает в себе и уникальные свойства исходных нанообъектов, и свойства массивного материала, что делает ее удобной для нанесения покрытий и других приложений. Примером таких свойств служат высокие значения электро- и теплопроводности. Если бумагу разделить на полосы, получатся ленты, способные заменить электрический кабель, и при этом очень легкие по весу. Такие проводники могут стать альтернативой меди и использоваться в космических технологиях. Кроме этого данный материал еще и биологически безопасен. Возможными областями применения бумаги из углеродных нанотрубок являются катализ, фильтрация, конденсаторы, электроды, отвод тепла и др. Тем не менее, в науке остаются не освещенными вопросы, связанные с электронным транспортом в бумаге, синтезированной различными методиками из многослойных углеродных нанотрубок. В настоящее время в опубликованных работах существует информация об электросопротивлении бумаги из многослойных углеродных нанотрубок только при комнатной температуре. Систематических исследований электронного транспорта в бумаге из нанотрубок различного диаметра, которая приготовлена различными способами, на данный момент не проведено. Более того, при получении бумаги на основе многослойных углеродных нанотрубок не отслеживается диаметр используемых нанотрубок и наличие примесей других фаз углерода.

Для получения углеродной нанобумаги были использованы углеродные нанотрубки со средним диаметром 20–22 нм, полученные каталитическим разложением этилена на FeCo катализаторе при 680–700°C. Отличие методики синтеза от традиционного CVD — метода заключалось в невозможности образования в процессе синтеза других фаз углерода за исключением нанотрубок. Полученные МУНТ были очищены от примесей катализатора кипячением в соляной кислоте (15%) в течение 3 часов, и отмыты до нейтрального значения pH дистиллированной водой. Средний диаметр МУНТ

был измерен путем статистического анализа электронно-микроскопических изображений (400–500 отдельных МУНТ).

Для получения бумаги на основе углеродных нанотрубок навеску МУНТ помещали в водоохлаждаемый реактор, заливали 50 мл деионизированной воды и подвергали ультразвуковой обработке в течение 30 минут. В качестве поверхностно активных веществ, используемых для улучшения диспергируемости углеродных нанотрубок, был использован поливиниловый спирт (ПВС). После ультразвуковой обработки полученную суспензию фильтровали на фторопластовой мембране (диаметр отверстий 0.45 мкм) с использованием водоструйного насоса. Полученный на фильтре плотный осадок промывали горячей водой и ацетоном для удаления остатков ПВС, сушили на воздухе.

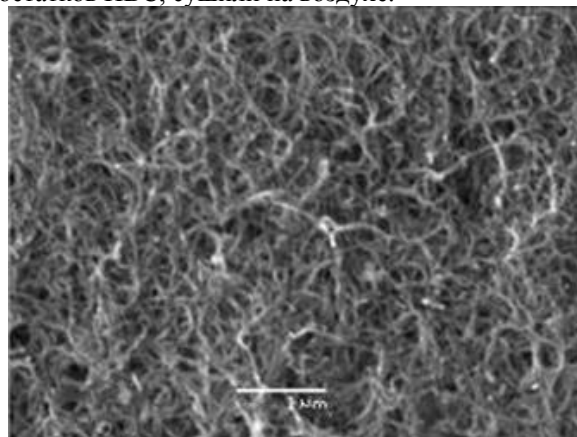


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение типичного образца углеродной бумаги.

Измерения электропроводности бумаги, состоящей из многослойных углеродных нанотрубок, проводили четырех-контактной схемой. Контакты подводились медной проволокой толщиной ~0,1 мм и крепились к образцу с помощью серебряной

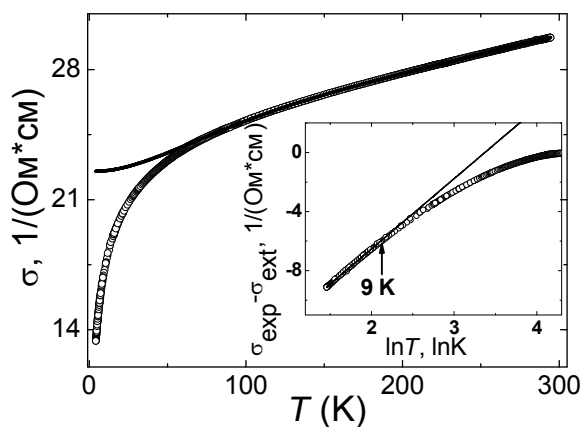


Рис. 2. Температурная зависимость электропроводности бумаги состоящей из МУНТ.

пасты. На рис. 2 представлена температурная зависимость электропроводности бумаги, состоящей из МУНТ. Подобная зависимость проводимости наблюдалась и для исходных порошков МУНТ [1]. В области температур от 4.2 К до 9 К поправки к проводимости бумаги с понижением температуры увеличиваются логарифмически $\sigma_{\text{exp}}(T) - \sigma_{\text{ext}}(T) \sim \ln(T)$ (см. вставку на рис. 2), где σ_{exp} — экспериментальное значение проводимости, σ_{ext} — экстраполированное значение проводимости. Сплошная линия — аппроксимация регулярной части экспериментальных данных выше 80 К в предположении ее выхода на постоянное значение при 4.2 К. Такая зависимость проводимости при низких температурах характерна для идеального квазидвумерного графита. Известно, что электронная структура МУНТ (содержащих более 20 слоев) подобна структуре двумерного графита. Следовательно, чтобы найти поправку к проводимости бумаги мы можем сравнить нашу кривую с характерной температурной зависимостью проводимости идеального графита, полученной аппроксимацией экспериментальных данных проводимости бумаги выше 80 К. Разность экспериментальных данных и аппроксимации регулярной части и будет искомая поправка к проводимости. Проводимость идеального квазидвумерного графита остается почти постоянной при температурах ниже 30 К. Приведем простые рассуждения, позволяющие качественно объяснить температурную зависимость проводимости графита при низких температурах. В большинстве металлов энергия Ферми $E_F \gg k_B T$ при температурах $T \sim 300$ К и поэтому концентрация носителей на масштабе $\sim k_B T$ является постоянной величиной. Для графита, который является полуметаллом ($E_F \sim k_B T$), картина иная. При комнатной температуре происходит перенос электронов из валентной зоны в зону проводимости, в результате чего концентрация носителей n заряда растет на масштабе $\sim k_B T$ ($\Delta n/n \propto k_B T/E_F$, где Δn — изменение концентрации носителей). Следовательно, по формуле Друде при повышении температуры растет прово-

димость и падает удельное электросопротивление идеального квазидвумерного графита, а при низких температурах, когда $E_F \gg k_B T$, проводимость остается постоянной. Итак, для бумаги, состоящей из МУНТ, наблюдаются двумерные квантовые поправки к проводимости ниже 10 К. Подобная температурная зависимость электропроводности $\sigma(T)$ и квантовые поправки к проводимости наблюдались для исходных порошков МУНТ, из которых была сделана бумага [1].

На рис. 3 представлена зависимость магнетосопротивления бумаги, состоящей из МУНТ. Сплошная линия — квадратичная аппроксимация по магнитному полю B . Согласно теории квантовых поправок, должен появиться вклад в магнетосопротивление, обусловленный эффектами взаимодействия и слабой локализацией. Зависимость сопротивления от магнитного поля $\rho(B)$ обусловлена подавлением квантовых поправок. Асимптотические приближения $\rho(B)$ для двумерного случая в слабых полях квадратичны по полю $\rho(B)/\rho(0) \sim B^2$, а в сильных — логарифмически зависят от магнитного поля $\rho(B)/\rho(0) \sim \ln(B)$. Подобное магнетосопротивление с меньшей амплитудой наблюдалось и для исходных порошков МУНТ [1].

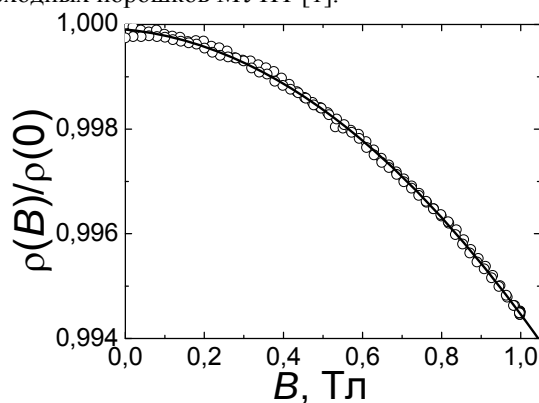


Рис. 3. Зависимость сопротивления $\rho(B)/\rho(0)$ бумаги от магнитного поля B при температуре 4.2 К.

Работа поддержана государственными контрактами № 16.740.11.0016, 16.740.11.0146.

1. Е.Н. Ткачев, А.И. Романенко, О.Б. Аникеева, Т.И. Буряков, В.Е. Федоров, А.С. Назаров, В.Г. Макотченко, В.Л. Кузнецов, А.Н. Усольцева, ЖЭТФ, **132**, 250 (2007)

Особенности аномального эффекта Холла в двумерных полупроводниковых структурах: GaAs/InGaAs/GaAs квантовые ямы с удаленным δ -слоем Mn

М.А. Панков¹, С.В. Шамаков¹, Б.А. Аронзон¹

¹ НИЦ «Курчатовский институт», Москва, 123182, Россия

Исследование разбавленных магнитных полупроводников, в частности двумерных магнитных полупроводниковых структур, — важное направление современной физики, с фундаментальной и прикладной точки зрения. Наибольший интерес вызывают полупроводники вида $A_{y-1}^{III}Mn_yB^V$. Эти вещества имеют сравнительно высокие температуры Кюри, и, гетероструктуры, созданные на их основе, могут послужить базой для создания будущих устройств спинтроники. В настоящей работе представляется исследование квантовых ям GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs, δ -легированных марганцем, с относительно высокими подвижностями (порядка 2000 см²/В·с), в которых наблюдается магнитное упорядочение и проявление спиновой поляризации носителей заряда в канале.

Выбор объектов исследований не случаен, он определялся стремлением получить структуры с двумерным спектром носителей заряда и достаточно высокими температурами Кюри. Структуры, содержащие In_xGa_{1-x}As квантовую яму шириной $d \approx 10$ nm в GaAs матрице, были получены методом МОС-гидридной эпитаксии. Образцы изготовлены и протестированы в НИФТИ ННГУ в группе Звонкова Б.Н.. Квантовая яма и окружающие её слои GaAs (буфер, нижний и верхний спейсеры) были выращены при температуре 600°C, тогда как Mn и покровный GaAs слои выращивались при 450°C. Дельта слой с содержанием Mn до 10^{14} атомов/см², удалённый от квантовой ямы спейсером толщиной 3–5 nm, наносился лазерным осаждением. Для компенсации эффектов обеднения квантовой ямы со стороны буфера был помещён также акцепторный δ -слой C ($2 \cdot 10^{12}$ атомов/см²), отделённый от ямы спейсером шириной около 10 nm.

Измерения магнитополевой зависимости поперечного (холловского) сопротивления $R_{xy}(H)$ проводились при различных температурах в геометрии, когда магнитное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости образца. Наблюдалась смена знака аномального эффекта Холла — АЭХ (рисунок 1) в зависимости от температуры при сохранении знака нормального эффекта, смена знака произошла при температуре близкой к максимуму на температурной зависимости сопротивления. Видно, что АЭХ наблюдается вплоть до температуры ≈ 80 K. С учетом того, что АЭХ обычно начинает наблюдаться при температурах ниже $T \approx (2-3)T_c$, где T_c — температура Кюри, получим в нашем случае $T_c \approx 30-40$ K, что хорошо коррелирует с температурой максимума на зависимости $R_{xx}(T)$.

В современной литературе обсуждается наличие двух различных механизмов, формирующих

АЭХ: «собственный» механизм и механизм с рассеянием. Полученные из эксперимента значения проводимости

составляют $\sigma_{xy}^a \approx 0.08 \div 0.13 e^2 / h$, что хорошо согласуется с результатами теоретических расчетов АЭХ в двумерных структурах [1, 2], согласно которым величина $\sigma_{xy}^a \sim 0.1 e^2 / h$. Эти вычисления предполагают существенную роль «собственного» механизма АЭХ. Возможная причина смены знака АЭХ в зависимости от температуры наличие двух вкладов в сигнал аномального эффекта Холла, происходящих от различных его механизмов. Тем самым наблюдается переход от «собственного» механизма при более высоких температурах к механизму с рассеянием при более низких, вследствие магнитного упорядочения магнитной подсистемы.

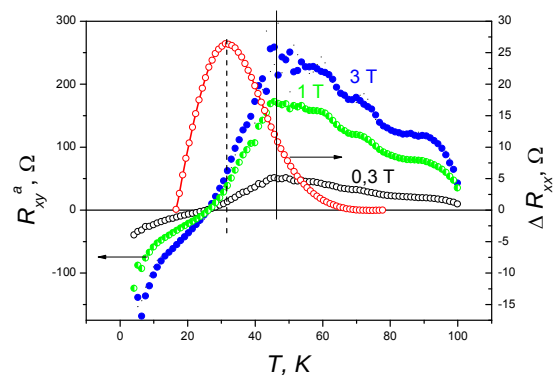


Рис. 1 Температурная зависимость аномального эффекта Холла для различных магнитных полей. Показан выделенный пик температурной зависимости продольного сопротивления образца, совпадающий с переходом от «собственного» механизма при более высоких температурах к механизму с рассеянием.

1. S.Y. Liu, X.L. Lei, Phys. Rev. B 72, 195329 (2005);
2. V.K. Dugaev, P. Bruno, M. Taillefumier et al., Phys. Rev. B 71, 224423 (2005).

Особенности переноса заряда в тонких плёнках ZnO:Ga при низких температурах

В.Г. Кытин¹, В.А. Кульбачинский¹, Л.И. Бурова², А.Р. Кауль²

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия

² Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия

Электрофизические и гальвано-магнитные свойства тонких плёнок оксида цинка, легированных галлием, синтезированных методом химического осаждения из газовой фазы исследованы в диапазоне температур (4,2–295) К в магнитных полях до 6 Тл. На основе анализа температурных зависимостей сопротивления, магнетосопротивления и эффекта Холла определены механизмы переноса электронов. Показано, что в эпитаксиальных плёнках оксида цинка, полученных в окислительных условиях, реализуется зонный перенос электронов. Для плёнок этого типа были определены концентрации, подвижности и длины свободного пробега электронов. Было установлено, что концентрация и подвижность электронов увеличивается при повышении содержания Ga. В поликристаллических плёнках ZnO:Ga, полученных в условиях пирогидролиза, наблюдается прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка. Оценки радиуса локализации электронных состояний в этих плёнках дают величину 7–8 нм практически независимо от содержания галлия, что значительно превышает эффективный боровский радиус.

Оксид цинка является широкозонным полупроводником, прозрачным для видимого света [1]. При легировании ZnO галлием была достигнута рекордная концентрация электронов проводимости, превышающая 10^{22} см^{-3} [2]. Имеется значительный разброс экспериментально наблюдаемых зависимостей концентрации и подвижности электронов от содержания Ga в плёнках оксида цинка, синтезированных разными методами или в различных условиях [2, 3]. Предметом обсуждения остаются и механизмы переноса и рассеяния электронов в плёнках ZnO [4]. Изучение электрофизических и гальваномагнитных свойств плёнок ZnO при низких температурах даёт возможность получить важную информацию о процессах переноса и рассеяния электронов, разделить вклады от различных механизмов рассеяния в электропроводность.

В данной работе представлены результаты исследования электропроводности, магнетосопротивления и эффекта Холла тонких плёнок оксида цинка, как нелегированных, так и легированных Ga, осаждённых методом химического осаждения из газовой фазы на монокристаллические подложки из сапфира (Al_2O_3) и оксида циркония, стабилизированного иттрием ($\text{ZrO}_2(\text{Y}_2\text{O}_3)$, YSZ). Осаждение плёнок проводилось с использованием в качестве реакционного газа кислорода (окислительные условия) или воды (условия пирогидролиза). Осаждение плёнок в окислительных условиях проводилось при температуре подложки 600°C , а в условиях пирогидролиза — при 350°C . Структуру плёнок изучали методом дифракции рентгеновских лучей. Толщину плёнок и содержание Ga в них определяли методом рентгеноспектрального микроанализа.

На рис. 1 и 2 представлены рентгеновские дифрактограммы (2θ -сканирование и ϕ -сканирование) плёнок ZnO, осаждённых на подложки YSZ в окислительных условиях. Плёнки ZnO и ZnO:Ga, осаждённые в окислительных условиях, являются эпитаксиальными, т.е. имеют единственную ориентацию роста, задаваемую подложкой. Согласно данным рентгеновской дифракции плёнки ZnO и ZnO:Ga, осаждённые в условиях пирогидролиза -

поликристаллические с хаотической ориентацией кристаллитов.

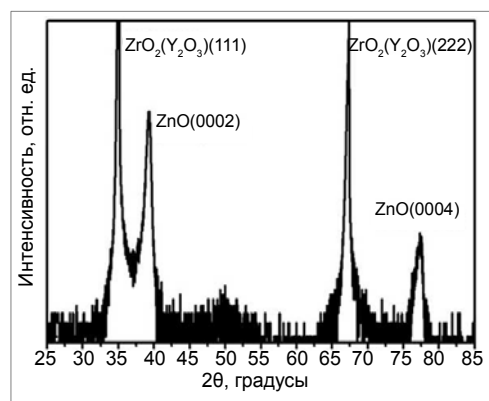


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы плёнок ZnO/YSZ, осаждённых в окислительных условиях 2θ -сканирование.

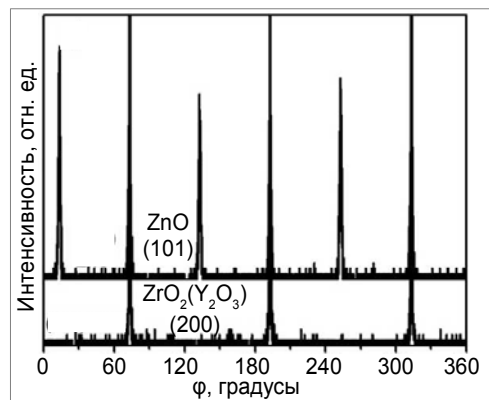


Рис. 2. Рентгеновские дифрактограммы плёнок ZnO/YSZ, осаждённых в окислительных условиях ϕ -сканирование

На рис. 3 представлены температурные зависимости сопротивления плёнок ZnO:Ga/R- Al_2O_3 осаждённых в окислительных условиях. В диапазоне температур (4,2–100) К сопротивление плёнок ZnO:Ga, осаждённых в окислительных условиях, слабо увеличивается при понижении температуры.

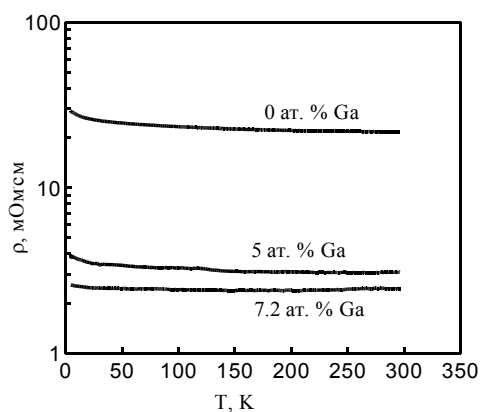


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления плёнок ZnO:Ga/R-Al₂O₃, осаждённых в окислительных условиях

В таблице 1 представлены определённые при температуре 4,2 К концентрации n , подвижности μ , энергии Ферми E_F и длины свободного пробега l электронов в плёнках ZnO:Ga, осаждённых в окислительных условиях.

Таблица 1.

Тип подложки	Содержание Ga, ат. %	n , 10^{20} см ⁻³	μ , см ² /(В·с)	E_F , мэВ	l , нм
R-Al ₂ O ₃	0	3,4	6,4	140	0,4
R-Al ₂ O ₃	5	12	15	320	1,5
R-Al ₂ O ₃	7,2	6,7	38	220	3,1
YSZ	0	3,6	12	140	0,8
YSZ	1,7	7,1	7,8	230	0,7
YSZ	6,8	5,6	21	190	1,6

Энергия Ферми электронов значительно превышает тепловую энергию при комнатной температуре, что согласуется со слабой температурной зависимостью сопротивления плёнок. Увеличение сопротивления при понижении температуры в области низких температур можно объяснить сдвигом порога подвижности в магнитном поле [5] и/или спин-зависимым рассеянием электронов [6], что согласуется с наблюдаемым при низких температурах отрицательным магнетосопротивлением.

Температурные зависимости сопротивления плёнок ZnO:Ga, осаждённых в условиях пирогидролитического окисления, представлены на рис. 4. Сопротивление этих плёнок описывается законом Мотта, что соответствует прыжковому переносу электронов [7]. В таблице 3 представлены оценки радиуса локализации r_0 и плотности электронных состояний на уровне Ферми g_0 для данных плёнок, сделанные на основе анализа магнетосопротивления.

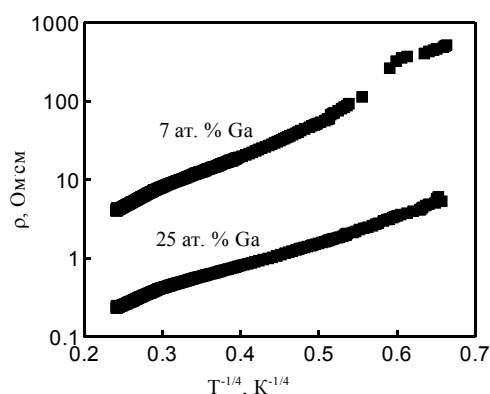


Рис. 4. Температурные зависимости сопротивления плёнок ZnO:Ga/YSZ, осаждённых в условиях пирогидролитического окисления

Таблица 2.

Тип подложки	Содержание Ga, ат. %	r_0 , нм	$10^{19} g_0$, см ⁻³ ·эВ ⁻¹
ZrO ₂ (Y ₂ O ₃)	7	8,1	3,8
ZrO ₂ (Y ₂ O ₃)	25	7,0	14
R-Al ₂ O ₃	21	6,9	21

Радиус локализации практически не зависит от содержания Ga и значительно превышает эффективный борковский радиус в ZnO (1,4 нм). Это указывает на определяющую роль разупорядоченности структуры в локализации электронов.

Таким образом, в результате проведённых исследований прослежена корреляция между структурным совершенством плёнок ZnO:Ga и механизмом переноса электронов в них, определена длина свободного пробега для зонного переноса электронов и радиус локализации электронных состояний, по которым осуществляется прыжковый перенос электронов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ проект № 09-03-00942а.

1. A. Janotti, C.G. Van de Walle, Rep. Prog. Phys., **72**, 126501 (2009).
2. S.-M. Park, T. Ikegami, K. Ebihara, Thin Solid Films, **513**, 90 (2006)
3. E. Fortunato et. al., Solar Energy Materials & Solar Cells, **92**, 1605 (2008)
4. T. Makino, phys. stat. sol. (c) **3**, 956 (2006)
5. Б.Л. Альтшулер, А.Р. Аронов, Д.Е. Хмельницкий, письма в ЖЭТФ, **36**, 157 (1982)
6. F. Reuss et. al., Appl. Phys. Lett. **87**, 112104 (2005)
7. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, Электронные свойства легированных полупроводников, М. «Наука», 1979, 416с.

Низкотемпературные аномалии электронной концентрации и теплоёмкости и определение параметров гибридизации и спиновой поляризации донорных электронов примесных 3d-состояний кобальта в кристаллах селенида ртути

В.И. Окулов¹, Т.Е. Говоркова¹, А.Т. Лончаков¹, К.А. Окулова¹, С.М. Подгорных¹, Л.Д. Паранчич²,
М.Д. Андрийчук²

¹ Институт физики металлов УрО РАН, 620990, Россия, Екатеринбург

² Черновицкий национальный университет, 58012, Украина, Черновцы

Проведены экспериментальные исследования концентрации электронов проводимости и электронной теплоёмкости при низких температурах в кристаллах селенида ртути с низкими концентрациями примесей кобальта с целью определения параметров гибридизации и возможности спиновой поляризации электронных примесных состояний. Выполнена количественная интерпретация наблюдавшихся зависимостей на основе теории в упрощенной модели одного пика плотности состояний электронов. Определены полученные согласованные по различным экспериментам значения параметров гибридизованных состояний примесей кобальта, и в температурных зависимостях примесной теплоёмкости найдены свидетельства спонтанной спиновой поляризации электронов.

Для изучения электронной структуры и спиновой поляризации примесных атомов переходных элементов в полупроводниках особое значение имеет гибридизация электронных состояний в полосе проводимости кристалла. Благодаря этому явлению при низких температурах наблюдаются характерные аномалии в температурных и концентрационных зависимостях кинетических и термодинамических величин, которые отражают структуру состояний донорных электронов. Результаты исследований таких аномалий в кристаллах селенида ртути с примесями железа и других 3d-элементов приведены в статьях [1] и последующих публикациях.

Важнейшие из полученных результатов состоят в экспериментальном определении параметров гибридизованных состояний электронной системы и в предсказании её спиновой поляризации. В рамках продолжения таких исследований в настоящей работе изучены концентрация электронов проводимости и примесный вклад в теплоёмкость селенида ртути с примесями кобальта в зависимости от концентрации примесей и температуры. Мы приводим данные по электронной концентрации $n_e(N_{Co})$ при $T = 4.2$ К рассчитанные из экспериментальных данных по эффекту Холла, и данные по примесному вкладу в теплоёмкость $\Delta C_{Co}(T)$ в интервалах температур (1.8-13)К и концентраций от 0.15 до 0.35 атомных процентов. Измерения температурных зависимостей коэффициента Холла $R_H(T)$ и теплоёмкости $C(T)$ проводились на многофункциональной установке PPMS-9 (Quantum Design Co., USA).

Полученная концентрационная зависимость холловской концентрации электронов $n_e(N_{Co})$ свидетельствует о донорном характере d -уровней примесных атомов кобальта (рис. 1), что согласуется с результатами изучения концентрационной зависимости константы Кюри в примесной части магнитной восприимчивости [2]. При выполнении количественной интерпретации подтверждён также вывод

о двукратной ионизации примесного атома кобальта в полосе проводимости кристалла, согласно которому можно считать, что благодаря гибридизации в плотности состояний системы $HgSe:Co$ формируются два лоренцевских пика. Моделируя их для упрощенного описания одним широким пиком

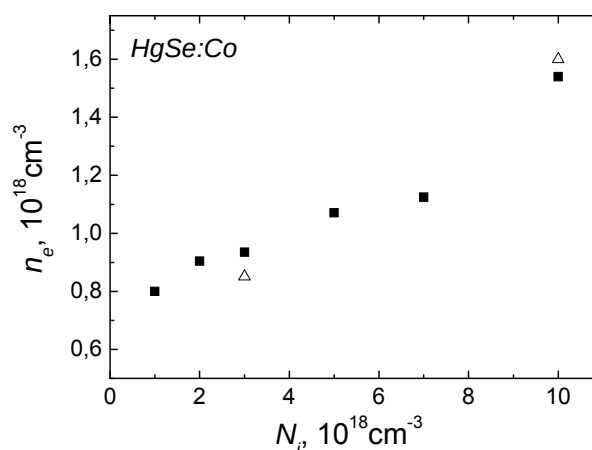


Рис. 1. Зависимость концентрации электронов проводимости n_e от концентрации примесей кобальта N_i в $HgSe:Co$ ($T = 4,2$ К), ■ — значения концентраций, рассчитанные из коэффициента Холла, △ — значения концентраций, рассчитанные из периода осцилляций Шубникова-де Гааза.

в плотности состояний электронов с резонансной энергией ε_r и шириной Δ , можно описать полученную зависимость $n(N_{Co})$ в рамках той же теоретической аппроксимации, которая успешно применялась для кристаллов с примесями железа.

Вклад в теплоёмкость от примесей кобальта ΔC_{Co} в экспериментах определялся из выражения $\Delta C_{Co} = C_{exp} - C_1$, где C_{exp} и C_1 — соответственно измеренные теплоёмкости легированного кобальтом и чистого кристалла. Значения величины ΔC_{Co} для

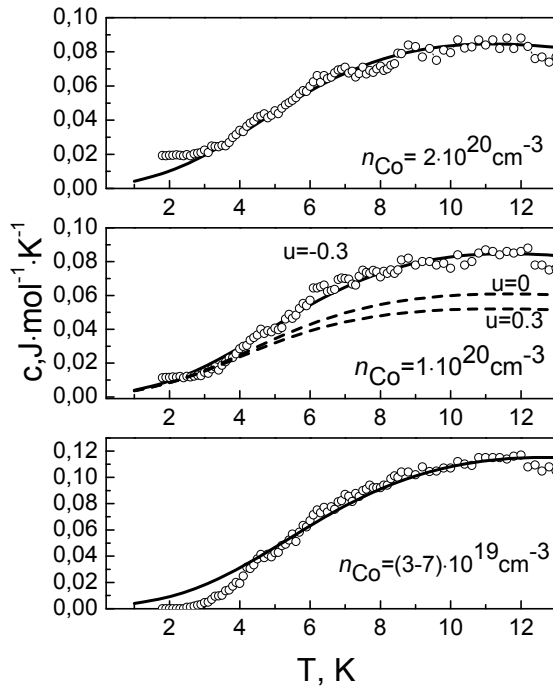


Рис. 2. Температурные зависимости примесного вклада в теплоемкость кристаллов HgSe:Co для указанных значений концентраций примесей кобальта.

трёх образцов в интервале температур (1.8-13)К приведены на рис.2. Сплошные подгоночные кривые построены по теоретической формуле работы [3], записанной для случая одного пика плотности состояний со значениями параметров гибриризованных состояний, согласованными с данными других экспериментов. Особенно важным результатом является определение в настоящем эксперименте параметра u , являющегося линейной функцией константы A , которая в теории характеризует обменное межэлектронное взаимодействие. Полученные нами отрицательные значения u отвечают $A < -1$ и свидетельствуют, согласно результатам работы [4], о полной спиновой поляризации электронов в гибриризованных состояниях. Надёжность этого результата детально проверялась, и было установлено, что теоретические зависимости с положительными u не могут быть согласованы с экспериментальными данными. Это иллюстрируется примерами пунктирных подгоночных кривых, приведёнными на рис. 2.

На основе теоретической интерпретации совокупности экспериментальных данных, полученных в настоящей работе и в предыдущих исследованиях на основе упрощенной модели одного пика плотности состояний, определены значения параметров гибриризации электронной системы атомов кобальта: энергия резонанса $\varepsilon_r = (90 \pm 10)$ meV, ширина резонансного пика плотности состояний $\Delta = (10 \pm 2)$ K, полуширина резонансного интервала $\Gamma = (250 \pm 20)$ K, концентрация электронов проводимости $n_0 = (1.3 \pm 0.5) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, резонансная концентрация донорных электронов $n_{0d} = (0.8 \pm 0.1) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

В целом результаты экспериментальных исследований электронной концентрации и теплоемкости HgSe:Co подтверждают развиваемые нами представления о гибриризации примесных 3d-состояний в полосе проводимости полупроводника.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 11-02-90410 Укр_ф_а) и Программой ОФН РАН №12-Т-2-1016.

1. Окулов В.И. и др., ФНТ, **31**, 1143 (2005); **33**, 282 (2007);
2. Окулов В.И., Альшанский Г.А., Говоркова Т.Е. и др., ФММ, **108**, 124 (2009);
3. Окулов В.И., Лончаков А.Т., Говоркова Т.Е. и др., ФНТ, **37**, 281 (2011);
4. Окулов В.И., Памятных Е.А., Силин В.П., ФНТ, **37**, 1001 (2011)

Неупругое электрон-электронное рассеяние в структурах n-InGaAs/GaAs с двойными сильно-связанными квантовыми ямами

Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, В.Н. Неверов, С.М. Подгорных, М.В. Якунин
Институт физики металлов ИФМ УрО РАН, 620990 Екатеринбург ГСП-170

В работе представлены результаты исследования температурной зависимости квантового времени релаксации в наноструктурах n-InGaAs/GaAs с двойными сильно-связанными квантовыми ямами. Показано, что эта зависимость связана с неупругим электрон-электронным рассеянием.

Наличие дополнительных степеней свободы в квазидвумерных системах из двух туннельно-связанных квантовых ям (ДКЯ) приводит к возникновению целого ряда новых и интересных магнитотранспортных явлений, которые сейчас активно изучаются с использованием различных кинетических методов [1–8]. В частности, в нулевом магнитном поле в балансе (концентрации носителей заряда в ямах равны) и в случае несимметричного рассеяния (подвижности носителей заряда в ямах отличаются друг от друга) наблюдается резонансное сопротивление [1, 2]. В параллельном магнитном поле ($B_{||}$) это резонансное сопротивление подавляется. Хорошо известно, что наличие зависимости от $B_{||}$ есть мера квазидвумерности. Величина эффекта определяется величиной туннельной щели (Δ_{SAS}) и размытием уровней энергии в ямах $\hbar/\tau_q$ и, следовательно, квантовым временем релаксации (τ_q) [2]. Исследование структур с ДКЯ в параллельных магнитных полях в интервале температур позволяет определить как Δ_{SAS} , так и $\tau_q(T)$. Анализ $1/\tau_q(T)$ позволяет получить информацию о специфике механизмов неупругого ее-рассеяния в квазидвумерных системах, что и являлось целью данной работы.

Были исследованы образцы n-InGaAs/GaAs с сильно-связанными ДКЯ при $1.8 < T < 70$ К и в магнитных полях до $B_{||} = 9.0$ Т (рис. 1, 2). Квантовые ямы n-InGaAs шириной $d_w = 5$ нм разделены барьером из GaAs с $d_b = 10$ нм, ширина спейсеров 190 нм [4].

Из анализа осцилляций Шубникова-де-Гааза (ШГО) в перпендикулярном магнитном поле при низких температурах $T \leq 8$ К, эффекта Холла в слабом ($R_{H0}(B, T)$) и в сильном магнитном поле ($R_H(B, T)$), а также положительного магнитосопротивления (ПМС) в перпендикулярном магнитном поле [4] при $T \geq 20$ К мы определили параметры носителей заряда в подзонах S- и AS-состояний ($n_{1,2}(T), \mu_{1,2}(T)$) и энергии Ферми (разность $E_{F1} - E_{F2} = \Delta_{SAS}$) [3, 4]. Суммарная концентрация электронов $n_T = n_1 + n_2 = 2.27 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и эффективная подвижность $\mu_n = 1.15 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$, туннельная щель $\Delta_{SAS} \approx 3.0$ мэВ [4].

В работах [2] получено следующее выражение для сопротивления в $B_{||} k_y$:

$$R^{-1}(B) - R_{off}^{-1} = [R(0)^{-1} - R_{off}^{-1}] f(B/B_C),$$
 где $f(x) = 2[(1+x^2)^{-0.5} - 1] \cdot x^{-2}$. Характеристическое магнитное поле B_C равно:

$$B_C = \frac{\hbar}{e} \frac{1}{g_F \tau_q b} \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta_{SAS}}{\hbar}\right)^2 \left(\frac{\tau_{tr}^1 + \tau_{tr}^2}{2} \tau_q\right)}, \quad (1)$$

где $2\tau_q^{-1} = \tau_{q1}^{-1} + \tau_{q2}^{-1}$.

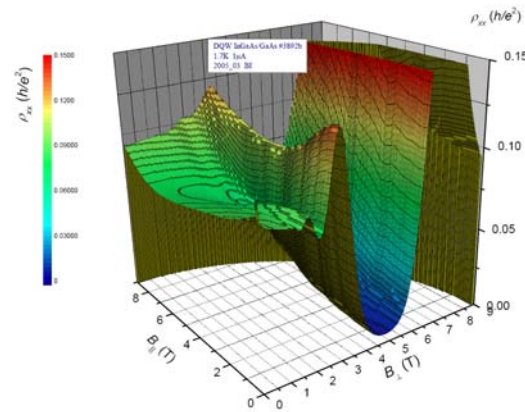


Рис. 1. Зависимости магнитосопротивления образца (объемная картина) в параллельном и перпендикулярном магнитном поле при температуре $T = 1.8$ К.

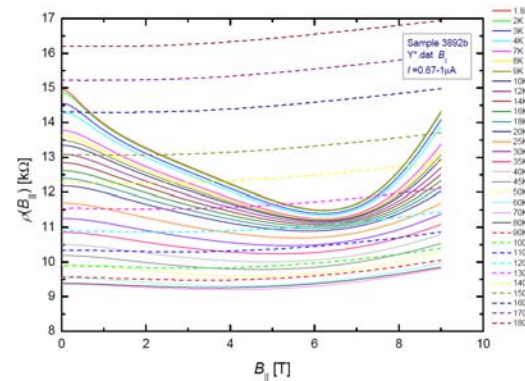


Рис. 2. Зависимости ОМС образца в $B_{||}$ при $T = 1.8 - 180$ К:

Известно [5], что квантовое время τ_q определяется тремя механизмами рассеяния электронов: на ионизованных примесях (τ_q^{e-imp}) — не зависящий от T , на фононах (τ_q^{e-ph}) и зависящий от T механизм рассеяния электронов на электронах (τ_q^{e-e}):

$$(\tau_q)^{-1} = (\tau_q^{e-imp})^{-1} + (\tau_q^{e-ph})^{-1} + (\tau_q^{e-e})^{-1}.$$

При низких T вклад $(\tau_q^{e-e})^{-1}$ пренебрежимо мал и доминирующим вкладом является $(\tau_q^{e-imp})^{-1}$. При рассеянии на удаленных примесях (малоугловое рассеяние в наноструктурах со спейсером): $\frac{\hbar}{\tau_q^{e-imp}} = \frac{\hbar^2 n_D}{2m^* s} \sqrt{\frac{\pi}{2}} n^{-0.5}$, где n_D — концентрация примесей, s — ширина спейсера, $4k_F s \gg 1$ (для наших образцов $4k_F s \approx 10$). В работах Голда [6] показано, при рассеянии электронов на фононах вклад $(\tau_q^{e-ph})^{-1}$ сравним с $(\tau_{tr})^{-1}$, поэтому может быть найден из T -зависимостей подвижности. Вкладу от неупругого $e-e$ -рассеяния посвящено за последние 20 лет очень много работ [5–8, см. ссылки в 7]:

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-e}}(T) = \frac{\varepsilon_F}{2\pi} \left(\frac{k_B T}{\varepsilon_F} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{\varepsilon_F}{k_B T} \right) + \ln \left(\frac{2q_{TF}}{k_F} \right) + 1 \right], \quad (2)$$

где q_{TF} — волновой вектор экранирования Томаса–Ферми.

Экспериментальное значение квантового времени релаксации, как правило, определяют из анализа зависимости амплитуд пиков ШГО от $B_{\perp}^{-1}$. Поскольку ШГО, пригодные для анализа, реализуются только при низких $T \leq 4.2$ К, то температурная зависимость $\tau_q^{e-e}(T)$, естественно, не проявляется, так как этот вклад связан с неупругими механизмами электрон-электронного рассеяния и при низких T очень мал, т.к. $\varepsilon_F \gg k_B T$, а $\hbar / \tau_q^{e-e}(T) \approx (k_B T)^2 / \varepsilon_F$.

Следует заметить, что вклад от неупругого рассеяния отсутствует в транспортной скорости рассеяния, так как при этом должен выполняться закон сохранения импульса.

Из выражения (1) для B_C видно, что τ_q является единственным подгоночным параметром. ОМС в параллельном магнитном поле нами было измерено до 80 К. Это позволило получить зависимость $\hbar / \tau_q(T)$, а затем и $\hbar / \tau_q^{e-e}(T)$ (см. рис.3) [5]:

В работе [5] после обработки более 300 экспериментальных зависимостей было установлено, что для совпадения эксперимента с теорией в выражение (2) нужно добавить коэффициент $a_2 = 3.06 \pm 0.09$. Все теоретические зависимости, приведенные на рис.3, отличаются друг от друга только значением коэффициента a_2 . Значения a_2 приведены в подписях к рисунку 3. Хорошо видно, что различие увеличивается с ростом $k_B T / \varepsilon_F$. Можно назвать ряд причин. Во-первых, все теории построены с учетом $k_B T / \varepsilon_F \ll 1$. Во-вторых, $k_B T / \varepsilon_F$ при одних и тех температурах растет при уменьшении концентрации, что ведет к росту беспорядка в системе и к трудностям с Борновским приближением, в кото-

ром выполнены все приведенные теоретические работы. В-третьих, до сих пор нет консенсуса, как учитывать межподзонное и обменное $e-e$ -рассеяние.

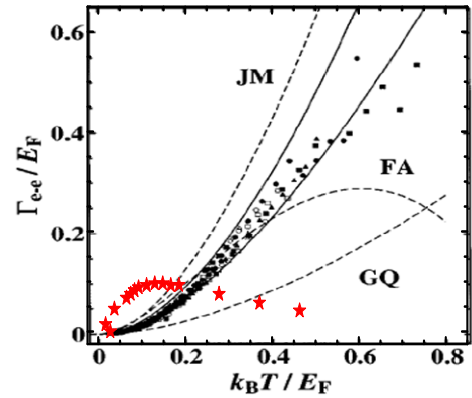


Рис.3. Рисунок взят из работы [5]. Пунктирные линии — теоретические зависимости: **GQ** — G.F. Giuliani *et al.*, PRB26,4421(1982) ($a_2 = 1$); **FA** — H. Fukuyama *et al.*, PRB27, 5976(1983) ($a_2 = \pi$); **JM** — T. Jungwirth *et al.*, PRB53,7403(1996) ($a_2 = \pi^2/2$). Сплошные линии — теоретические зависимости (выр.(2)), символы — экспериментальные результаты из [5] ($a_2 = 3.06 \pm 0.09$). Звездочки — экспериментальные результаты данной работы ($a_2 = \pi^2$).

Выводы. Показано, что методика измерения температурных зависимостей ОМС в параллельном магнитном поле, использованная в нашей работе, является удачной (в отличие от ШГО) для измерения температурных зависимостей квантового времени релаксации и исследования неупругого электрон-электронного рассеяния в квазидвумерных структурах с ДКЯ. Теоретическое описание справедливо только в пределе $\varepsilon_F \gg k_B T$, поэтому отклонение экспериментальных точек от теоретических значений при высоких температурах не удивительно. В работе [5] показано, что рост коэффициента a_2 коррелирует с ростом беспорядка в системе (т.е. зависит от качества образца).

Работа поддержана РФФИ: грант № 11-02-00427

1. A. Palevski *et al.*, PRL65, 1929 (1990).
2. Y. Berk *et al.* PRB 50, 15 420 (1994); PRB 51, 2604 (1995), PRB 53, 4065 (1996).
3. R. Fletcher *et al.*, Phys. Rev. B71, 155310(2005).
4. Yu.G. Arapov *et al.*, LTP35, 32 (2009).
5. N. Turner *et al.*, PRB54, 10614 (1996);
6. A. Gold, PRB38, 10798 (1988).
7. Z. Qian *et al.*, PRB71, 075112 (2005).
8. S.Q. Murphy *et al.*, PRB52, 14825 (1995).

Низкотемпературные аномалии и проявления узкой псевдощели в температурных и магнитопольевых зависимостях термоэдс в полупроводниковых сплавах железо–ванадий–алюминий

А.Т. Лончаков, В.В. Марченко, В.И. Окулов, К.А. Окулова
Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620990, Россия

В докладе приводится анализ вкладов, определяющих температурную зависимость термоэдс сплавов $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ с составами вблизи стехиометрического, для которых характерна полупроводниковая зависимость электросопротивления от температуры. Обнаружены и объяснены эффекты узкой псевдощели в температурной зависимости и отрицательной магнитотермоэдс при низких температурах.

Сплавы Гейслера $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ с составами вблизи стехиометрического в последние годы привлекают внимание из-за возможности разработки на их основе эффективных термоэлектрических преобразователей [1, 2]. Одним из важных направлений на пути увеличения термоэлектрической добротности устройств является создание условий для повышения термоэдс сплавов. Между тем в настоящее время в имеющихся работах по термоэдс сплавов Гейслера на основе Fe_2VAl механизмы этого явления изучены недостаточно. Для решения связанных с этим задач необходимо проведение низкотемпературных исследований. В соответствии с этим цель настоящей работы заключалась в анализе вкладов, определяющих величину термоэдс, её температурные и магнитопольевые зависимости при низких температурах в сплавах $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ с составами вблизи стехиометрического.

Измерения термоэдс α_{exp} проводились на двух образцах сплава $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$. Один из них (образец 1) был обогащен ванадием и имел состав $x = 0.1$, а другой (образец 2) — обеднен ванадием ($x = -0.04$). Методика приготовления наших сплавов железо–ванадий–алюминий и образцов из них детально изложена в [3].

Зависимость $\alpha_{\text{exp}}(T)$ для образцов 1 и 2 представлена на рис. 1 и 2. Термоэдс образца 2 монотонно возрастает с ростом T , оставаясь положительной в измеренном интервале температур. В образце 1 положительная термоэдс с ростом температуры достигает максимума при $T \approx 100$ К, затем уменьшается и при $T \approx 200$ К меняет знак на отрицательный. Такое поведение указывает на участие в проводимости электронов и дырок. В настоящем докладе рассматривается термоэдс в низкотемпературном интервале, в котором вкладом электронов в проводимость можно пренебречь.

Сравнение кривых $\alpha_{\text{exp}}(T)$ на рис. 1 и 2 показывает, что для обоих образцов в определенном интервале температур зависимость $\alpha_{\text{exp}}(T)$ близка к линейной, которая характерна для термоэдс вырожденного дырочного газа $\alpha_h = \gamma_0 T$. Однако при экстраполяции к $T = 0$ $\alpha_{\text{exp}}(T)$ не стремится к нулю, что однозначно указывает на существование в области линейной зависимости $\alpha_{\text{exp}}(T)$ постоянного положительного вклада в термоэдс. Эту составляющую можно связать с проявлением обменного вклада

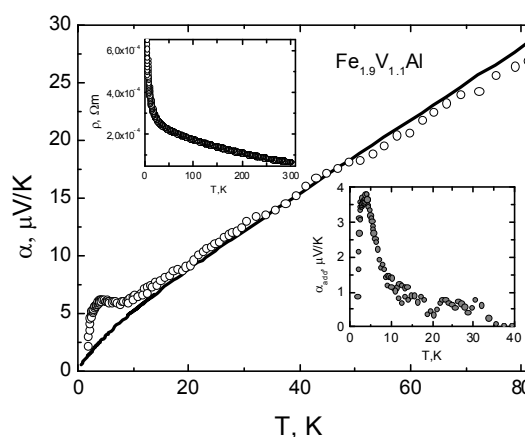


Рис. 1. Температурная зависимость измеренной термоэдс α_{exp} (символы) и рассчитанной термоэдс $\alpha_h + \alpha_{\text{ex}}$ (сплошная линия) для образца 1. На вставках: в верхнем углу — зависимость удельного сопротивления ρ от температуры; в нижнем углу — температурная зависимость разности $\alpha_{\text{exp}} - (\alpha_h + \alpha_{\text{ex}})$

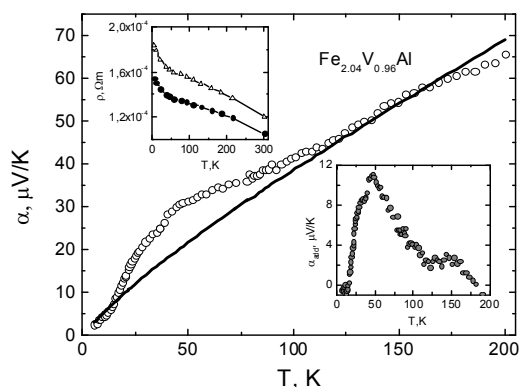


Рис. 2. Температурная зависимость измеренной термоэдс α_{exp} (символы) и рассчитанной термоэдс $\alpha_h + \alpha_{\text{ex}}$ (сплошная линия) для образца 2. На вставках: в верхнем углу — зависимость удельного сопротивления ρ от температуры для двух пар контактов; в нижнем углу — температурная зависимость разности $\alpha_{\text{exp}} - (\alpha_h + \alpha_{\text{ex}})$

α_{ex} в термоэдс, рассмотренного Кондо [4]. Он является следствием обменного взаимодействия свободных носителей с неупорядоченными магнитными моментами атомов решетки. Согласно [4] $\alpha_{\text{ex}} = T\alpha_{\text{ex}}^0 / (T + T_0)$ где температура T_0 определяется через усредненное локальное магнитное поле H_0 , обусловленное магнитными моментами ближайшего

окружения магнитного иона: $k_B T_0 = 2H_0 \mu_B$. Из выражения для α_{ex} следует, что при $T \ll T_0$ термоэдс α_{ex} линейна по T , а при $T \gg T_0$ вклад Кондо α_{ex} близок к α_{ex}^0 и становится в соответствие с экспериментом не зависящим от температуры. Суммируя вклады α_h и α_{ex} , мы получаем зависимость, которая показана на рис. 1 и 2 сплошной линией. В расчете использовались следующие подгоночные параметры для образцов 1 и 2: $\gamma_0 = 0.31$ и $0.27 \text{ } \mu\text{V/K}^2$; $\alpha_{ex}^0 = 3.5$ и $17 \text{ } \mu\text{V/K}$; $T_0 = 7$ и 60 K . Знак α_{ex}^0 указывает для дырок на положительный знак обменной константы [4].

Используя полученное значение γ_0 , при известной концентрации свободных дырок ($\approx 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) можно оценить эффективную массу дырок m_h . Пренебрегая непараболическостью спектра дырок и взяв для определенности параметр рассеяния $r = 1$, мы получили, что m_h порядка массы свободного электрона в согласии с теоретической оценкой [5].

Сравнение рассчитанной и экспериментальной термоэдс показывает наличие дополнительного вклада в термоэдс α_{add} . Зависимость $\alpha_{add}(T) = \alpha_{exp} - (\alpha_h + \alpha_{ex})$ приведена на вставках к рис. 1 и 2. Обращает на себя внимание, что локализация максимума $\alpha_{add}(T)$ для образца 1 имеет место в пределах (1–30) K, и это коррелирует с характерным масштабом наиболее резкого температурного изменения удельного сопротивления у этого образца (верхняя вставка к рис. 1). Поэтому термоэдс α_{add} в образце 1 можно считать проявлением узкой (около 4 мэВ) псевдощели в плотности состояний, предсказание которой позволило в работе [3] описать низкотемпературную зависимость электросопротивления, коэффициента Холла и магнитной восприимчивости для сплава с составом $x = 0.1$. Нами установлено, что также хорошо описывается в рамках подхода, развитого в работе [3], и температурная зависимость вклада в термоэдс $\alpha_{add}(T)$.

Одним из предсказаний теории [4] является уменьшение вклада α_{ex} с ростом магнитного поля, связанное с подавлением в рассеянии носителей заряда процессов с переворотом спина. С целью обнаружения этого эффекта в тех же сплавах были проведены измерения термоэдс в магнитном поле. Магнитопольные зависимости относительного изменения термоэдс для образцов 1 и 2 представлены на рис. 3 и 4. В соответствии с теоретическим предсказанием с ростом магнитного поля наблюдается уменьшение термоэдс, которое для образца 2 при $T \approx 10 \text{ K}$ в поле 40 кЭ достигает значительной величины в $\approx 25\%$. Вместе с тем оказалось, что величина

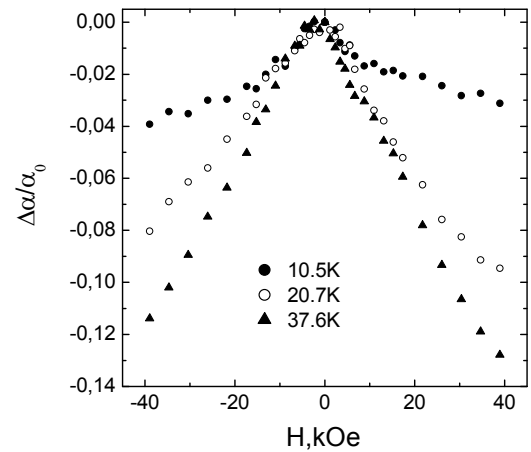


Рис. 3. Зависимость относительного изменения термоэдс $\Delta\alpha/\alpha_0 = [\alpha(H) - \alpha(0)]/\alpha(0)$ от магнитного поля H для образца 1 при разных температурах.

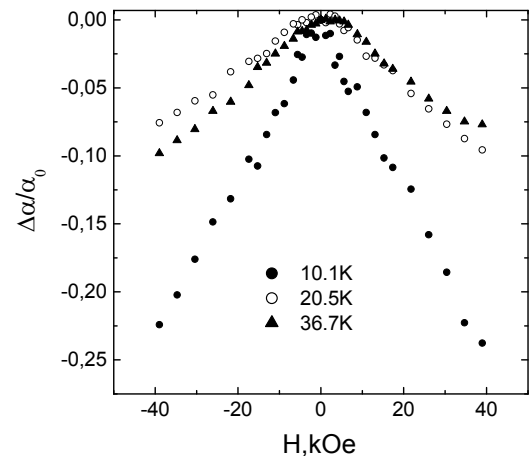


Рис. 4. Зависимость относительного изменения термоэдс $\Delta\alpha/\alpha_0 = [\alpha(H) - \alpha(0)]/\alpha(0)$ от магнитного поля H для образца 2 при разных температурах.

эффекта с уменьшением температуры в образце 1 убывает, а в образце 2 растет. Такое различие, так же, как и различие во вкладах $\alpha_{add}(T)$ может быть связано с магнитным упорядочением в образце 2.

Работа выполнена при поддержке Программы ОФН РАН 12-T-2-1016.

1. Y. Nishino et al, Phys. Rev. B, **66**, 115115 (2006).
2. C.S. Lue et al, Phys. Rev. B, **66**, 085121 (2002).
3. В.И. Окулов и др., ФНТ, **33**, 907 (2007).
4. Kondo. Sol. St. Phys. **23**, 183 (1969).
5. R. Weht et al, Phys. Rev. B, **58**, 16855 (1998).

Аномалии коэффициента термоэдс в ряду $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{B}_6$ В.В. Глушков¹, Р.Ф. Байбаков², С.В. Демишев¹, А.В. Левченко³, А.В. Духненко³, В.Б. Филипов³, Н.Е. Случанко¹¹ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва 119991, Россия² Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва 115409 Россия³ Институт проблем материаловедения им. И.Н.Францевича НАНУ, Киев 03680 Украина

В результате исследований термоэлектрических свойств твердых растворов замещения $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{B}_6$ ($0 \leq x \leq 1$), выполненных на монокристаллических образцах при температурах 2–300 К, обнаружено изменение амплитуды диффузионного вклада в термоэдс $S_d = AT$, определяющего линейное поведение $S(T)$ при промежуточных температурах $T > 80$ К. Наблюдаемый переход от отрицательных $A(x=1) = -0.23$ мкВ/К² к положительным значениям $A(x=0.83) = +0.145$ мкВ/К² указывает на плавную перестройку зонного спектра $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{B}_6$, при которой с ростом концентрации кальция возникает режим дырочной проводимости, ранее обнаруженный для составов с $x < 0.8$.

Природа эффекта колоссального магнито-сопротивления, наблюдаемого в EuB_6 в окрестности перехода в ферромагнитную фазу ($T_c \approx 13.9$ К), до настоящего времени остается предметом активных дискуссий [1–9]. Уникальную возможность для изучения механизмов взаимодействия между локализованными магнитными моментами ионов Eu^{2+} ($4f^7$, $^8S_{7/2}$) и электронами проводимости в этой системе с низкой концентрацией носителей заряда ($n/n_{4f} \approx 2 \cdot 10^{-3}$) предоставляют твердые растворы замещения $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{B}_6$. Случайное замещение магнитных ионов Eu^{2+} изовалентным немагнитным кальцием приводит не только к «разбавлению» магнитной подрешетки, но и к изменению плотности $5d$ -состояний европия в зоне проводимости. Действительно, анализ концентрационной фазовой диаграммы $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{B}_6$ [5] указывает на возможную реализацию перехода металл-диэлектрик (ПМД) при промежуточной концентрации европия x_{MIT} вдали от перколяционного порога $x_c \sim 0.3$, отвечающего возникновению дальнего магнитного порядка [6]. Косвенным подтверждением ПМД в $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{B}_6$ являются данные магнитооптических измерений, в которых магнитная компонента друдевского вклада в оптическую проводимость подавляется при приближении к критической концентрации $x_{\text{MIT}} \sim 0.5$ [7]. Анализ транспортных свойств в ряду $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{B}_6$ [8] показывает, что ПМД наблюдается при $x_{\text{MIT}} \sim 0.8$ и сопровождается сменой знаков эффекта Холла и термоэдс с переходом от отрицательных ($x > x_{\text{MIT}}$) к положительным ($x < x_{\text{MIT}}$) значениям, отвечающим дырочному типу проводимости. Однако, явное несоответствие результатов исследований оптических [9] и транспортных свойств [6, 8, 10] составов с концентрацией европия $x \sim 0.5$ – 0.7 , а также инверсия знака эффекта Холла, индуцируемая магнитным полем в парамагнитной фазе $\text{Ca}_{0.26}\text{Eu}_{0.74}\text{B}_6$ [8], не позволяют сделать окончательный вывод о применимости модели двойного обмена [5] для описания аномальных свойств этой системы с сильными электронными корреляциями.

Для получения дополнительной информации о параметрах электронной структуры $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{B}_6$ в

работе выполнено исследование термоэлектрических свойств монокристаллических образцов богатых европием составов ($x > 0.8$) в диапазоне температур 1.8–300 К. В качестве реперного соединения использовался гексаборид кальция. Исследуемые монокристаллы соединений ряда $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{B}_6$ были выращены в атмосфере инертного газа методом вертикальной бестигельной индукционной зонной плавки с двукратным переплавом; второй переплав осуществлялся с монокристалльной затравкой, выращенной *in-situ* при первом проходе. Для проведения измерений из исходных монокристаллов был вырезан набор образцов в форме параллелепипеда с размерами $\sim 5 \times 0.8 \times 0.5$ мм³ вдоль соответствующих кристаллографических направлений $\langle 110 \rangle$, $\langle 001 \rangle$ и $\langle 1-10 \rangle$. Измерения коэффициента термоэдс проводились с использованием четырехконтактной схемы измерений, позволяющей проводить одновременные измерения относительного коэффициента термоэдс и градиента температур на образце в режиме пошагового нагрева [11].

Анализ термоэлектрических свойств гексаборидов кальция (рис. 1) показал, что коэффициент термоэдс CaB_6 во всем исследуемом диапазоне температур с хорошей точностью описывается суммой диффузионной термоэдс ($S_d = AT$, $A = -0.23$ мкВ/К²) и вклада фононного увлечения эйнштейновской модой [12]

$$S_{\text{ph}}(T) = B \left(\frac{\Theta_E}{T} \right)^2 \frac{\exp(\Theta_E/T)}{(\exp(\Theta_E/T) - 1)^2},$$

отвечающего рассеянию носителей заряда на квазилокальных колебаниях ионов кальция в полостях борной подрешетки с характерной частотой $k_B \Theta_E \approx 9.1$ мэВ и амплитудой $B \approx -22.2$ мкВ/К. Полученное значение частоты Θ_E хорошо согласуется с литературными данными [13]. В случае EuB_6 аналогичный анализ $S(T)$ с учетом частоты эйнштейновской моды $k_B \Theta_E \approx 7.3$ мэВ дает $A \approx -0.23$ мкВ/К² и $B \approx -29$ мкВ/К (рис. 1). Анализ данных $S(T)$ для твердых растворов замещения $\text{Ca}_{1-x}\text{Eu}_x\text{B}_6$ (вставка на рис. 1) при фиксированном значении Θ_E показал, что оба параметра существенно меняются с ростом концентрации кальция. Так, параметр $|B|$, опреде-

ляющий амплитуду вклада фононного увлечения S_{ph} , растет более чем в 5 раз при изменении концентрации европия от $|B| \approx 29$ мкВ/К для $x=1$ до $|B| \approx 157$ мкВ/К для $x=0,85$. Наблюдаемое изменение термоэдс вклада фононного увлечения, по-видимому, следует связать с резким уменьшением концентрации носителей заряда на металлической стороне ПМД вблизи x_{MIT} , обнаруженным по результатам измерений гальваномагнитных характеристик [10].

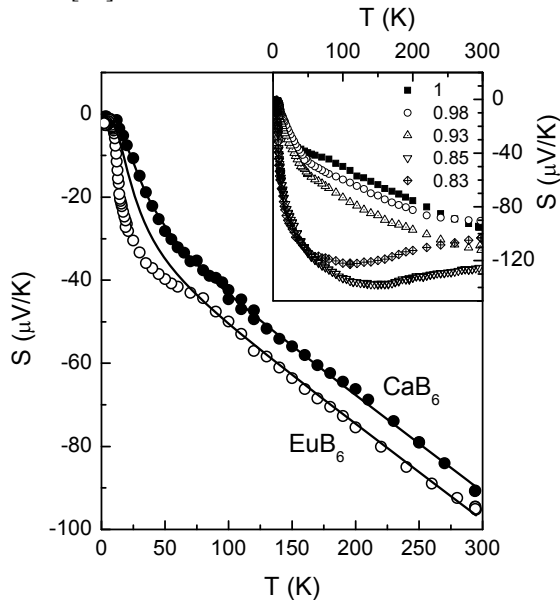


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента термоэдс гексаборидов европия и кальция. Сплошными линиями показаны результаты подгонки суммой диффузионной термоэдс и термоэдс фононного увлечения с параметрами, указанными в тексте. На вставке представлены температурные зависимости коэффициента термоэдс твердых растворов замещения $Ca_{1-x}Eu_xB_6$ (в условных обозначениях приведена концентрация европия).

С другой стороны, оценка амплитуды разности $\Delta S = S - S_{ph}$ показывает, что с ростом концентрации кальция абсолютная величина ΔS достигает значений порядка 80 мкВ/К (рис. 2), причем максимальный рост амплитуды ΔS регистрируется в температурном интервале $T < 60$ К, отвечающем аномальному усилению эффекта колоссального магнитосопротивления [14]. При этом на металлической стороне концентрационного ПМД ($x > x_{MIT}$) коэффициент A , характеризующий диффузионную термоэдс при промежуточных температурах (рис. 2), растет от отрицательных $A(x=1) = -0,23$ мкВ/К² к положительным значениям $A(x=0,83) = +0,145$ мкВ/К², меняя знак при $x^* \approx 0,88 > x_{MIT}$ (вставка на рис. 2). Полученные данные указывают на плавную перестройку электронного спектра $Ca_{1-x}Eu_xB_6$, при которой изменение структуры зоны проводимости с ростом концентрации кальция приводит к установлению режима дырочной проводимости, ранее обнаруженного для составов с $x < x_{MIT} \approx 0,8$ [14].

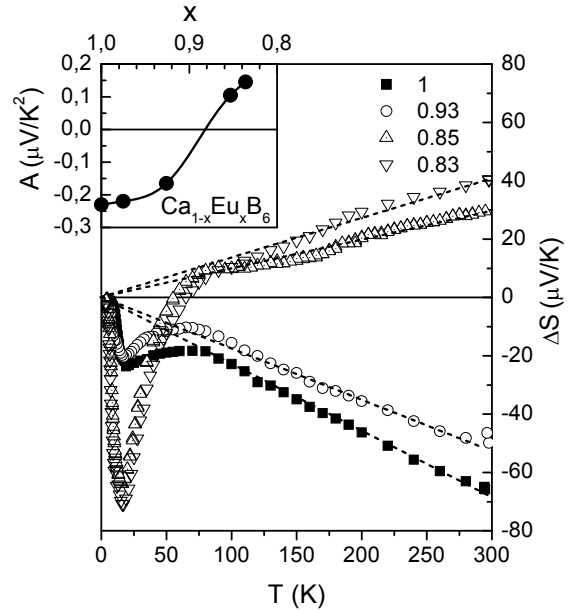


Рис. 2. Поведение разности $\Delta S = S - S_{ph}$ в ряду $Ca_{1-x}Eu_xB_6$. Пунктирными линиями показан линейный вклад AT , определяющий диффузионную термоэдс при промежуточных температурах $T > 80$ К. На вставке показана концентрационная зависимость коэффициента A .

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 11-02-00623, программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» и ФЦП «Научно-педагогические кадры инновационной России».

1. X. Zhang, et al., Phys. Rev. Lett., **100**, 167001 (2008).
2. M. Kreissl and W. Nolting, Phys. Rev. B, **72**, 245117 (2005).
3. J. Kim, et al., Phys. Rev. B, **78**, 165120 (2008).
4. A.V. Semeno, et al., Phys. Rev. B, **79**, 014423 (2009).
5. V.M. Pereira, et al., Phys. Rev. Lett., **93**, 147202 (2004).
6. G.A. Wigger, et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 147203 (2004).
7. G. Caimi, et al., Phys. Rev. Lett., **96**, 016403 (2006).
8. J. Kim et al., J. Phys.: Condens. Matter, **19**, 106203 (2007).
9. J.-S. Rhyee, B.K. Cho, H.-C. Ri, Phys. Rev. B, **67**, 125105 (2003).
10. В.В. Глушков и др., ЖЭТФ, **138**, 277 (2010).
11. Н.Е. Случанко и др., ЖЭТФ, **113**, 339 (1998).
12. V. Glushkov, et al., Phys. Stat. Sol. B **243**, R72 (2006).
13. K. Gianno et al., J. Phys.: Condens. Matter, **15**, 6739–6748 (2003).
14. V.V. Glushkov, et al., Solid State Phenomena, **152-153**, 307 (2009).

Топологический вклад в проводимость молибден-углеродных наноконкомпозитов

Ю.В. Прибыткова, А.Д. Божко

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

При исследовании продольной и поперечной проводимости молибден-углеродных наноконкомпозитов в диапазоне температур 4.2–400 К и концентраций молибдена 0.1–0.4 обнаружены температурные и концентрационные зависимости характерного масштаба неоднородностей в данных материалах. В рамках модели фононно-стимулированного туннелирования электронов показано, что изменение топологии токонесящего кластера при понижении температуры вносит вклад в формирование степенных поправок к продольной проводимости, параметры которых зависят от концентрации молибдена.

Аморфные металл-углеродные наноконкомпозиты представляют собой материалы с высокой степенью беспорядка определяемой сложной иерархической структурой углеродной фазы на нанометровом масштабе [1]. Это определяет интерес к исследованию механизмов переноса заряда в таких нерегулярных гранулированных средах.

В настоящей работе исследованы особенности зарядового транспорта в пленках молибден-углеродных наноконкомпозитов при концентрациях молибдена 0.1–0.4 в диапазоне температур 4.2–400 К, осажденных на диэлектрические подложки комбинацией процессов — разложения паров кремний-органического полимера полифенилметилсилоксана в плазме разряда постоянного тока и магнетронного распыления молибденовой мишени.

Продольная проводимость молибден-углеродных наноконкомпозитов уменьшается при понижении температуры и концентрации молибдена (рис. 1). Тонкая структура зависимостей характеризуется двумя температурными интервалами I и II с граничной температурой 20–25 К (вставка к рис. 1). Внутри каждого интервала температурные поправки проводимости имеют выраженный степенной характер $\sigma_{xx} \sim T^p$. Показатель степени p зависит от концентрации молибдена и изменяется в диапазоне 1.2–0.2 немонотонным образом с минимумом в интервале концентраций металла 0.25–0.3. Такое температурное и концентрационное поведение показателя степени p не описывается в рамках современных моделей зарядового транспорта в гранулированных средах [2].

Поперечная проводимость молибден-углеродных наноконкомпозитов (I_{xy}/U_{xy}), измеренная между холловскими контактами в отсутствие магнитного поля, также уменьшается при понижении температуры и концентрации молибдена. Рост поперечного сопротивления при понижении температуры связан с увеличением масштаба неоднородности наноконкомпозитов, обусловленным возрастанием корреляционного радиуса токонесящего кластера $L_c(T) \approx (R_{xy}/R_{xx})d$ [3], где d — расстояние между потенциальными контактами образца. Такая эволюция топологии кластера позволяет предполагать фононно-стимулированное туннелирование носителей между проводящими гранулами через локализованные состояния в углеродной матрице в качестве основного механизма переноса заряда в мо-

либден-углеродных наноконкомпозитах [4]. В рамках этой модели проводимость туннельных переходов,

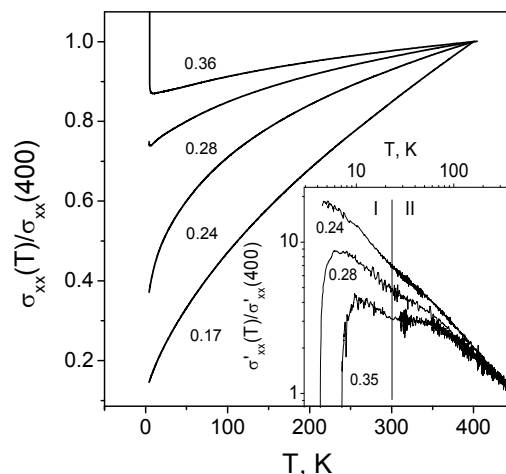


Рис. 1. Зависимости нормированной (на значение при $T=400$ К) проводимости молибден-углеродных наноконкомпозитов. На вставке — температурные зависимости нормированной производной проводимости. Цифрами у кривых показана концентрация молибдена.

содержащих n ($n \geq 2$) локализованных состояний имеет степенной характер с $p=(n-2)/(n+1)$. Переходы с меньшим количеством состояний дают слабый вклад в температурную зависимость проводимости и формируют бесконечный проводящий кластер с конечной проводимостью при $T=0$ К на металлической стороне перехода металл-диэлектрик при $x > x_c \sim 0.15$. Таким образом, неупругие туннельные переходы, шунтирующие скелет бесконечного проводящего кластера замыканием мертвых концов, определяют величину его корреляционного радиуса.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научно-педагогические кадры инновационной России».

1. Robertson, Mater. Sci. Eng. R37, 129 (2002).
2. I.S. Beloborodov, A.V. Lopatin, V.M. Vinokur, K.B. Efetov, Rev. Mod. Phys. 79, 469 (2007)
3. B. Raquet, M. Gorain, N. Negre, J. Leotin, B. Aronson, V. Rylkov, E. Meilikhov, Phys. Rev. B 62, 17144 (2000).
4. Л.И. Глазман, К.А. Матвеев, ЖЭТФ 94, 332 (1988).

Проскальзывание фазы движущейся волны зарядовой плотности в квазиодномерном α - TaS_3

В.Б. Преображенский, А.П. Гребёнкин
НИИ Курчатовский институт, Москва 123182, Россия

Сигнал, возникающий при движении ВЗП во внешнем электрическом поле, является сейчас основным источником информации, позволяющим изучать её динамику. Недавно было обнаружено, что движение ВЗП сопровождается возникновением некогерентных процессов, связанных с пространственным перераспределением скоростей отдельных её компонент, обусловленным её взаимодействием с центрами пиннинга.

Обнаружено, что характерная черта этих некогерентных осцилляций – следующий весьма специфический процесс синхронизации. Две очень близкие по частоте компоненты сигнала испытывают одновременно скачок фазы. При этом одна компонента претерпевает скачок $+\pi$ (вперёд), а вторая $-\pi$ (назад).

Существенно, что во всех наблюдаемых случаях фазовый сдвиг между двумя близкими по частоте компонентами равен 2π . Эти наблюдения рассматриваются как результат пространственного перераспределения фазы сопровождающего движение ВЗП.

В большинстве квазиодномерных проводников в результате *Пайерлсовского перехода* возникает конденсированное электронное состояние, которое из-за пространственной модуляции заряда называется *волной зарядовой плотности* (ВЗП) [1, 2].

Образование ВЗП кардинально меняет электронную структуру материалов, при этом коллективные процессы, связанные с движением волны и возникновением различных её нелинейных возбуждений, начинает играть доминирующую роль.

Динамика ВЗП имеет характерные черты, присущие *сильно нелинейным распределённым системам* со сложным (в строгом значении этого термина) поведением: неустойчивыми траекториями, перемежаемостью, классическим переходом к хаосу с удвоением периода и стохастическим резонансом. В силу этого сигнал, возникающий при движении ВЗП, имеет весьма сложный характер.

Недавно было обнаружено, что сигнал, порождаемый движущейся ВЗП, содержит наряду с основной частотой (ω_1) и её гармониками (ω_n) сильно выраженную некогерентную компоненту — осцилляции с быстро меняющейся амплитудой и фазой [3]. Из-за широкого спектрального диапазона этих колебаний интегральная мощность, связанная с некогерентной компонентой сравнима или больше, чем мощность связанная узкополосным сигналом и в силу этого может существенно влиять на динамику ВЗП.

В настоящей работе приводятся результаты детального исследования некогерентной компоненты сигнала, порождаемого движущейся волной, в её связи с особенностями динамики ВЗП.

Измерения проводились на образцах α - TaS_3 сечением $\sim 1 \mu\text{m}^2$ и длиной 200–500 μm в режиме заданного тока при $T=78$ К и 90 К. Исследуемый сигнал усиливался с помощью охлаждаемого предусилителя и записывался в память быстродействующего регистратора процессов.

Поскольку изучаемый сигнал носит принципиально нестационарный характер для изучения его частотных и фазовых характеристик использовалось *вейвлет-разложение* по базису комплексных

функций Морле [4]. Текущие значения фазы соответствующей частотной компоненты определились как аргументы комплексных чисел, полученных в результате вейвлет-преобразования [5, 6].

В работе использовано для фазы непрерывное представление (*unwrapped phase*), определенное на всей оси от $-\infty$ до $+\infty$ и не имеющее разрывов при $\varphi=2\pi n$. Такое представление гораздо удобнее при изучении фазовых соотношений различных частотных компонент и, в особенности, когда необходимо различать реально существующее проскальзывание фазы на 2π от такового, возникающего в силу дефиниции.

Для изучения фазовых соотношений между различными частотными компонентами сигнала, порождаемого движущейся ВЗП, использовалось вейвлет преобразование с высоким разрешением по частоте (64 компоненты на октаву) и для различных компонент изучаемого сигнала вычислялась $\varphi_k=(\omega_k, t)$. Временные зависимости фазы частотных компонент лежащих ниже ω_1 представлены на рисунке 1. Чтобы представить данные в более компактном виде и выявить малые отклонения фазы от регулярного поведения на Рис. 1 показана величина $\varphi_k(\omega_k, t) - \omega_1 t$. (Физически это означает, что мы наблюдаем за эволюцией фазы отдельных частотных компонент, находясь в системе координат, вращающейся со скоростью ω_1). Фазовый анализ показывает, что в узком диапазоне вокруг ω_1 ($0.75\omega_1 - 1.25\omega_1$) частотные компоненты фазово-синхронизованы друг с другом и формируют основную гармонику УП сигнала (см. верхнюю часть на Рис. 1). Такая же картина обнаруживается вблизи ω_2 . Вне этих двух узких диапазонов наблюдаются компоненты некогерентного сигнала.

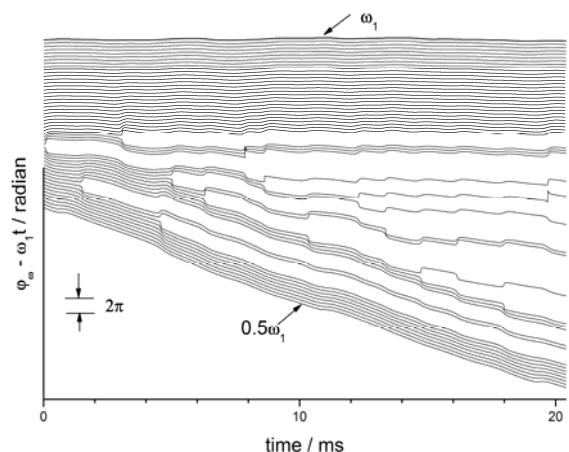


Рис. 1. Временные зависимости фазы для частотных компонент сигнала в диапазоне от $0.5 \omega_1$ до ω_1 ($T = 78 \text{ K}$, $\omega_1 = 1.95 \text{ kHz}$, $j = 1.3j_{\text{threshold}}$)

Наиболее интересные результаты связаны именно с изменением фазы компонент некогерентного сигнала. Для некогерентного сигнала характерно наличие при некоторых значениях ωk и t проскальзывания фазы — резких скачков фазы, перемежающиеся участками, в которых наблюдаются медленные и плавные изменения фазы. Более детально поведение фаз в области проскальзывания показано на Рис. 2. В окрестности скачка из двух очень близких по частоте и почти синфазных компонент одна испытывает скачок фазы вперёд на величину близкую к $+\pi$, а другая на $-\pi$ назад. Существенно, что при этом для всех наблюдаемых скачков разность фаз с экспериментальной точностью равна 2π .

Такое поведение фазы известно как перемежающаяся синхронизация, и оно весьма характерно для систем связанных осцилляторов вблизи границы области синхронизации, т.е. в случае, когда либо сила взаимодействия осцилляторов слишком мала, либо величина расстройки их собственных частот слишком велика [7] (заметим, в скобках, что перемежающаяся синхронизация — наиболее распространённый сценарий перехода от синхронизма к асинхронному поведению).

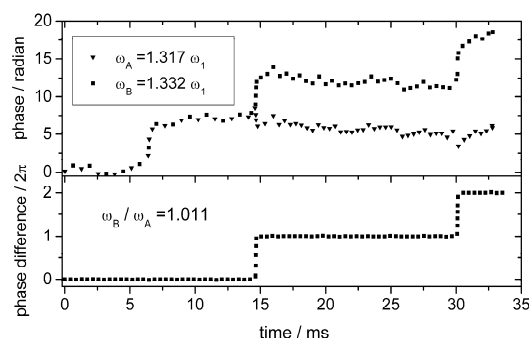


Рис. 2. а) Временные зависимости фазы двух частотных компонент вблизи точек проскальзывания фазы б) Разность фаз для этих компонент

Возвращаясь к Рис. 1 отметим, что медленные изменения фазы, наблюдаемые для всех частотных компонент на участках между 2π -скачками, как правило, совпадают по времени с проскальзываниями фазы для какой-либо другой частотной компоненты и, по-видимому, являются результатом перераспределения фазы во всём образце в результате одиночного акта проскальзывания фазы в какой-то его части.

В свете этого напрашивается предположение о том, что единственным источником нерегулярности сигнала, возникающего при движении ВЗП, являются нерегулярные во времени 2π -проскальзывания фазы в некогерентной части спектра.

1. For a review see: Charge Density Waves in Solids ed. L.P. Gorkov and G. Gruner, Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 25. North-Holland: Amsterdam, 1989.
2. For more recent studies see: Proceedings of ECRYS 2008, Physica B404 (2009) issue 3–4.
3. V.B. Preobrazhensky, A.P. Grebenkin, S.Yu. Shabanov, in [2] p. 452.
4. G. Kaiser, A friendly guide to wavelets, Birkhauser: Boston-Basel-Berlin, 1994.
5. V.B. Preobrazhensky, A.P. Grebenkin, Yu.A. Danilov, S.Yu. Shabanov, Synthetic Metals 135 (2003) 697.
6. V.B. Preobrazhensky, A.P. Grebenkin, Physica B (2012), <http://dx.doi.org/10.1016/j.physb.2012.01.023>
7. A. Pikivsky, M. Rosenblum, J. Kurths, Synchronization — a universal concept in nonlinear science, Cambridge nonlinear science series 12.

Ab initio моделирование поверхностных состояний топологического изолятора Bi_2Se_3 под давлением

А.Г. Киямов, Ю.В. Лысогорский, О.В. Недопекин, Д.А. Таюрский

Институт физики, Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань 420008, Россия

Спинтроника — раздел электроники имеющий дело с электронными спинами и спиновыми токами. Такой спиновый ток может быть реализован на поверхности топологических изоляторов. В последнее время было представлено много исследований связанных с транспортными свойствами топологических изоляторов, такие как проводимость, магнетосопротивление и другие [1]. Исследование транспортных свойств топологических изоляторов под высоким давлением может позволить различить объемную и поверхностную проводимости [2]. В настоящей работе представлены результаты моделирования из первых принципов поверхностных состояний топологического изолятора Bi_2Se_3 в рамках теории функционала плотности [3], в зависимости от приложенного давления. Вычисления производились с учетом спин-орбитального взаимодействия в программе VASP. Были получены зонные структуры, плотности состояний и идентифицированы поверхностные состояния Bi_2Se_3 при разных давлениях.

Одним из важнейших направлений физики твердого тела является исследование новых материалов, обладающих новыми уникальными свойствами. К таким перспективным материалам относятся топологические изоляторы. Их уникальная особенность в том, что они, являясь изоляторами в объеме, обладают бесщелевыми топологически защищенными состояниями на поверхности. В результате этого возможно протекание спин-поляризованного тока. Все эти свойства говорят о возможности использования топологических изоляторов в новых спинтронных и магнитоэлектрических приборах.

Для идентификации объемного и поверхностного вклада в транспортные свойства в работе [2] было приложено давление. Под действием давления сопротивление Bi_2Se_3 растет, т.к. подвижность носителей падает, хотя концентрация носителей заряда растет, тогда как при давлениях более 8 ГПа, образец переходит в полностью металлическое состояние, с изменением кристаллической структуры.

При низких давлениях Bi_2Se_3 имеет ярко выраженную слоистую структуру, представленную на рис. 1. Внутри слоя действует преимущественно ионно-ковалентная связь, в то время как между слоями силы Ван-дер-Ваальса.

Для моделирования поверхности Bi_2Se_3 нами была рассмотрена структура, состоящая из пяти слоев.

В своих расчетах мы использовали формализм функционала плотности, реализованного в программе VASP с включением спин-орбитального взаимодействия. Использовались оптимизированные параметры решетки.

Нами были получены зонные структуры, плотности электронных состояний, а так же идентифицированы топологические электронные состояния при различных давлениях для поверхностного и для объемного образца Bi_2Se_3 .

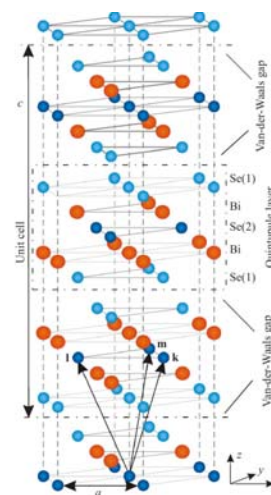


Рис. 1. Элементарная ячейка Bi_2Se_3 .

1. J.E. Moore The birth of topological insulators Nature 464, 194–198 (2010)
2. J.J. Hamlin et al High pressure transport properties of the topological insulator Bi_2Se_3 2012 J. Phys.: Condens. Matter 24 035602
3. H. Zhang, C. Liu, X.-L. Qi et al. Topological insulators in Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 and Sb_2Te_3 with a single Dirac cone on the surface. Nature Physics 5, 438–442 (2009)

Удельное сопротивление и термоэдс монослойного графена большой площадиА.В. Бабичев^{1,2}, В.Э. Гасумянц³, В.Ю. Бутко^{1,2}¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург 194021, Россия² Санкт-Петербургский Академический университет—научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, Санкт-Петербург 194021, Россия³ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург 195251, Россия

В работе представлены результаты исследования кинетических коэффициентов монослойного графена, полученного методом химического осаждения из газовой фазы.

В настоящее время графен рассматривается в качестве одного из материалов для развития полупроводниковой технологии. Для практических применений наиболее широко используются два метода: химическое осаждение из газовой фазы (CVD) (высокая скорость роста и масштабируемость до метровых размеров) и термическое разложение SiC (ThD) (совместимость с кремниевой технологией).

Особенности зонной структуры не позволяют использовать графен для логических транзисторных схем. В свою очередь, он весьма перспективен для СВЧ применений: 1) рекордные значения частот отсечки f_c транзисторных структур в 280 ГГц [1] (ThD метод роста) и 200 ГГц [2] (CVD метод роста) 2) большие плотности тока (около 5 мА/мкм) [1] при толщине в один монослой.

Особенности процесса переноса CVD-графена [3], могут приводить к дополнительному рассеянию носителей заряда (главным образом связанному с разупорядочением на интерфейсе CVD-графена), что сказывается на СВЧ характеристиках транзисторных структур.

Исследование температурных зависимостей удельного сопротивления ρ и коэффициента термоэдс S является эффективным инструментом для выявления механизмов рассеяния носителей заряда. Отметим, $S(T)$ зависимости были ранее исследованы в [4] (ThD метод роста), [5–7] ($T > 300$ K) (CVD-метод роста).

В настоящей работе исследованы кинетические коэффициенты (ρ , S) со всей поверхности образцов монослойного CVD-графена площадью от 4×4 мм² до 10×10 мм², выращенного на медной фольге. Данная техника роста [8] позволяет получить именно монослойный графен благодаря малой растворимости углерода в меди. Все образцы графена были перенесены на стекло-подложку (150 мкм толщина) для исключения возможного вклада тока утечки через тонкий диэлектрик [8]. Перед измерениями образцы отжигались в вакууме и атмосфере азота при 573 K в течении 4 часов.

Комнатные значения удельного сопротивления ρ составляют $(1.7 \div 4.1) \times 10^{-5}$ Ом*см. Отметим, что вплоть до температуры $T = 77.3$ K наблюдается постоянство сопротивления, что может быть связано с малой динамикой уровня Ферми. Ранее нами был получен неметаллический вид $\rho(T)$ зависимости с слабым ростом (величины ρ возрастают на 7–9% при падении температуры с 300 до 77 K) в несколь-

ко слойном (3–4 монослоя, в среднем) CVD-графене, выращенном на никеле. Это отличие может быть связано как с особенностями роста, процесса переноса, так и зонной структурой (возможное открытие узкой зоны).

Измеренные $S(T)$ зависимости образцов монослойного графена демонстрируют металлический тип зависимости с дырочным типом проводимости, пика, связанного с фононным увлечением в исследованном температурном диапазоне (77–300 K) не обнаружено. Комнатные величины коэффициента Зеебека составили $40 \div 50$ мкВ/К. Относительное изменение S при изменении температуры с 300 до 77 K составило 92%, что значительно выше в сравнении со случаем 3–4 слойного графена на никеле (58%), исследованного нами ранее.

К настоящему моменту нет ясной картины как о типе проводимости, так и о виде температурной зависимости коэффициента термоэдс [4, 9] в графене, полученном с помощью одной и той же методики роста, что подтверждает — свойства графена сильно зависят от технологии получения и требуют дальнейшего изучения.

Работа поддержана FP7 Collaborative European Project № 257511 EU-RU.NET, проектом РФФИ № 10-02-00853-а, и программой Президиума РАН на 2012–2014 года.

1. Y.Q. Wu et al., Electron Devices Meeting (IEDM), 2011 IEEE International, 23.8.1–23.8.3 (2012).
2. P. Asbeck, K. Lee and J.-S. Moon, Wireless and Microwave Technology Conference (WAMICON), 2011 IEEE 12th Annual, 1–6 (2011).
3. Yu-Ming Lin et al. IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS, **32** (10), 1343–1345 (2011).
4. X. Wu et al., Applied Physics Letters, **99**, 133102 (2011).
5. A.N. Sidorov et al, Applied Physics Letters, **99**, 013115 (2011).
6. D. Sim et al., J. Phys. Chem. C, **115**, 1780–1785 (2011).
7. N. Xiao et al., ACS Nano, **5** (4), 2749–2755 (2011).
8. X. Li et al., Science, **324**, 1312–1314 (2009).
9. <http://meetings.aps.org/link/BAPS.2011.MAR.D30.2>.

Эффекты сильного межэлектронного взаимодействия в условиях проявления характерных особенностей плотности состояний в температурной зависимости электронной теплоёмкости

В.И. Окулов¹, Е.А. Памятных², Ю.В. Забазнов²

¹ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620990, Россия

² Уральский федеральный университет, Екатеринбург 620083, Россия

Изучены аномальные температурные зависимости электронной теплоёмкости, обусловленные особенностями плотности состояний, и предсказано сильное влияние на них межэлектронного взаимодействия.

Исследование температурной зависимости электронной теплоёмкости служит в качестве одного из самых распространённых низкотемпературных методов анализа электронной структуры твёрдых тел. Широко используется определение плотности состояний электронов с энергией Ферми измерением коэффициента в наблюдаемой линейной температурной зависимости теплоёмкости. Известно также, что в достаточно типичных случаях расположения энергии Ферми в интервалах резкого изменения или вблизи точек определённых особенностей плотности состояний проявляется нелинейность и характерные аномалии температурных зависимостей. Нетрудно понять, что в таких случаях возрастает роль влияния на теплоёмкость межэлектронного взаимодействия, которое может определять в качественном отношении форму упомянутых аномалий. Задача работы, результаты которой представлены в настоящем сообщении, состояла в том, чтобы на характерных примерах развить обобщённое теоретическое описание закономерностей проявления межэлектронного взаимодействия в аномальном поведении электронной теплоёмкости, обусловленном особенностями плотности состояний. Исходным в нашем рассмотрении было общее выражение для электронной теплоёмкости, полученное в рамках развитого ранее квантового ферми-жидкостного подхода [1]. С помощью численного анализа возможного появления различных типов аномалий температурных зависимостей теплоёмкости нами проведено исследование для двух распространённых вариантов осуществления особого вида электронной плотности состояний.

Слабовозбуждённые состояния электронной системы рассматриваются как одночастичные, характеризующиеся в отсутствие спиновой поляризации орбитальной энергией E , функцией $F(E, E')$, характеризующей межэлектронное ферми-жидкостное взаимодействие, плотностью состояний $g(E)$ и равновесной функцией распределения — функцией Ферми $f(E)$. Считаем температуру T в единицах энергии малой по сравнению с энергией Ферми, и энергию E отсчитываем от энергии Ферми.

Первый вариант особого вида плотности состояний характеризуется понятием узкой полосы, когда электроны заполняют состояния в полосе энергий, ширина которой 2Γ значительно меньше масштаба изменения плотности состояний на границе заполнения $E=0$. В этом случае функцию

$F(E, E')$ естественно считать также медленно изменяющейся. Как показано в работе, роль параметра, характеризующего межэлектронное взаимодействие, играет смешанная производная $\Phi = \partial^2 F(E, E') / \partial E \partial E'$ при $E = E' = 0$. Теплоёмкость при этом имеет вид

$$c = c_0 / (1 + \Phi c_0 T),$$

где c_0 — теплоёмкость без учёта взаимодействия, определяемая равенствами

$$Tc_0 = K_2 - K_1^2 / K_0$$

$$K_n = \int dE E^n g(E) [4Tch^2(E/2T)]^{-1}$$

В пределе $T \gg \Gamma$ получается простой известный результат $c = \pi^2 g(0) T / 3$, а при температурах, сравнимых с Γ и более низких, температурные зависимости электронной теплоёмкости становятся аномальными, немонотонными. Характер немонотонности проанализирован для различных моделей плотности состояний. Показано, что принципиально важная роль межэлектронного взаимодействия состоит в том, что оно обеспечивает сильное спадание или, наоборот, значительное возрастание с ростом температуры.

Другой вариант особенности плотности состояний состоит в существовании особой точки и интервала резкого изменения шириной 2Γ . В этом случае аномалии возникают при расположении энергии Ферми в упомянутом интервале. Плотность состояний тогда можно представить в виде суммы $g_c + g_a(E)$, где g_c — плавная часть, моделируемая константой, а $g_a(E)$ — сильно изменяющаяся функция, описывающая особенность. В функции $F(E, E')$ соответственно выделяются аппроксимируемые константами вклады F_c , F_a , F_{ca} , относящиеся к состояниям плавного и резкого изменения и их смешиванию. Теплоёмкость представляется в виде суммы от вклада плавной части плотности состояний $\pi^2 g_c T / 3$ и аномального вклада

$$c_a = T g_c \{ K_2 - K_1^2 (1 + A) [1 + (1 + A) K_0]^{-1} \},$$

в котором роль межэлектронного взаимодействия описывается константой $A = F_c + F_a + 2F_{ca}$, а в функциях K_n заменяется $g(E)$ на $g_a(E) / g_c$. Температурная зависимость аномальной части теплоёмкости имеет резко немонотонный характер в случае, когда плотность состояний имеет пик.

1. В.И. Окулов, Е.А. Памятных, В.П. Силин, ФНТ, **35**, 891 (2009).

Влияние интерфейса на низкотемпературный транспорт в углеродных нанотрубках и родственных структурах

В.Ю. Бутко^{1,2}, А.В. Фокин¹, В.Н. Неведомский¹, Ю.А. Кумзеров¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия

² Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия

В работе представлены результаты низкотемпературных исследований транспортных свойств, углеродных нанотрубок и полевых транзисторов на органических молекулярных материалах, связанных с наличием интерфейса.

В последнее время значительно возрос интерес к органической и молекулярной наноэлектронике на основе материалов, в которых углерод находится в sp^2 гибрилизированном состоянии. К таким материалам, в частности, относятся графен, ароматические молекулярные кристаллы и разнообразные типы углеродных наноструктур [1–7]. В силу гибкости и других необычных свойств эти материалы перспективны для создания нового поколения электронных устройств, таких как полевые транзисторы, большеформатные гибкие дисплеи, биомикросхемы, солнечные батареи и т.д.

Данная работа посвящена изучению особенностей низкоразмерного транспорта, связанных с наличием интерфейса в углеродных нанотрубках и полевых транзисторах на органических молекулярных кристаллах.

Особенностью применяемого подхода для органических молекулярных материалов является изучение монокристаллов, что обеспечивает большую эффективность в определении свойств материала по сравнению с исследованиями менее упорядоченных плёночных образцов. В ходе исследования нами обнаружена универсальная для разных молекулярных кристаллов экспоненциальная зависимость от энергии плотности электронных состояний вблизи порога подвижности на границе раздела с изолятором затвора. Продемонстрировано, что эти состояния, определяющие подвижность электронного газа, связаны со смещениями молекул на интерфейсе, соизмеримыми по величине с тепловыми молекулярными колебаниями. Установление этих закономерностей с использованием результатов низкотемпературных измерений является основой для дальнейшего совершенствования органических молекулярных полевых транзисторов с повышенной подвижностью, которая по нашим оценкам может достигать $50\text{--}100\text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

Кроме того, проводилось низкотемпературное исследование транспортных свойств углеродных нанотрубок, полученных с помощью разработанного нами нового пиролизного метода их выращивания в каналах диэлектрических матриц. Результаты, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения, свидетельствуют об упорядоченной структуре выращенных углеродных нанотрубок с межплоскостным атомным расстоянием, равным 3.6 Å. Было показа-

но, что длина этих нанотрубок может достигать, по крайней мере, 10 мкм, что существенно больше, чем длина углеродных нанотрубок, получаемых с помощью других методов их роста в пористых диэлектрических матрицах. Низкотемпературные транспортные исследования получаемых углеродных наноструктур демонстрируют квазиметаллическую температурную зависимость для наиболее проводящих образцов. Наблюдаемые температурные зависимости проанализирована с точки зрения интерфейсных эффектов.

Авторы благодарны А.Ю. Егорову, А.В. Бабичеву, В.Э. Гасумянцу, А.А. Сысоевой, Е.В. Никитиной и И.А. Измайловой за помощь в работе. Работа поддержана проектами РФФИ № 10-02-00853-а и 11-02-0739-а, FP7 Collaborative European Project № 257511 EU-RUNET, программой Президиума РАН и PHANTASY.

1. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov, Electric field effect in atomically thin carbon films, *Science*, 306,666, (2004).
2. T. Durkop, S.A. Getty, E. Cobas, M.S. Fuhrer, Extraordinary mobility in semiconducting carbon nanotubes, *Nano Lett.* 4, 35–39, (2004).
3. F.N. Ishikawa, H. Chang, K. Ryu, P. Chen, A. Badmaev, L. Gomez De Arco, G. Shen, C. Zhou, Transparent electronics based on transfer printed aligned carbon nanotubes on rigid and flexible substrates, *ACS NANO*, v.3, 1, 73–79, (2009).
4. Дьячков П.Н. «Углеродные нанотрубки: строение, свойства, применения», Бином ЛЗ, 293 с. (2006).
5. V. Podzorov, V.M. Pudalov, M.E. Gershenson, “Field Effect Transistors on Rubrene Single Crystals with Parylene Gate Insulator”, *Applied Physics Letters*, vol. 82, No. 11, 1739, (2003).
6. V.Y. Butko, X. Chi, D.V. Lang and A.P. Ramirez “Field Effect Transistor on Pentacene Single Crystal” *Applied Physics Letters*, v.83, 23, 4773–4775 (2003).
7. V.Y. Butko, J.C. Lashley A.P. Ramirez, “Low-temperature field effect in a crystalline organic material”, *Physical Review B* 72 (8), 081312 (2005).

О проявлении особенностей электронного спектра Мо в физических характеристиках

Т.А. Игнатьева¹, А.Н. Великодный¹, А. Харченко²¹ ННЦ «Харьковский физико-технический институт», ул. Академическая 1, Харьков, 61108, Украина² Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины, ул. Ак. Проскуры 12 Харьков, 61085, Украина

В работе представлены результаты исследований температурной зависимости электронной подвижности Мо и особенностей взаимодействия электромагнитного излучения с монокристаллом Мо.

Согласно теоретическим расчетам, в электронном спектре Мо вблизи уровня Ферми имеется две критические точки. $\epsilon_{c1} < \epsilon_F < \epsilon_{c2}$. Зазор между энергией Ферми ϵ_F и критической ϵ_{c2} , определенный как параметр при теоретической обработке экспериментальных данных по исследованию электронно-топологических переходов (ЭТП) в Мо под действием давления и примеси Re составил ~ 17 мэВ.

В общем случае, при ЭТП присутствуют одновременно, как условия ЭТП, так и условия перехода металл-диэлектрик – пересечение уровнем Ферми дна новой зоны в направлении $\epsilon(k)$ где имеется узкий зазор $\epsilon_F - \epsilon_{c1}$. При ЭТП, как следствие, на краю спектра (дно зоны) появляются локальные уровни — переход металл-диэлектрик.

Этот факт можно сопоставлять с появлением квазидискретного спектра малой электронной группы на фоне сплошного спектра свободных электронов, что приводит к изменению динамики движения электронов и проявляется в особенностях кинетических характеристик.

Для Мо имеются две возможности:

- 1) заполнение новой зоны при условии $\epsilon_{c1} = \epsilon_F$, когда появляется новая полость поверхности Ферми под действием примеси Re;
- 2) зарождение малой электронной линзы в чистом Мо при $\epsilon_{c1} = \epsilon_F$

При исследовании температурной зависимости удельной проводимости монокристалла Мо с остаточным сопротивлением $R_{4,2K}/R_{300K} = 4,5 \cdot 10^{-4}$ наблюдали экспоненциальное снижение проводимости в интервале температур до ~ 50 К с последующим переходом к более слабой степенной зависимости и выходом на насыщение [1].

Этот результат согласуется с поведением подвижности электронов Мо в этом же интервале температур (Рис. 1). Результаты были получены из независимых экспериментов по эффекту Холла в Мо, которые использовались для расчета температурной зависимости подвижности электронов Мо. Из приведенных зависимостей видно, что температура ~ 50 К является пороговой для проводимости и подвижности электронов, когда происходит смена одного механизма переноса заряда другим — от экспоненты к независимому от температуры.

И, наконец, взаимодействие электромагнитного излучения в диапазоне частот 20–40 ГГц показали нетривиальный результат для металла.

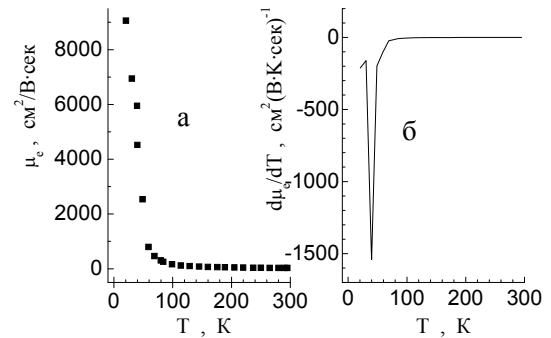


Рис. 1. Электронная подвижность (а) Мо и ее производная (б), как функции температуры.

В монокристалле Мо наблюдали два резонансных пика при частотах ~ 30 и ~ 38 ГГц при регистрации коэффициента прохождения через исследуемый объект (Рис. 2).

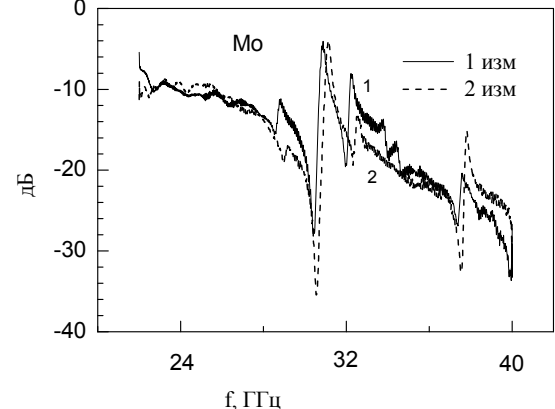


Рис. 2. Коэффициент прохождения СВЧ излучения через монокристалл Мо

Этот результат находится в соответствии с приведенными особенностями кинетических свойств Мо и качественно, по нашим предположениям, отражает наличие диэлектрических щелей, обусловленных зазорами между энергиями Ферми и критическими точками электронного спектра Мо.

1. T.A. Ignatyeva, International Scientific Journal Semiconductor Physics Quantumelectronics and Optoelectronics, 14, №4, 482 (2011)

Влияние поверхностных состояний на магнитные квантовые осцилляции в монокристаллических нанонитях Bi

Л.А. Конопко^{1,2}, А.А. Николаева^{1,2}, Т.Е. Хубер³, Ж.-Ф. Ансермет⁴

¹ Институт электронной инженерии и нанотехнологий им. Д. Гицу, АНМ, Кишинев MD-2028, Молдова

² Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав 53-421, Польша

³ Химический факультет, Ховард Университет, Вашингтон, DC 20059, США

⁴ Институт физики конденсированного состояния, EPFL, 1015 Лозанна, Швейцария

Настоящая работа посвящена экспериментальным исследованиям эквидистантных в прямом магнитном поле квантовых размерных осцилляций поперечного магнитосопротивления (МС) висмутовых монокристаллических нанонитей с диаметром $d < 80$ нм. Осцилляции наблюдались при гелиевых температурах во всем диапазоне магнитных полей вплоть до 14 Тл, причем период осцилляций не зависел от ориентации поперечного магнитного поля и, также как и для продольного магнитного поля, определялся диаметром образца.

Висмут особенно благоприятный материал для изучения электронных свойств квантовых проволок из-за малой эффективной массы и высокой подвижности носителей. За счет эффекта размерного квантования в нанонитях уменьшается перекрытие зон и наблюдается переход полуметалл – полупроводник (ПМП). Согласно расчетам [1] ПМП будет происходить при диаметре $d \approx 55$ нм для нанонитей с ориентацией вдоль тригонального направления. Поверхность Bi содержит поверхностные состояния с концентрацией носителей $\Sigma \sim 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и с большой эффективной массой $m_\Sigma \sim 0.3 m_0$ [2]. Из-за высокой плотности поверхностных состояний с сильным Рашба спин-орбитальным взаимодействием и ПМП нанонити Bi с диаметром $d < 100$ нм при низких температурах можно рассматривать как эффективные нанотрубки. В продольном МС в монокристаллических нанонитях Bi с диаметром $d < 100$ нм были обнаружены осцилляции Аронова–Бома (АБ) [3, 4] с периодами пропорциональными h/e и $h/2e$, причем в осцилляциях $h/2e$ было обнаружено проявление фазы Берри.

Образцы нанонитей были изготовлены по технологии Улитовского высокочастотным литьем из жидкой фазы в стеклянный капилляр и представляли собой цилиндрические монокристаллы в стеклянной изоляции с (1011) ориентацией вдоль оси нити. В этой ориентации тригональной ось C_3 отклонена от оси нити на угол $\sim 70^\circ$, а одна из бинарных осей C_2 перпендикулярна к оси нити.

На рис. 1 представлены зависимости осциллирующих частей производных поперечного МС при температуре $T=1.5$ К для нити Bi диаметром $d=45$ нм при различных углах θ ориентации магнитного поля относительно оси C_3 . Видно, что период осцилляций, равный $\Delta B = 1.85$ Т, не зависит от ориентации магнитного поля, при этом в продольном МС наблюдались осцилляции с периодами $\Delta B_1 = 2.12$ Т и $\Delta B_2 = 1.28$ Т. В нанонити Bi $d=58$ нм период осцилляций поперечного МС был равен $\Delta B = 1.54$ Т; в продольном МС были обнаружены два периода осцилляций $\Delta B_1 = 1.36$ Т и $\Delta B_2 = 0.82$ Т. Можно сказать, что существуют эквидистантные по прямому магнитному полю осцилляции поперечно-

го МС с периодом $\Delta B \approx \Phi_0/S = (h/e)/(\pi d^2/4)$ в условиях, когда магнитный поток через цилиндр $\Phi=0$. Амплитуда осцилляций зависит от угла θ , она минимальна при $\theta=0$ и возрастает с увеличением угла.

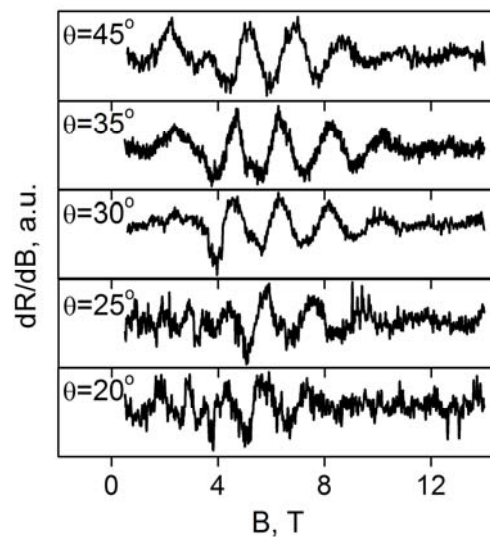


Рис. 1.

Bi не является топологическим изолятором, однако, согласно работе Мураками [5], в бислоях Bi Z_2 топологическое число нечетно и определяет стабильность состояния квантового спин Холл эффекта по краям слоев. Мы предполагаем возможность возникновения осцилляций АБ в поперечном МС за счет самоорганизации стеков бислоев Bi с возникновением последовательно соединенных замкнутых траекторий.

Работа выполнена при поддержке SCOPES гранта IZ73Z0_127968 и гранта АНМ 11.836.05.05А

1. Y. Lin, X. Sun, M.S. Dresselhaus. Phys. Rev. B **62**, 4610 (2000).
2. P. Hofmann. Prog. Surf. Sci. **81**, 191 (2006).
3. A. Nikolaeva et al., Phys. Rev. B **77**, 075332 (2008).
4. L. Konopko, T. Huber, A. Nikolaeva, J. Low Temp. Phys. **162**, 524 (2011).
5. S. Murakami, Phys. Rev. Lett. **97**, 236805 (2006).

Локальная диамагнитная восприимчивость квазидвумерного графитаЕ.Г. Николаев¹, А.С. Котосонов², В.И. Цебро³¹ *Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва 119334, Россия*² *ОАО «НИИГрафит», Москва 111524, Россия*³ *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119334, Россия*

Методом ЯМР на ^{13}C исследована локальная намагниченность квазидвумерного графита, магнитные свойства которого описываются в рамках модели дираковских фермионов. Наблюдаемый широкий спектр ЯМР указывает на большой разброс размеров кристаллитов в этой системе. Показано, что восприимчивость отдельных кристаллитов может достигать величины $-1.3 \cdot 10^{-4}$ СГСМ/г, что в несколько раз превышает соответствующие значения для высокоориентированного графита.

В настоящее время опубликовано большое число работ по исследованию транспортных свойств графена, вместе с тем экспериментальная информация о его магнитных свойствах крайне ограничена. Это связано в первую очередь с очень малой массой образцов, что затрудняет прямое измерение намагниченности, а также с другими причинами. Так в работе [1], где с помощью СКВИД-магнитометра измерялась намагниченность образца, состоящего из большого числа отдельных графеновых листков, корректно определить собственную диамагнитную восприимчивость графена при низких температурах не удалось из-за большого парамагнитного вклада локализованных магнитных моментов. Использование локальных методов, например ЯМР, наряду с проблемой чувствительности ограничено тем обстоятельством, что для такого плоского объекта как лист графена размагничивающий фактор для ориентации магнитного поля перпендикулярно плоскости листа равен единице, что приводит к полной компенсации вклада в локальное поле от намагниченности образца. Вместе с тем уже довольно давно известен углеродный материал — квазидвумерный графит (КДГ), существующий в виде больших объемных образцов и позволяющий получить представление о магнитных свойствах графена. В [2] было установлено, что величина восприимчивости вдоль оси c для лучших образцов КДГ составляет $-7.5 \cdot 10^{-5}$ СГСМ/г при 4.2 К, что является рекордным значением после сверхпроводников. В этой работе было показано, что температурную зависимость χ_c в широком диапазоне температур можно достаточно хорошо описать с помощью формулы для отдельной графитовой плоскости, впервые предложенной Мак-Клором [3] и модифицированной с учетом размытия линейного энергетического спектра вблизи дираковской точки за счет рассеяния электронов на структурных дефектах. В КДГ в отличие от монокристаллического графита отсутствует азимутальное упорядочение слоев вдоль оси c . Важная роль взаимной ориентации углеродных слоев была подтверждена расчетами зонной структуры для многослойного графена [4, 5]. В этих работах было показано, что при отсутствии азимутального упорядочения слоев также реализуется линейный закон дисперсии, характерный для дираковских безмассо-

вых фермионов и определяющий целый ряд аномальных свойств графена, в том числе и поведение восприимчивости, рассмотренное в [3]. В работе [6] отмечено, что система, состоящая из бездефектных разориентированных графеновых слоев, при низких температурах должна обладать практически идеальным диамагнетизмом. Следует однако отметить, что в случае квазидвумерного графита наличие большого числа структурных дефектов по видимому является принципиальным, так как благодаря им удастся реализовать структуру, в которой отсутствует корреляция между соседними углеродными плоскостями. Однако наличие дефектов ограничивает размер кристаллитов в КДГ, что в свою очередь ограничивает величину магнитной восприимчивости.

В настоящей работе методом ядерного магнитного резонанса была исследована локальная намагниченность в образце квазидвумерного графита при 4.2 К, что дало возможность получить представление о распределении кристаллитов по размеру и оценить максимальное значение локальной магнитной восприимчивости для данного образца. КДГ был получен путем осаждения продуктов пиролиза углеводородов при 2100°C на плоскую подложку и представлял собой поликристаллическую пластину, в которой кристаллиты выстроены так, что углеродные слои ориентированы преимущественно параллельно плоскости подложки и, следовательно, ось текстуры совпадает с нормалью к плоскости. Рентгеноструктурное исследование показало, что текстурный параметр $\langle \sin^2 \Theta \rangle$ составляет 0.097 (Θ — угол между осью c кристаллитов и осью текстуры). Измерение намагниченности образца с помощью баллистического магнитометра дало величину восприимчивости χ_c при 4.2 К с учетом текстурной поправки $-5.63 \cdot 10^{-5}$ СГСМ/г.

Образец для ЯМР был вырезан в форме длинного цилиндра с осью, перпендикулярной оси текстуры. На рис. 1 показан спектр ЯМР ^{13}C образца КДГ для ориентации магнитного поля параллельно оси текстуры ($T = 4.2$ К, $H = 21$ кЭ). Для сравнения на этом же рисунке приведен спектр высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ) для $H \parallel c$. Как видно из рисунка, спектр КДГ существенно шире и имеет заметно больший диамагнитный сдвиг по сравнению с ВОПГ. В графите для

ориентации магнитного поля перпендикулярно углеродным слоям ($H \parallel c$) единственным существенным вкладом в сдвиг является диамагнитный вклад $\delta_c = 4\pi(1-D)\chi_c/\rho$, обусловленный макроскопической намагниченностью среды [7]. С учетом размагничивающего фактора $D=1/2$ для длинного цилиндра поперек поля $\chi_c = \delta_c/2\pi\rho$ ($\rho = 2.2 \text{ г/см}^3$ — плотность образца). Верхняя шкала на рис. 1 проградуирована в значениях восприимчивости, рассчитанных по этой формуле.

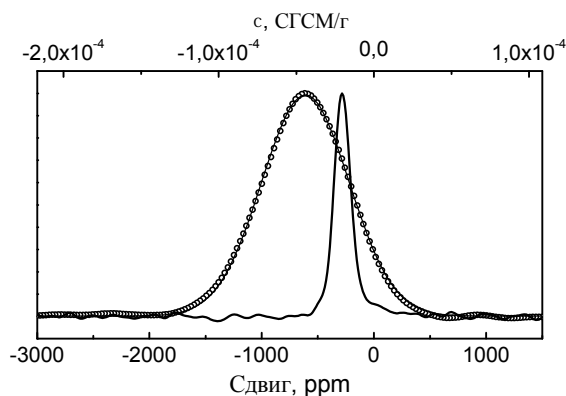


Рис.1 Спектры ЯМР квазидвумерного графита, эксперимент (○) и аппроксимация гауссовой формой (—), и высокоориентированного графита, эксперимент (—).

Вклад в уширение спектра ЯМР в КДГ должна давать разориентация кристаллитов относительно оси текстуры, так как восприимчивость графита сильно зависит от ориентации углеродных плоскостей относительно магнитного поля. Однако оценка с использованием текстурного параметра дает величину 39 ppm, что намного меньше наблюдаемой ширины, составляющей 920 ppm. Следует отметить, что спектр исследованного образца КДГ с хорошей точностью имеет гауссову форму (см. рис. 1), что можно рассматривать как указание на статистическую природу уширения. Наиболее вероятной причиной такого уширения является большой разброс размеров кристаллитов в исследованном образце. В [2] показано, что величина восприимчивости КДГ при низких температурах обратно пропорциональна температуре Ферми, которая в свою очередь связана с числом носителей в системе. Как отмечено в [8], в КДГ основным источником носителей являются дислокационные границы двумерных кристаллитов, причем на каждый кристаллит приходится по одному дырочному носителю. В результате существует однозначная зависимость между средним размером кристаллитов в плоскости и температурой Ферми, а, следовательно, и диамагнитной восприимчивостью образца при низких температурах. В соответствии с [2] величина T_F для исследованного образца КДГ, оцененная из восприимчивости при 4.2 К, составляет 290 К. Средний размер кристаллитов, определенный по формуле $L_D = 1.48 \cdot 10^4/T_F \text{ нм}$ [8], равен 51 нм. Пола-

гая, что соответствие между размером кристаллитов и восприимчивостью справедливо и на локальном уровне, можно заключить, что наблюдаемый спектр ЯМР, отражающий распределение значений локальной восприимчивости в образце, характеризует и распределение кристаллитов по размерам. В таком случае левый край спектра соответствует кристаллитам максимального размера порядка 120 нм с восприимчивостью $\chi_c \approx -1.3 \cdot 10^{-4} \text{ CGSM/г}$ при 4.2 К. Следует отметить, что приведенные рассуждения не учитывают влияние размагничивающих полей отдельных кристаллитов, которое может играть заметную роль в такой неоднородной системе как КДГ (отчасти из-за этого по-видимому правый край спектра попадает в область положительных сдвигов). Однако этот фактор будет только уменьшать измеряемую в нашем случае методом ЯМР локальную намагниченность, так что значение восприимчивости для кристаллитов максимального размера можно рассматривать как оценку снизу. Таким образом, локальная восприимчивость в отдельных кристаллитах исследованного нами образца КДГ как минимум вдвое превышает среднюю восприимчивость лучшего по величине χ_c образца из работы [2] и в несколько раз превышает соответствующие значения для высокоориентированного графита. Можно полагать, что усовершенствование методов синтеза квазидвумерного графита позволит получить материал с существенно большим размером кристаллитов и, соответственно, с еще большими значениями диамагнитной восприимчивости.

Работа поддержана программой Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред». Авторы выражают благодарность сотрудникам Института металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН В.Ф. Шамраю и В.П. Сиротину за рентгеновское исследование текстуры образца.

1. M. Sepioni et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 207205 (2010).
2. А.С. Котосонов, Письма в ЖЭТФ **43**, 30 (1986).
3. J.W. McClure, Phys. Rev. **104**, 666 (1956).
4. J.M.B. Lopes dos Santos, N.M.R. Peres, and A.H. Castro Neto, Phys. Rev. Lett. **99**, 256802 (2007).
5. S. Latil, V. Meunier, and L. Henrard, Phys. Rev. B **76**, 201402 (2007).
6. Y. Ominato, and M. Koshino, arXiv:1201.6467.
7. C. Goze-Bac et al., Carbon **40**, 1825 (2002).
8. А.С. Котосонов, ФТТ **33**, 2616 (1991).

S

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
ВОПРОСЫ
СВЕРХПРОВОДИМОСТИ
(ИСКЛЮЧАЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНУЮ)

Вихревая структура, роль допирования и пиннинг в железосодержащих сверхпроводниках

Л.Я. Винников¹, А.Г. Трошина¹, И.С. Вещунов¹, J. Analytis², I. Fisher², D.L. Sun³, C.T. Lin³, L. Fang⁴, U. Welp⁴, Wai K. Kwok⁴, M. Baziljevich⁵, Y. Eshurun⁵

¹ Институт физики твёрдого тела, Черноголовка, 142432, Россия

² Stanford University, Stanford, California, USA

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

⁴ Argonne National Laboratory, IL 60439, USA

⁵ Bar-Ilan University, Ramat Gan, Israel

Исследованы монокристаллы железосодержащих сверхпроводников типов 11 и 122 (FeSeTe и Ba(FeAs)₂ легированных фосфором. Вихревая структура изучалась с помощью метода декорирования. Впервые на передопированных фосфором монокристаллах наблюдаются крупные домены треугольной вихревой решётки. Обсуждается влияние допирования на пиннинг в монокристаллах железосодержащих сверхпроводников.

Железосодержащие сверхпроводники привлекают внимание рядом необычных особенностей, среди которых важное место занимает их вихревая структура. Как было обнаружено в [1,2] монокристаллах типа 122-Ba(Fe_xCo_{1-x})₂As₂, 1111 (SmFeAsO_{1-x}F_x) и даже 11 (FeSeTe) [3] не наблюдалась регулярная треугольная решётка Абрикосовских вихрей.

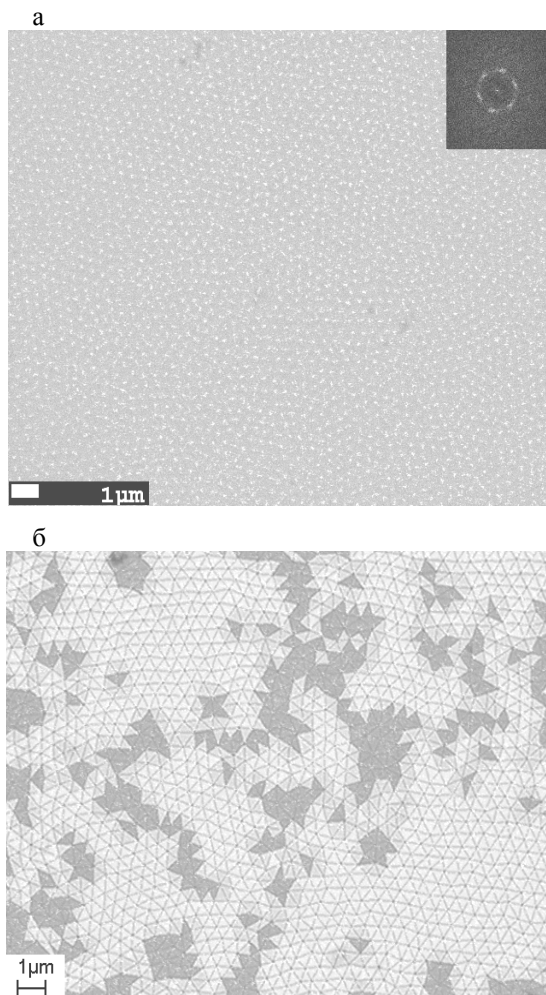


Рис. 1 Вихревая структура в монокристалле BaFe₂(As_{1-x}P_x) в магнитном поле 80 Т (T_c=18 K)

В [1,2] было высказано предположение о внутренне присущем (intrinsic) механизме пиннинга в этих монокристаллах. В работе [4] приводятся убедительные аргументы, что механизм пиннинга в железосодержащих сверхпроводниках обусловлен флуктуациями плотности допирующего элемента.

В настоящей работе исследованы монокристаллы BaFe₂(As_{1-x}P_x) с разным уровнем допирования фосфором, выращенные в трёх разных лабораториях. Вихревая структура исследовалась с помощью высокоразрешающего метода декорирования магнитными нано-частицами [5]. Оптимально допированные образцы (x ≈ 0.4) имели максимальную критическую температуру сверхпроводящего перехода T_c ≈ 30 K, а передопированные до T_c ≈ 14 K.

Декорирование проводилось при температурах T_d ≤ 6 K в режиме замороженного потока (field cooling — FC) в полях до 200 Э перпендикулярном базисной плоскости. Визуализировались картины декорирования после отогрева образцов в камере до комнатной температуры в сканирующем электронном микроскопе.

На Рис. 1,а представлена вихревая структура в монокристалле передопированного образца BaFe₂(As_{1-x}P_x) с T_c ≈ 18 K в магнитном поле 80 Э. На вставке показан Фурье-образ, с явно выраженными шестью максимумами, свидетельствующими о наблюдении регулярной треугольной вихревой решётки на значительной части картины. На Рис.1,б этот же рисунок показан после компьютерной обработки с помощью Делоне триангуляции. Светлые области соответствуют ситуации, когда каждый вихрь имеет 6 ближайших соседей, а тёмные («дефектные») области, когда координационное число отличается от 6, при этом серые области соответствуют координационному числу 5 или 7, а чёрные — остальным случаям. Дефекты в решётке вихрей чаще всего расположены по границам доменов (Рис. 2), что позволяет оценить их размер. Если принять за меру совершенства вихревой решётки отношение площади светлых областей к общей площади для картин декорирования с Делоне триангуляцией, то не наблюдалось тенденции увеличения совершенства (размера доменов) с ростом кон-

центрации фосфора в передопированных образцах. Так это отношение составляло ~ 0.3 и 0.45 для образцов с T_c равным 14K и 18K , соответственно. Для оптимально допированных образцов с $T_c \approx 30\text{K}$ это отношение было менее 0.3 (Рис. 3). По предварительным данным оценки силы пиннинга с помощью магнетооптической методики критический ток для оптимально допированных монокристаллов, был на уровне $\sim 10^6 \text{ A/cm}^2$. Качественно результаты наблюдений вихревых структур совпадают для исследованных монокристаллах из трёх лабораторий.

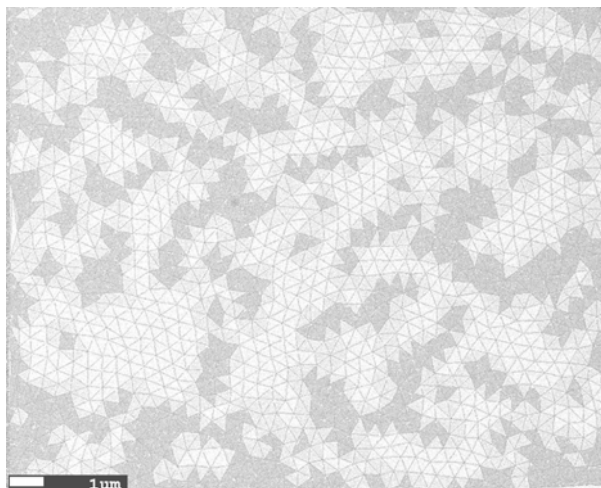


Рис. 2 Вихревая структура (Делоне триангуляция) передопированного монокристалла ($T_c \approx 14\text{K}$) в магнитном поле 100 T .

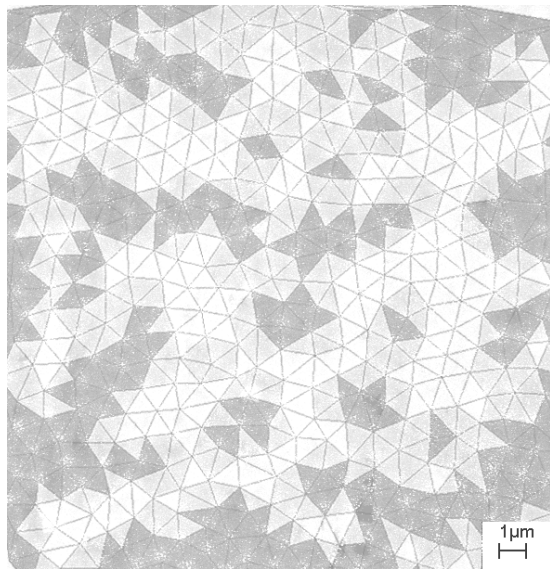


Рис. 3 Вихревая структура (Делоне триангуляция) в оптимально допированном монокристалле ($T_c = 30\text{K}$) в магнитном поле 20 T

Основным результатом представляется наблюдение достаточно больших упорядоченных областей (доменов) с регулярной треугольной решёткой, где размер доменов составляет несколько десятков периодов вихревой решётки (Рис. 1) в монокри-

сталлах допированных фосфором. В других монокристаллах пниктидов [1,2] и халькогенидах с ионами железа [3] этот размер составлял только несколько периодов вихревой решётки. Если полагать, что домен даёт представление о величине корреляционного радиуса R_c в модели коллективного пиннинга [6], можно понять центральную роль допирования в механизме пиннинга в рассматриваемом классе железосодержащих сверхпроводников. Согласно модели [4], пиннинг в монокристаллах обусловлен флуктуациями плотности допирующего иона на масштабах параметра кристаллической решётки, соизмеримых с длиной когерентности в этих сверхпроводниках, при этом важную роль играет зарядовое состояние ионов.

Работа поддержана грантом 11-02-92480-МНТИ-РФФИ.

1. M.R. Eskildsen, L.Ya. Vinnikov, T.D. Blasius, et al., Phys. Rev. B 79, 100501(R) (2009); Physica C 469, 529 (2009).
2. Н.Д. Жигadlo, Я. Карпински, П. Попович, Г.Л. Сун, Ч.Т. Лин, А.В. Борис, Письма в ЖЭТФ, 90:4 (2009), 325–329
3. Л.Я. Винников, А.В. Радаев, И.С. Вещунов, А.Г. Трошина, Ю. Лиу, Ч.Т. Лин, А.В. Борис, Письма в ЖЭТФ, 93:5 (2011), 317–320
4. Cornelis J. van der Beek, Marcin Konczykowski, Shigeru Kasahara, Takahito Terashima, Ryuji Okazaki, Takasada Shibauchi, and Yuji Matsuda, Phys. Rev. Lett. 105, 267002 (2010)
5. L.Ya. Vinnikov, I.V. Grigor'eva, and L.A. Gurevich, The Real Structure of Superconductors, Springer Series in Materials Science, Vol. 23, Ed. by V. Sh. Shekhtman (Springer, Berlin, Heidelberg, 1993), p. 89.
6. G. Blatter et al., Rev. Mod. Phys. 66, 1125 (1994).

Аномальный поверхностный импеданс в случае сверхпроводимости, нечётной по частоте

Y. Asano¹, A.A. Golubov², Я.В. Фоминов³, Y. Tanaka⁴

¹ Hokkaido University, Sapporo 060-8628, Japan

² University of Twente, 7500 AE, Enschede, The Netherlands

³ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау, Черноголовка 142432, Россия

⁴ Nagoya University, Nagoya 464-8603, Japan

Изучена неоднородная сверхпроводящая система, состоящая из p -волнового триплетного сверхпроводника, на поверхность которого нанесена тонкая (с толщиной порядка длины когерентности) плёнка диффузного нормального металла. Недавно было предсказано [1], что в такой системе в нормальной плёнке наводится необычная сверхпроводимость, имеющая нечётную зависимость от мацубаровской частоты [2,3]. Необычная частотная зависимость должна проявляться в динамических характеристиках системы. Чтобы обнаружить такой эффект, нами был исследован динамический отклик нечётных по частоте куперовских пар (индуцированных в нормальном металле в силу эффекта близости) на электромагнитное поле и вычислен поверхностный импеданс $Z = R - iX$.

В обычных сверхпроводниках при низких температурах и частотах диссипация подавлена, что соответствует соотношению $R \ll X$. В противоположность этому оказалось, что поверхностный импеданс в спин-триплетных системах с эффектом близости демонстрирует аномальное поведение, приводящее к соотношению $R > X$ при низких частотах. Это необычное соотношение является именно результатом проникновения в нормальный металл нечётных по частоте сверхпроводящих корреляций и отражает формально отрицательную плотность куперовских пар (т.е., строго говоря, противоположный обычному знак связи между сверхтоком и векторным потенциалом). Хотя аномальное поведение импеданса показано в рамках конкретной модели, качественная картина эффекта основана на симметричных (по частоте) соображениях, поэтому эффект должен быть общим для систем, в которых возникает нечётная по частоте сверхпроводимость [3].

Доклад основан на работе [4].

1. Y. Tanaka and A.A. Golubov, Phys. Rev. Lett. **98**, 037003 (2007).
2. В.Л. Березинский, Письма в ЖЭТФ **20**, 628 (1974).
3. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
4. Yasuhiro Asano, Alexander A. Golubov, Yakov V. Fominov, and Yukio Tanaka, Phys. Rev. Lett. **107**, 087001 (2011).

Низкотемпературная сверхпроводимость с кулоновским отталкиванием

В.В. Кабанов¹, А.С. Александров^{1,2}

¹ Институт Ёзефа Стефана, Любляна, Словения

² Университет Лафборо, Лафборо, Великобритания

Рассматривается куперовское спаривание электронов с конечным орбитальным моментом пары в результате экранированного кулоновского отталкивания. Показано, что в p- и d- каналах прямое кулоновское отталкивание и обменное притяжение имеют одинаковый порядок. Это приводит к существенному подавлению эффекта Кона–Латтинжера и невозможности спаривания в этих каналах в области применимости теории возмущений.

В последнее время широкий резонанс получили работы по нефононным механизмам сверхпроводимости. В частности, в серии работ Скалапино и Кивелсона с соавторами, следуя оригинальному предложению Кона и Латтинжера (КЛ) [1], утверждается, что влияние Ван Хововской особенности в электронном спектре металлов может в значительной степени усилить сверхпроводимость в каналах с малыми орбитальными моментами результате Хаббардовского отталкивания ($L=1,2$) [2,3,4].

Обоснование этой концепции восходит к работе [1], где было показано, что электроны в металле неустойчивы по отношению к куперовскому спариванию с большими моментами ($l \gg 1$) при наличии слабого короткодействующего отталкивания между электронами. Такое спаривание возможно за счет того, что многочастичные эффекты перенормируют взаимодействие между электронами, приводя к эффективному притяжению в каналах с большими орбитальными моментами. КЛ эффект является слабым (оценка критической температуры дает $T_c < 0.1\text{K}$). Более того, в двумерном случае эффект отсутствует вообще и появляется только при учете несферичности Ферми-поверхности [5].

В подавляющем большинстве случаев КЛ эффект изучается при наличии короткодействующего потенциала отталкивания (модель Хаббарда). В этом случае неприводимые диаграммы второго порядка приводят к конечному радиусу взаимодействия (обменное взаимодействие) и как результат к притяжению в каналах с конечными орбитальными моментами.

Здесь мы покажем, что реальное экранированное кулоновское взаимодействие приводит к появлению отталкивания в каналах с конечным орбитальным моментом и к невозможности сверхпроводимости в p- и d- каналах. В отличие от предыдущих работ мы рассмотрим отталкивание вида:

$$V(q) = 4\pi e^2 / (q^2 + \kappa^2)$$

в 3х мерном случае и

$$V(q) = 2\pi e^2 / (q + \kappa)$$

в 2х мерном случае, где κ - обратная длина экранирования. Для выяснения роли эффекта экранировки мы предположим, что $\kappa \gg k_F$, где k_F - волновой вектор Ферми. В этом пределе неприводимые диаграммы второго порядка можно оценить, отбросив q-зависимость во взаимодействии. Диаграммы пер-

вого порядка следует оценивать с сохранением полной зависимости от q. Аккуратное вычисление констант связи в p- и d- каналах приводит к следующему результату: $\lambda_1/s = (k_F/\kappa)^4 [4/3 - 2s(2\ln 2 - 1)/5]$ и $\lambda_2/s = (k_F/\kappa)^4 [16(k_F/\kappa)^4/15 - 4s(8 - 11\ln 2)/105]$ соответственно для p- и d- каналов, где $s = e^2 / (\pi \hbar v_F) \cong r_s/6$. Таким образом, сверхпроводимость в p- и d- каналах появляется только при больших $r_s \gg 1$ далеко за пределами области применимости теории [6].

Более аккуратные вычисления с учетом зависимости экранировки от волнового вектора в 3х мерном случае представлены на рис. 1. На рис. 1 представлена зависимость орбитального момента канала L, в котором наблюдается максимальная константа связи в зависимости от параметра s. Как видно из этого графика сверхпроводимость в p-канале появляется за пределами применимости теории возмущений только при $r_s > 18$. Для выяснения ситуации с различными вкладами в спаривание мы показали на вставке к рис. 1 также вклад в константу связи в p- канале, который возникает от прямого экранированного кулоновского взаимодействия. Как видно из рисунка, в области применимости теории возмущений $r_s < 1$ основным является обменный вклад, что согласуется с результатами Кона и Латтинжера.

В двумерном случае мы провели расчеты константы связи с учетом зонного спектра в модели сильной связи. Как отмечалось ранее, в этом случае сверхпроводимость возникает из-за отклонения формы Ферми-поверхности от сферичности. В рамках данной модели константа связи может быть получена лишь с помощью численных расчетов. Результаты расчета представлены на рис. 2, где изображена фазовая диаграмма сверхпроводящего состояния в плоскости $U = e^2/at - |\mu|/2t$, где a- постоянная решетки, t- интеграл перескока и μ - химический потенциал. Как видно из рисунка 2, в области половинного заполнения зоны при малых r_s доминирует спаривание в f- канале, однако константа связи очень мала ($\lambda < 0.01$). Сверхпроводящие корреляции в d- канале появляются при больших значениях r_s , где теория возмущений уже неприменима.

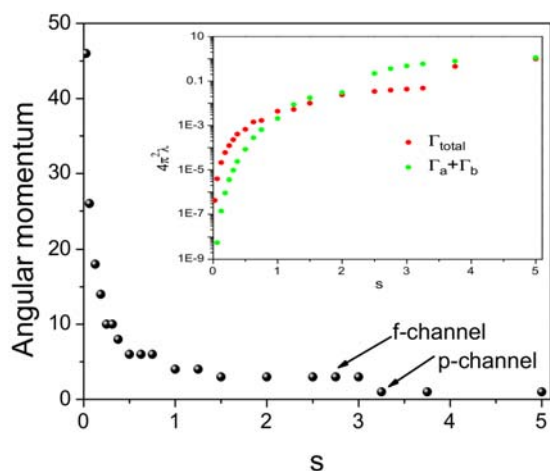


Рис. 1. Угловой момент параметра порядка как функция параметра $s=r_s/6$ в трехмерном случае. На вставке представлена зависимость полной константы связи и вклада в константу связи от прямого экранированного кулоновского взаимодействия в зависимости от параметра s .

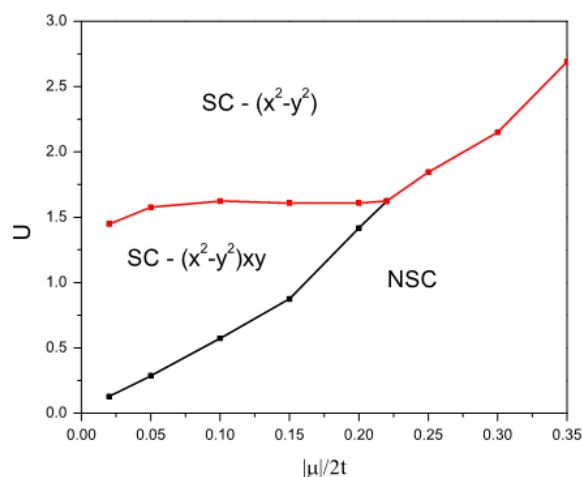


Рис. 1. Фазовая диаграмма для двумерного электронного газа на квадратной решетке. Для любого уровня допирования имеется критическое значение кулоновского отталкивания, ниже которого сверхпроводимость отсутствует вообще.

В заключении, мы показали, что в p - и d - каналах куперовское спаривание вызываемое слабым кулоновским отталкиванием ($r_s < 1$) отсутствует при любой длине экранирования. Куперовское спаривание с большими орбитальными моментами ($l > 2$) возможно, но константа связи в этом случае очень мала ($\lambda < 0.001$). Случай сильного кулоновского отталкивания необходимо рассматривать численно. Имеющиеся к настоящему времени численные результаты указывают на то, что энергия конденсации крайне мала даже в пределе сильных корреляций [7,8,9].

1. W. Kohn, J.M. Luttinger, Phys. Rev. Lett., 15, 524, (1965).

2. S. Raghu, S.A. Kivelson, D.J. Scalapino, Phys. Rev. B **81**, 224505, (2010).
3. S. Raghu, S.A. Kivelson, Phys. Rev. B **83**, 094518, (2011).
4. S. Raghu, E. Berg, A.V. Chubukov, and S.A. Kivelson, Phys. Rev. B **85**, 024516, (2012).
5. M.A. Baranov, A.V. Chubukov, M.Yu. Kagan Int. J. Mod. Phys. B **6**, 2471 (1992).
6. A.S. Alexandrov, V.V. Kabanov Phys. Rev. Lett. **106**, 136403 (2011).
7. T. Aimi and M. Imada, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 113708 (2007).
8. D. Baeriswyl, D. Eichenberger, and M. Menteshashvili, New J. Phys. **11**, 075010 (2009).
9. T.M. Hardy, J.P. Hague, J.H. Samson, and A.S. Alexandrov, Phys. Rev. B **79**, 212501 (2009).

Спин-флуктуационный механизм возникновения сверхпроводимости в системе сильно коррелированных электронов

А.А. Повзнер, А.Г. Волков, Л.Р. Кабирова

УрФУ им. Первого Президента России Б.Н.Ельцина, Екатеринбург 620002, Россия

В рамках обобщенной модели Хаббарда исследуется механизм электрон-парамагнетного спаривания электронов в условиях сильного спинового ангармонизма. Найдены выражения для температур возникновения синглетного параметра порядка для f- и d-зон сильно коррелированных электронов. Численный анализ результатов выполнен на примере сильно парамагнитного америдия.

Вопрос о возможности возникновения сверхпроводимости в системе сильно коррелированных электронов за счет электрон-парамагнетного спаривания остается открытым. До сих пор не изучены особенности электронной структуры, приводящие к возникновению электрон-парамагнетного спаривания.

В настоящей работе возможность возникновения сверхпроводимости за счет электрон-парамагнетного спаривания исследуется в рамках спин-флуктуационной теории для обобщенной модели Хаббарда, в которой наряду с зонным движением f,d-электронов учитываются внутриатомные кулоновские и межузельные обменные взаимодействия.

Рассматривается парамагнитная система сильно коррелированных электронов в условиях неустойчивости к формированию ферромагнетизма. В этих условиях амплитуда флуктуаций спиновой плотности (FSD) резко возрастает с температурой, что обуславливает сильный спиновый ангармонизм электронной подсистемы и заметные перенормировки электронного спектра. Последнее сводится к флуктуирующему по спину расщеплению электронных энергий, что обеспечивает возможность образования синглетного параметра порядка в парамагнитной системе сильно коррелированных электронов. Математически этот эффект описывался введением матрицы рассеяния, которая представлялась в виде функциональных интегралов по внутренним стохастическим обменным и зарядовым полям с эффективным гамильтонианом вида:

$$H(V) = \sum_{k,l,\sigma} \varepsilon_{k,l} a_{k,l,\sigma}^+ a_{k,l,\sigma} + \sum_{k,q,l,\sigma} V_{q,l,\sigma} a_{k,l,\sigma}^+ a_{k+q,l,\sigma} + \left(\sum_{k,q,l} V_{q,l}^{(+)} a_{k,l,\downarrow}^+ a_{k+q,l,\uparrow} + \text{h.c.} \right),$$

где стохастические обменно-зарядовые поля $V_{q,\sigma}$ и $V_q^{(+)} (= V_{-q}^{(-)})$ флуктуируют вблизи их наивероятнейшей конфигурации и включают эффекты межзонного взаимодействия, индекс $l=1$ и 2 для d- и f-электронов, соответственно.

Эффекты электрон-парамагнетного рассеяния учитывались во всех порядках по амплитуде FSD, в длинноволновом приближении. Найденные уравнения для температур, отвечающих возникновению аномальных средних в системе f- или d-электронов имеют вид:

$$T_l = U^{(l)} \left\langle m_{l,\perp}^2 \right\rangle \left[U^{(l)} \frac{\left(\sum_{\alpha} \alpha g_0^{(l)} (\mu + \alpha U^{(l)} m_l) \right)^2}{\sum_{\alpha} g_0^{(l)} (\mu + \alpha U^{(l)} m_l)} - 4\kappa_l m_l^2 \right].$$

Здесь: $\alpha = \pm 1$; $U^{(l)}$ — константы хаббардовского взаимодействия; μ — химический потенциал; $g_0^{(l)}(\varepsilon)$ — плотности электронных состояний (DOS) в приближении среднего поля; κ_l — коэффициенты спиновой жесткости в системе l -электронов, определяемые через плотность электронных состояний и среднеквадратическую амплитуду флуктуаций стохастических полей — $m^{(l)}$ (выражающуюся через среднеквадратический магнитный момент и среднеквадратическую флуктуацию энергии fd-обменного взаимодействия электронов).

Согласно уравнению относительно T_l , ненулевое значение температуры сверхпроводящего перехода (T_C), в условиях значительного обменного усиления ($Ug_0(\mu) \sim 1$), возникает при отрицательной константе спиновой жесткости ($\kappa_l \leq 0$), что отвечает положению химического потенциала в окрестности минимума DOS. При этом электрон-парамагнетное спаривание становится альтернативой образованию куперовских пар за счет электрон-фононного взаимодействия.

Рассматриваемый спин-флуктуационный механизм формирования сверхпроводимости возможен в некоторых редкоземельных металлах и актинидах с сильно коррелированными f- и d-электронами. Конкретно рассмотрена низкотемпературная сверхпроводимость америдия ($T_C \sim 1$ K), не описываемая классической БКШ-теорией. Анализ возникновения сверхпроводящего состояния в сильно парамагнитном Am выполнен в рамках самосогласованной схемы расчета электронной структуры и амплитуды FSD, объединяющей первопринципное вычисление DOS в методе LDA+U+SO с модельным численным расчетом парамагнитной восприимчивости. Показано наличие неустойчивости к формированию сверхпроводимости в системе f-электронов. Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными о температурной зависимости парамагнитной восприимчивости и о значении температуры возникновения сверхпроводимости — T_C .

Исследование смешанного состояния поверхностной сверхпроводимости ($H_{c2} < H < H_{c3}$)

В.А. Тулин, В.А. Березин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432, Московская обл. Черноголовка, Институтская ул. 6, Россия.

Методом наблюдения высокочастотного (ВЧ) поглощения изучено критическое состояние сверхпроводящей оболочки цилиндра $Pb_{0.8}In_{0.2}$ в магнитном поле $H_{c2} < H < H_{c3}$. Обнаружен вклад в ВЧ поглощение пропорциональный скорости изменения магнитного поля. Результаты трактуются как динамический отклик вихревой структуры сверхпроводящей оболочки.

В сверхпроводящих материалах с небольшим значением параметра Гинзбурга-Ландау κ ($\kappa = \xi/\lambda$, где ξ и λ — длина когерентности и глубина проникновения магнитного поля), превышающим 0,417, в магнитном поле большем критического для объема (термодинамического критического поля — H_c для сверхпроводников первого рода и второго критического поля — H_{c2} для сверхпроводников второго рода) на поверхности остается тонкая сверхпроводящая прослойка, толщина которой порядка длины когерентности ξ . В магнитном поле, параллельном поверхности сверхпроводящего образца, эта прослойка сохраняется до поля $H_{c3} = 1,695H_{c2}$ [1]. В экспериментальных исследованиях было показано, что для макроскопических образцов наблюдается метастабильное состояние с устойчивым сверхпроводящим током (с отличным от нуля магнитным моментом) в области $H_{c2} < H < H_{c3}$, которое существует достаточно длительное время, так что можно ввести понятие критического тока. Проблема критического тока поверхностной сверхпроводимости и связанная с ней проблема критического состояния сверхпроводящей оболочки представляется важной и не изученной до настоящего времени. Многие физические свойства поверхностной сверхпроводимости исследуются в монотонно меняющемся магнитном поле в диапазоне $H_{c2} < H < H_{c3}$. При этом поверхностная оболочка находится в критическом состоянии, т.е. сквозь нее течет магнитный поток, и свойства объекта исследуются при критическом состоянии оболочки. При определенных условиях проявление критического состояния хорошо наблюдаются, и за ним стоят определенные физические явления, представляющие интерес.

Еще де Жен отмечал в своей книге [2], что поверхностную сверхпроводимость удобно исследовать с помощью измерения высокочастотного импеданса. Импеданс сверхпроводников второго рода в области существования поверхностной сверхпроводимости $H_{c2} < H < H_{c3}$ определяющим образом зависит от параметра порядка вблизи поверхности, который в свою очередь зависит от величины магнитного поля (и температуры). Для сверхпроводника второго рода характерно соотношение — λ порядка или больше ξ . Т.е. в случае поверхностной сверхпроводимости в формирование электромагнитного отклика вовлечена приповерхностная нор-

мальная фаза. При изменении магнитного поля от H_{c2} до H_{c3} активная компонента поверхностного импеданса (при условии $h\nu \ll \Delta$, ν — частота электромагнитного поля, Δ — сверхпроводящая энергетическая щель) меняется от очень малой величины, соответствующей сверхпроводнику, до импеданса нормального металла, который в случае сплавов и соединений достаточно велик. Общее изменение импеданса в диапазоне магнитных полей $H_{c2} < H < H_{c3}$ определяется изменением соотношения нормальной и сверхпроводящей фазы (подавление параметра порядка магнитным полем) на глубине проникновения электромагнитного излучения. В дополнении к этому обнаружена компонента отклика на электромагнитное излучение, связанная с динамикой критического (смешанного) состояния, теоретически представленного вихрями Кулика [3]. Движение этих вихрей магнитного потока в сверхпроводящей оболочке, как и в объемном случае, контролируется током, пиннингом и краевым барьером.

В работе мы изучали проявление поверхностной сверхпроводимости в широко изученном сверхпроводнике второго рода — сплаве ($Pb_{0.8}In_{0.2}$) с небольшим значением параметра Гинзбурга-Ландау. Измерялось поглощение высокочастотной мощности (пропорциональное действительной части поверхностного импеданса) на частоте около 300 МГц. Образец представлял собой круглый цилиндр диаметром 3,5 мм, длиной 25 мм. В качестве поглощающей ячейки использовался спиральный резонатор, изготовленный из медной проволоки диаметром 0,2 мм [4]. Размеры и форма спирального резонатора подбирались с точки зрения максимального коэффициента заполнения, т.е. спираль наматывалась на образец, обернутый фторопластовой пленкой. Внешнее магнитное поле, параллельное оси цилиндра, состояло из двух компонент: поля электромагнита, обеспечивающего условия существования поверхностной сверхпроводимости $H_{c2} < H < H_{c3}$, и переменного магнитного поля, создаваемого небольшой катушкой. Переменное поле (1–1000 Гц, амплитуда до 10 Э) обеспечивало переходы между критическим и «мейснеровским» состояниями сверхпроводящей оболочки.

Были проведены подробные исследования поведения ВЧ поглощения в зависимости от переменного магнитного поля при различных значениях постоянного поля, при различных частотах, ампли-

туда и формах переменного поля. В результате мы показали, что ВЧ поглощение в образце $Pb_{0.8}In_{0.2}$ в области существования поверхностной сверхпроводимости зависит как от мгновенного значения магнитного поля, так и от скорости его изменения. Разница магнитной индукции снаружи и внутри сверхпроводящей оболочки в условиях относительного равновесия обеспечивается устойчивым током, протекающим в поверхностном слое. Максимальное его значение соответствует критическому току. Чтобы уравнивать скорости изменения магнитной индукции внутри и снаружи сверхпроводящей оболочки необходимо определенное значение произведения скорости движения вихрей Кулика на их концентрацию в оболочке.

Скорость изменения магнитной индукции B внутри сверхпроводящей оболочки равна

$$dB/dt = dH_0/dt [1 \pm (4\pi/c) * dI_c/dH_0],$$

где dI_c/dH_0 — производная функции критического тока по магнитному полю. С другой стороны скорость изменения B может быть представлена как $dB/dt = \Phi_0 v n / S l$, где Φ_0 — квант магнитного потока, v — скорость движения вихрей вдоль оболочки, n — концентрация бегущих вихрей, S — площадь сечения и l — длина оболочки. Если пока пренебречь членом, содержащим производную dI_c/dH_0 , то получим

$$v n = (dB/dt) S l / \Phi_0$$

Полагая $dB/dt = 1000$ Гс/сек, и объем образца $V = S l = 1 \text{ см}^3$, получим произведение скорости на концентрацию вихрей $2 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$.

В подтверждении наших соображений рассмотрим в качестве примера изменение поглощения в процессе размагничивания. Для размагничивания мы использовали цуг пилообразных сигналов одной частоты, уменьшающейся амплитуды (рис. 1). При этом скорость изменения магнитного поля на прямолинейном участке пропорциональна амплитуде пилообразного сигнала. Как видно из данных рис. 2,

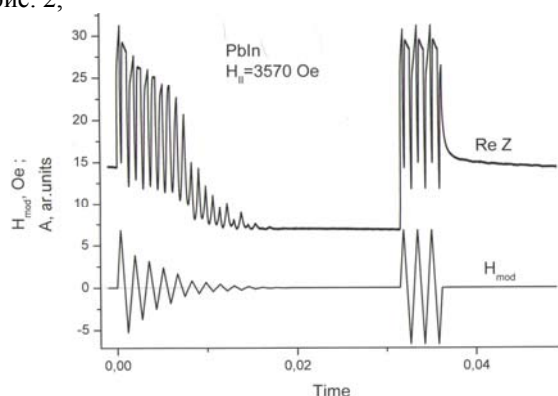


Рис. 1. Процесс размагничивания образца. Нижняя кривая соответствует мгновенному значению переменного магнитного поля. Верхняя кривая — синхронное с изменением поля поведение поглощения в образце.

поглощение на линейных участках также пропорционально скорости (амплитуде) изменения магнитного поля. Учитывая, что скорость изменения магнитного поля внутри оболочки пропорциональна произведению концентрации вихрей на их скорость и то, что величина ВЧ поглощения не зависит от скорости, можно сделать заключение, что пропорциональность поглощения скорости изменения магнитного поля связана с пропорциональным изменением концентрации вихрей со скоростью изменения магнитного поля. Скорость же их движения не меняется. Т.е. в процессе движения магнитного потока через сверхпроводящую оболочку скорость изменения магнитного потока внутри оболочки определяется концентрацией вихрей в оболочке.

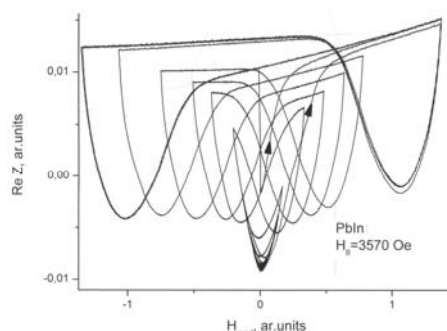


Рис. 2. Поглощение в образце в процессе размагничивания (рис. 1) в зависимости от магнитного поля

Интересные моменты состоят в величине поглощения во времени между действиями размагничивающего цуга и цуга трех пробных периодов (рис. 1). После размагничивания поглощения достигает минимального значения. Воздействие пробного сигнала приводит к тому, что в образце остается большое количество застрявших вихрей Кулика, которые, несмотря на то, что они закреплены, поглощают энергию электромагнитного поля (частота депиннинга много меньше рабочей частоты). Из соотношений величин поглощения до размагничивания, после размагничивания и во время движения магнитного потока можно судить о количестве закрепленных и свободно движущихся вихрей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант №09-02-92486-МНКС_a.

1. D. Saint-James and P.G. de Gennes, Phys. Lett. **7**, 306 (1964).
2. P.G. de Gennes, Superconductivity of metals and alloys (W.A. Benjamin, INC, New York, Amsterdam, 1966).
3. И.О. Кулик, ЖЭТФ **55**, 889 (1968).
4. С.А. Говорков, Е.В. Ильичев, В.А. Тулин, Письма в ЖЭТФ **56**, стр 22, (1992).

Сверхпроводниковый пленочный концентратор магнитного поля с наноразмерными ветвями

Л.П. Ичкитидзе

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», МИЭТ, Москва 124498, Россия

Рассматривается сверхпроводниковый пленочный концентратор магнитного поля в форме квадратного кольца с суженной активной полосой. Показано, что топологическое наноструктурирование активной полосы в виде ее фрагментации на параллельные сверхпроводящие ветви и прорезы, имеющие наноразмеры, увеличивает в несколько раз концентрацию магнитного поля на магниточувствительном элементе.

Замкнутые сверхпроводящие пленочные кольца часто используются в датчиках магнитного поля (ДМП) в качестве трансформатора магнитного потока (ТМП) или концентратора магнитного поля (КМП). В работах [1,2] было показано, как эффективность ТМП увеличивается при оптимальной фрагментации его активной полосы на многочисленные параллельные ветви и прорезы, имеющие микронные и субмикронные размеры. В настоящей работе приводятся результаты расчетов для повышения эффективности КМП при фрагментации его активной полосы на несколько ветвей и прорезей, имеющих нанометровые размеры.

Объектом исследования является фактор F умножения (концентрации) внешнего магнитного поля B на МЧЭ. Рассматривается конструкция ДМП, состоящего из кольцевого сверхпроводникового пленочного КМП с суженной активной полосой и МЧЭ в виде пленочной структуры с гигантским магнитосопротивлением (ГМС). При этом активная полоса КМП перекрывает МЧЭ, отделенный с помощью изолирующей пленки, а все элементы ДМП имеют планарное исполнение, что показано на рис.1.

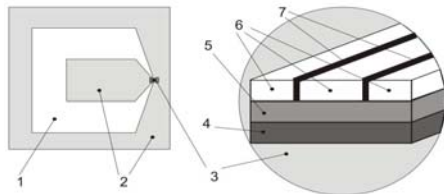


Рис. 1. Иллюстративная схема ДМП и его элементы: 1 — сверхпроводящее кольцо ТМП, 2 — диэлектрическая подложка, 3 — активная ТМП-полоса в увеличенном масштабе (пропорции не сохранены), 4 — МЧЭ, 5 — изолирующая пленка, 6 — ветви активной полосы, 7 — прорезы активной полосы.

Для предложенной конструкции значение F оценивалось относительно конструкции ДМП со сплошной активной полосой, т.е. значение $F=1$ соответствует случаю конструкции ДМП с активной полосой без фрагментации. Магнитный поток, который экранирует кольцо 1 (см. рис. 1), определяется как: $\phi = B \cdot A$, где A — площадь поверхности кольца. Экранирующий ток I_s имеет величину $I_s = \phi / (L + M)$, где L — индуктивность кольца, M — сумма взаимных индуктивностей между частями КМП и МЧЭ. Известно, что величина L на порядок и бо-

лее превышает суммарную взаимную индукцию M , поэтому значением последней пренебрегалось.

Индуктивность кольца КМП, в основном, определяется индуктивностью активной полосы, и, когда она состоит из нескольких ветвей, каждая с индуктивностью L_i ($i=1,2,\dots,n$, где $n \geq 2$ — число ветвей в активной полосе), их суммарная индуктивность незначительно увеличивается относительно L , что также пренебрегалось.

Производился расчет F для КМП при варьировании ширины прорезей w_p , толщины изолирующего слоя h_i и при различных значениях лондоновской глубины проникновения магнитного поля λ . При этом учитывалась только проекция магнитного поля, параллельная поверхности подложки, поскольку именно эта проекция сильно влияет на МЧЭ в виде элемента с ГМС. В расчетах использовались формулы:

$$B_{\parallel} = \frac{\mu_0 \cdot I_s}{8\pi \cdot \lambda \cdot h} \cdot \left[\int_{-2h}^0 \int_{-l}^0 \frac{e^{-\frac{x+l}{\lambda}} \cdot (y_0 - y)}{(y_0 - y)^2 + (x_0 - x)^2} dx dy + \int_{-2h}^0 \int_0^l \frac{e^{-\frac{l-x}{\lambda}} \cdot (y_0 - y)}{(y_0 - y)^2 + (x_0 - x)^2} dx dy \right], \quad (1)$$

$$F = \frac{\langle B_{\parallel}^* \rangle}{\langle B_{\parallel} \rangle}, \quad (2)$$

где $B_{\parallel}$ — параллельная составляющая магнитного поля на МЧЭ, созданного активной полосой; l и h — полуширина и полутолщина пленки активной ТМП-полосы, соответственно; μ_0 — постоянная магнитного поля; $I_s / (4\lambda \cdot h) \leq J_c$, I_s — величина экранирующего сверхпроводящего тока в активной КМП-полосе, протекающего над МЧЭ и действующего на него в точке (x_0, y_0) (точка отсчета $(0,0)$ находится в центре верхней поверхности активной КМП-полосы); J_c — плотность критического тока Гинзбурга-Ландау; $\langle B_{\parallel}^* \rangle$ и $\langle B_{\parallel} \rangle$ — усредненные значения магнитных полей, создаваемых активной полосой в случаях с прорезями и без прорезей (сплошная полоса) соответственно. Величины $\langle B_{\parallel}^* \rangle$ и $\langle B_{\parallel} \rangle$ определялись согласно (1) в середине МЧЭ.

Когда в качестве МЧЭ используется элемент с ГМС, ширина которой приблизительно совпадает с шириной w_s активной полосы, изменение внешнего магнитного поля на ΔB провоцирует изменение магнитного поля на МЧЭ на $\Delta B_{\text{МЧЭ}}$. Отношение

$\Delta B_{\text{МЧЭ}}/\Delta B = F_0$ является фактором умножения (концентрации) магнитного поля, достигаемым за счет действия КМП.

Расчеты показали, что факторы умножения F_0 (сплошная активная полоса) и F (фрагментированная активная полоса) сильно различаются. Максимальное значение величины ($F/F_0 > 1$) зависит от ширины ветвей и их числа, а также их топологического расположения и характерных параметров сверхпроводникового материала КМП.

Согласно (2) количественный расчет F для фрагментированных ветвей производится относительно случая, когда $i=1$ и допускается $F_0=1$ (КМП со сплошной активной полосой). В таблице 1 представлены типичные результаты расчетов размеров ветвей, их топологические расположения в активной полосе и значения F для случая 3-х ветвей и 2-х прорезей.

Таблица 1. Размеры ветвей и прорезей в нанометрах после фрагментации активной полосы и соответствующие им значения F .

	Разбиение	F
1	3475 20 10 20 3475	2,62
2	3400 20 160 20 3400	3,66
3	3200 20 560 20 3200	3,96
4	3000 20 960 20 3000	3,96
5	2750 20 1460 20 2750	3,96
6	2000 20 2960 20 2000	3,95
7	1000 20 4960 20 1000	3,92

В этих расчетах использовались параметры ДМП: $J_c=10^6$ А/см², $\lambda=50$ нм, $w_s=7000$ нм и $h=25$ нм, $w_p=20$ нм, $h_i=20$ нм, толщина слоя МЧЭ — 50 нм.

В таблице 2 приведены значения F_m при различных w_p и λ . Видно, что F_m для случая $\lambda=100$ нм и в интервале $w_p=20-500$ нм падает приблизительно на 14%, а для случая $w_p=100$ нм в интервале $\lambda=50-250$ нм падает на 16%. Во всех расчетах учтены значения: $h_i=20$ нм, толщина слоя МЧЭ — 50 нм.

Таблица 2. Значения F_m при различных w_p и λ .

w_p , нм	F_m (при $\lambda=100$ нм)	λ , нм	F_m (при $w_p=100$ нм)
20	3,66	50	3,87
50	3,63	100	3,57
100	3,57	150	3,43
200	3,47	200	3,33
500	3,15	250	3,24

Получено, что при различных конфигурациях ветвей фактор умножения изменяется несущественно — уменьшается в пределах <10% от его максимального значения F_m . Одновременно, при значительном приближении прорезей к краям или середине активной полосы значения F падают в не-

сколько раз, а с ростом w_p и λ они монотонно уменьшаются.

На рис.2 представлены зависимости F_m от толщины изолирующего слоя h_i при различных w_p . Видно, что с увеличением ширины прорезей в интервале $w_p=20-200$ нм максимальные значения фактора умножения уменьшаются незначительно <20%. Одновременно, для F_m наблюдаются небольшие максимумы $F_m \sim 4,5$ при $h_i \sim 500$ нм.

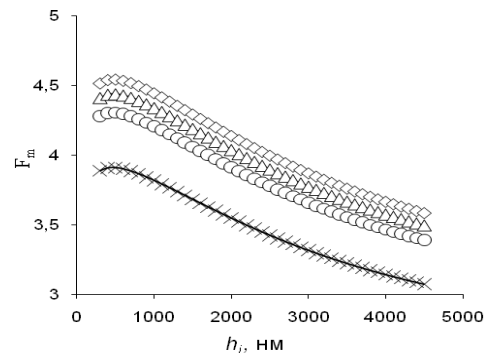


Рис. 2. Зависимость максимальных значений фактора умножения F_m от суммарной толщины изолирующего слоя h_i для случая $\lambda=50$ нм и при различных w_p : $\diamond$ — 20 нм, Δ — 100 нм, $\circ$ — 200 нм, $\times$ — 500 нм.

Положительный эффект, т.е. повышение F , при фрагментации активной полосы на наноразмерные ветви, достигается за счет более однородного распределения электрического тока в ветвях, чем в сплошной полосе. При минимальном количестве ветвей (3 шт) достигнуто $F \sim 4$. Например, в датчике слабого магнитного поля, имеющем МЧЭ на основе ГМС с $S_0 \sim 2$ %/мТл и КМП из сверхпроводящей пленки при рабочей температуре достигнута пороговая чувствительность ~ 32 фТл/Гц^{1/2} [3]. При фрагментации активной КМП-полосы, согласно нашим расчетам, пороговая чувствительность улучшится до ~ 8 фТл/Гц^{1/2}, что будет превосходить лучший показатель ВТСП СКВИД и будет находиться на уровне НТСП СКВИД.

Таким образом, топологическое структурирование активной полосы сверхпроводникового пленочного концентратора магнитного поля повышает его эффективность и улучшает характерные параметры датчика слабого магнитного поля.

Автор выражает благодарность проф. Селищеву С.В. за поддержку данной работы и студенту МИЭТ Новикову Н.А. за помощь в расчетах.

1. L.P. Ichkitidze, A.N. Mironyuk. Physica C., **472**, 57 (2012).
2. Л.П. Ичкитидзе, А.Н. Миронюк. Нано- и микросистемная техника, № 1, 47 (2012).
3. H.-J. Barthelmeß, M. Halverscheid, et al. IEEE Tran. App.Supercon., 1, 657 (2002).

Сверхпроводимость в каркасных стеклах ZrB_{12} и LuB_{12} при изотопическом замещении ^{10}B - ^{11}B

Н.Е. Случанко¹, А.Н. Азаревич^{1,2}, А.В. Богач¹, С.Ю. Гаврилкин³, В.В. Глушков^{1,2}, С.В. Демишев^{1,2},
А.В. Духненко⁴, А.В. Кузнецов⁵, А.Б. Ляшенко⁴, К.В. Мицен³, И. Санников⁵, В.Б. Филипов⁴, Й. Ванакен⁶,
Г. Жанг⁶, В.В. Мошальков⁶

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова, ул. Вавилова, 38, 119991, Москва, Россия

² Московский Физико-технический Ин-т, Институтский пер., 9, 141700, Долгопрудный Моск. обл., Россия

³ Физический институт им. П.Н.Лебедева, Ленинский пр-кт, 53, 119991, Москва, Россия

⁴ Институт проблем материаловедения НАНУ, ул. Кржижановского, 3, 03680, Киев, Украина

⁵ Национальный Исследовательский Ядерный Университет МИФИ, 115409, Москва, Россия

⁶ Институт Физики и Химии Наномасштаба (INPAC KUL), B-3001, Левен, Бельгия

Исследованы транспортные, тепловые и магнитные свойства в нормальном и сверхпроводящем состоянии додекаборидов лутетия и циркония. Обнаружен переход в фазу каркасного стекла при $T^* \sim 50 \div 100$ К. Проведено сравнение характеристик сверхпроводящего и нормального состояния для монокристаллических образцов LuB_{12} и ZrB_{12} с различным изотопическим составом по бору.

Недавно в сверхпроводниках LuB_{12} и ZrB_{12} впервые было обнаружено состояние каркасного стекла [1–3]. Было показано, что переход в разупорядоченную фазу в монокристаллических образцах указанных додекаборидов наблюдается при $T^* \sim 50 \div 100$ К (см. рис. 1), причем температура стеклования T^* , в основном, определяется концентрацией вакансий бора в жестком ковалентном каркасе соединений RB_{12} [1,2].

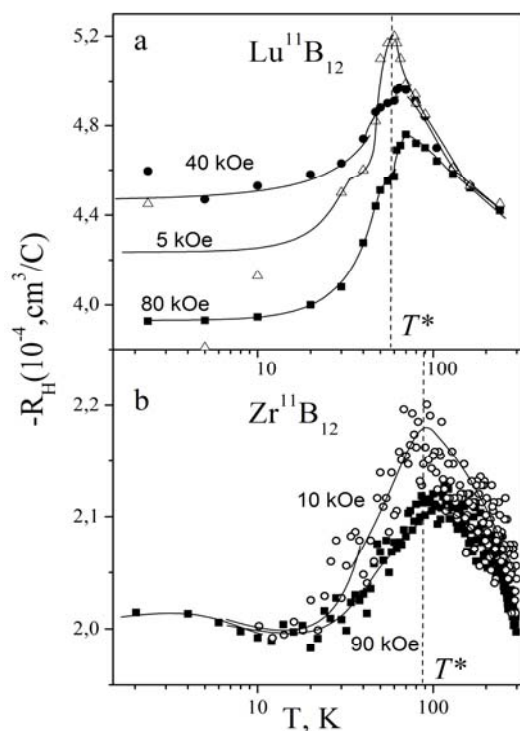


Рис. 1. Изменение коэффициента Холла с температурой при переходе в фазу каркасного стекла при T^* в соединениях LuB_{12} и ZrB_{12} .

В настоящей работе, наряду с исследованиями эффекта Холла в указанных додекаборидах, выполнены измерения сопротивления, теплоемкости $C(T, H)$ и намагниченности при низких и сверхнизких температурах. Для

монокристаллических образцов Lu^NB_{12} и Zr^NB_{12} с различным изотопическим составом по бору ($N=10, 11$ и nat) при измерениях теплоемкости найдены характерные частоты квазилокальных колебаний слабосвязанных ионов Lu^{3+} ($\theta_E(\text{LuB}_{12}) \sim 160$ К) и Zr^{4+} ($\theta_{E1}(\text{ZrB}_{12}) \sim 200$ К, $\theta_{E2,3}(\text{ZrB}_{12}) \sim 450$ К) в полостях октаэдров B_{24} , ответственных за БКШ-механизм спаривания, а также определена концентрация вакансий бора.

Исследования теплоемкости в нормальном и сверхпроводящем состоянии додекаборидов $\text{Zr}^{10}\text{B}_{12}$, $\text{Zr}^{\text{nat}}\text{B}_{12}$ и $\text{Zr}^{11}\text{B}_{12}$ позволили определить значения плотности электронных состояний,

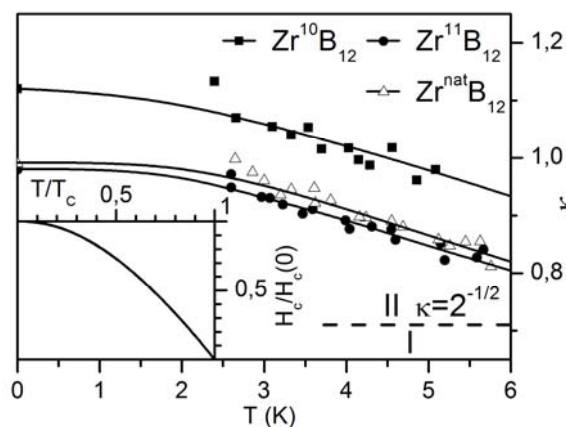


Рис. 2. Температурные зависимости параметра Гинзбурга-Ландау $\kappa(T)$ для составов $\text{Zr}^{10}\text{B}_{12}$, $\text{Zr}^{11}\text{B}_{12}$ и $\text{Zr}^{\text{nat}}\text{B}_{12}$. На вставке показаны нормированные кривые термодинамического поля $H_c(T)/H_c(0)$, полученные интегрированием низкотемпературной теплоемкости. I и II- область сверхпроводимости I-ого и II-ого рода.

константы электрон-фононного взаимодействия $\lambda_{e-ph} \sim 0.4$, поведение термодинамического и верхнего критического полей, а также параметра Гинзбурга-Ландау $\kappa = 0.8 \div 1.14$ с температурой и при изменении изотопического состава (см. рис. 2 и табл. 1).

Полученные для ZrB_{12} результаты свидетельствуют о реализации в магнитном поле фазового

перехода при $T_{C1} = 4 \div 5$ К, который не может быть связан с предложенным в [4,5] переходом в сверхпроводящем состоянии от I-го ко II-ому роду (см. рис. 2). Обсуждается возможность реализации в додекабориде циркония двухщелевой сверхпроводимости II-рода, предложенной в [6], либо структурного фазового превращения при T_{C1} [3].

Параметры сверхпроводящего состояния в ZrB_{12} (см. табл. 1) сравниваются с существенно ($\sim 15 \div 20$ раз) редуцированными значениями $T_c \approx 0.4$ К и $H_c \approx 22$ Э (см. верхнюю панель на рис.3), найденными в работе для монокристаллических образцов LuB_{12} различного изотопического состава по бору. Линией на нижней панели рис. 3 показана аппроксимация кривых критических полей БКШ-зависимостью [7]

$$H_c(T)/H_c(0) = 1.7367x[1 - 0.273x - 0.0949x^2], \quad (1)$$

$$x = 1 - T/T_c.$$

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах», проекта РФФИ № 10-02-00998-а и Программы «Гуманитарный потенциал современной России».

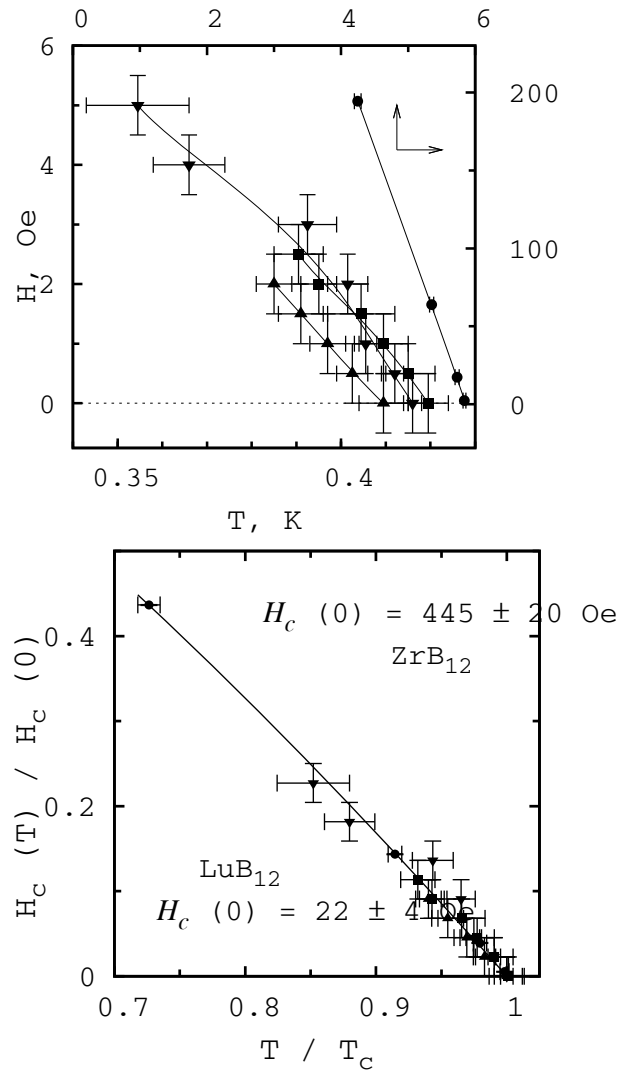


Рис. 3. Верхняя панель: температурные зависимости критических полей для $Lu^{10}B_{12}$ и $Lu^{11}B_{12}$ (треугольники), $Lu^{nat}B_{12}$ (квадраты) и $Zr^{nat}B_{12}$ (кругл. символы). На нижней панели линией показана аппроксимация критических полей БКШ-зависимостью (1).

Таблица 1. Температура перехода T_c , термодинамическое (H_c) и верхнее критическое (H_{c2}) поля, производная $(dH_{c2}/dT)|_{T=T_c}$, а также величина щели $\Delta(0)$, параметр Гинзбурга-Ландау κ , длина когерентности ξ и глубина проникновения λ для составов $Zr^{10}B_{12}$, $Zr^{11}B_{12}$ и $Zr^{nat}B_{12}$.

Состав	T_c К	$H_c(0)$ Ое	$\Delta(0)$ К	$(dH_{c2}/dT) _{T=T_c}$ Ое/К	H_{c2} Ое	$\kappa(0)$	$\xi(0)$ А	$\lambda(0)$ А
$Zr^{10}B_{12}$	5.76	361	9.8	-147	584	1.14	751	859
$Zr^{11}B_{12}$	5.96	395	10.2	-133	547	0.98	776	760
$Zr^{nat}B_{12}$	5.98	410	10.4	-140	578	1.00	755	752

1. Н.Е. Случанко, А.Н. Азаревич, А.В. Богач и др. ЖЭТФ **140**, 536 (2011).
2. Н.Е. Случанко, А.Н. Азаревич, А.В. Богач и др. ЖЭТФ **138**, 315 (2010).
3. Н.Е. Случанко, А.Н. Азаревич, А.В. Богач и др. Письма в ЖЭТФ **94**, 685 (2011).
4. J. Auer and H. Ullmaier, Phys. Rev. B **7**, 136 (1973).

5. Y. Wang, R. Lortz, Y. Paderno et al., Phys. Rev. B **72**, 024548 (2005).
6. V.A. Gasparov, N.S. Sidorov, and I.I. Zver'kova, Phys. Rev. B **73**, 094510 (2006).
7. J.R. Clem, Ann. Phys. (N. Y.) **40**, 268 (1966).

Возможный след недиагональной компоненты динамической массы Копнина в акустоэлектрическом отклике

В.Д. Филь¹, К.Р. Жеков¹, И.А. Билыч¹, Г.А. Звягина¹, Д.В. Филь², S.I. Lee³

¹ Физико-технический институт низких температур НАН Украины, Харьков 61103, Украина,

² Институт монокристаллов НАН Украины, Харьков 61101, Украина,

³ Department of Physics, Sogang University, Seoul 121-742, Republic of Korea

Изучены амплитудно-фазовые характеристики электромагнитных полей, излучаемых при возбуждении вихревой решетки упругой волной в монокристалле $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$. В компоненте поля, обусловленной вкладом гироскопической силы, обнаружено дополнительное отставание по фазе. Предполагается, что эффект связан с вкладом недиагональной компоненты динамической массы Копнина.

Метод акустоэлектрической трансформации идеально, на наш взгляд, подходит для изучения динамических параметров вихревых решеток в сверхпроводниках II рода. Суть метода заключается в возбуждении упругих колебаний поперечной поляризации на одной грани плоскопараллельного образца и фиксации амплитудно-фазовых характеристик излучаемого электромагнитного поля на противоположной грани. В нормальном состоянии задача полностью описывается уравнениями электронной теории упругости металлов [1]. Получающееся характеристическое уравнение допускает распространение трех типов электромагнитно-упругих возбуждений: 1) слегка перенормированная взаимодействием с электронами акустическая волна, 2) скин-мода и 3) квазиволна электронного звука. При реалистичных для сверхпроводников II рода длинах пробега излучающей поверхности достигает только акустическая волна. При ее отражении от механически свободной диффузной поверхности, в принципе, возбуждаются и другие типы волн. Однако в условиях $\omega\tau < 10^{-4}$ ими можно пренебречь. В зеркальном случае нового типа волны вообще не возбуждаются. Таким образом, при анализе задачи достаточно ограничиться только лишь акустической модой.

В смешанной фазе упругое поле вследствие вязкости и пиннинга приводит вихревую решетку в движение. Для поддержания этого принципиально неравномерного процесса в составе движущих сил появляются компоненты, пропорциональные ускорению вихря. Коэффициент пропорциональности и представляет динамическую массу Копнина [2]. Поскольку вихрь движется под действием как коллинеарных, так и гироскопических сил, то и в динамической массе имеются соответствующие компоненты, т.е. она является тензором. В условиях $\omega_0\tau \ll 1$ ($\omega_0 \sim eH_{c2}/mc$ — межуровневое расстояние в коре вихря) основной вклад в динамической массе представлен недиагональной компонентой m_{off} . По порядку величины m_{off} — это масса всех электронов, заполняющих вихрь, "ослабленная" релаксационным множителем $\omega_0\tau$. В модели сингулярного вихря $m_{off} \sim \pi n \hbar \tau$ [2], в других моделях она может быть и больше [3]. Диагональная

компонента при тех же условиях на фактор $\omega_0\tau$ меньше.

Вычисление компонент излучаемого электромагнитного поля в обсуждаемом локальном пределе представляет элементарную задачу (см., например [4]). С учетом инерционных составляющих, имеем

$$E_x = u_{ST} \frac{k_m^2}{q^2 + k_m^2} + \frac{4\pi q^2 (i\omega\alpha_M - \omega^2 m_{off})}{(q^2 + k_m^2)^2 B^2} \cdot u_{ind} \quad (1)$$

$$E_y = \frac{k_m^2}{q^2 + k_m^2} \cdot u_{ind}$$

Здесь $u_{ST} = m\omega^2 u / e$ — поле Стюарта–Толмена ($u \parallel x$ — смещение в упругой волне), $u_{ind} = i\omega u B / c$ — индукционное поле, q — волновое число звука, $k_m^2 = 4\pi (i\omega\eta + \alpha_L - \omega^2 m_{off}\omega_0\tau) / B^2$, α_L — параметр Лабуша, α_M — коэффициент Магнуса, η — вязкость. Все динамические параметры в (1) приведены в пересчете на единицу объема. Вязкость в смешанной фазе изменяется по закону, близкому к полуфеноменологической формуле Бардина–Стефена [5] ($\eta = \sigma_0 B H_{c2} / c^2$, где σ_0 — статическая проводимость в нормальной фазе). В нормальном состоянии k_m^2 переходит в квадрат скин-волнового числа k_u^2 . При $H = 0$ k_m^2 в (1) надо заменить на $\lambda_L^{-2} \gg q^2$ (λ_L — лондоновская глубина), поэтому $E_x = u_{ST}$.

Если $|k_u^2|$ заметно меньше q^2 , то при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние E_y испытывает значительные амплитудно-фазовые изменения, что позволяет легко восстановить полевые зависимости η и α_L без каких-либо дополнительных предположений (такая процедура была реализована в [6]), а измерения E_x позволяют также получить и α_M [4].

Однако, если $|k_u^2| \gg q^2$, то измерение E_y становится малоинформативным. В этом случае можно попытаться восстановить поведение α_L из эво-

люции E_x . Если пренебречь инерционными поправками, то фаза величины $\tilde{E}_x = E_x - u_{ST} k_m^2 / (q^2 + k_m^2)$ при действительном α_M определяется исключительно параметром k_m^2 . Принимая предположение, что вязкая компонента изменяется в соответствии с формулой Бардина–Стефена, легко только лишь из этих измерений найти α_L .

Реализация такого подхода в ранее исследованных системах [4,6] выявила его работоспособность — рассчитанные значения α_L оказались близкими к соответствующим величинам, найденным из E_y . В расчетах масштаб вычитаемой стюарт-толменовской поправки определялся из измерений в нулевом поле, а ее полевое поведение аппроксимировалось линейной зависимостью. Ввиду малости самой поправки какая-либо модификация аппроксимирующего полевого хода практически не сказывалась на результате.

На Рис. 1 приведена полевая зависимость фазы $\tilde{E}_x$ в монокристалле $Y_{0.95}Tb_{0.05}Ni_2B_2C$ (сплошная линия) при $T = 8K$. Там же пунктирной линией обозначена предельно возможное изменение фазы, рассчитанное в предположении полного отсутствия пиннинга. Совпадение в пределах ошибки этих зависимостей указывает на практически неизмеримый вклад пиннинга по сравнению с вязкостным слагаемым. Этот результат полностью согласуется с прежними измерениями [6].

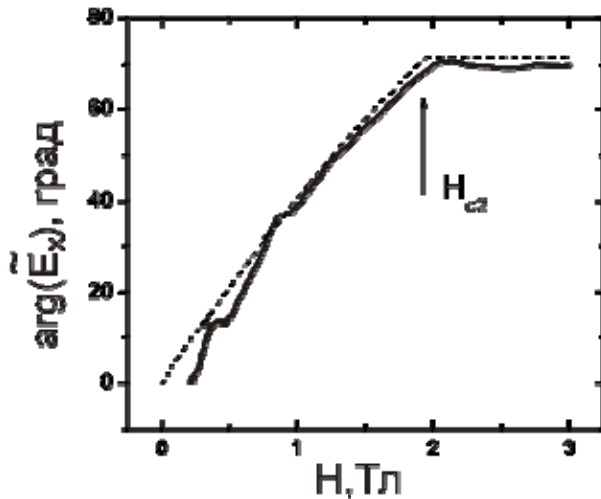


Рис. 1. Полевая зависимость фазового угла $\tilde{E}_x$ в монокристалле $Y_{0.95}Tb_{0.05}Ni_2B_2C$. Фаза отсчитана от фазы поля u_{ST} . Пунктирная линия - предельно возможное изменение фазы в пренебрежении пиннингом и инерционными эффектами.

На Рис. 2 представлены аналогичные измерения для монокристаллов $ErNi_2B_2C$. Отклонение наблюдаемой зависимости от предельно возможной в сторону меньших величин вплоть до перехода в

область отрицательных значений означает появление в $\tilde{E}_x$ дополнительного фазового сдвига. Наиболее естественно связать его с множителем в круглых скобках в числителе второго члена в (1), т.е. с вкладом недиагональной компоненты динамической массы Копнина. Нетрудно убедиться, что соотношение между вкладами α_L и m_{off} есть $(\omega_0 / \omega) \cdot \omega_0 \tau$. Типичные значения $\omega_0 \tau$, при которых полевой вклад в $\tilde{E}_x$ уверенно фиксируется, есть $\omega_0 \tau \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$. Величина $\omega_0 / \omega \sim 10^3$, и поэтому оба вклада вполне могут быть сравнимы по величине, что и приведет к заметной перенормировке результирующего фазового угла нужного знака. Эффект имеет место только вблизи T_c . При понижении температуры до 6 K (температура антиферромагнитного упорядочения) резко возрастает пиннинг и обсуждаемые особенности исчезают.

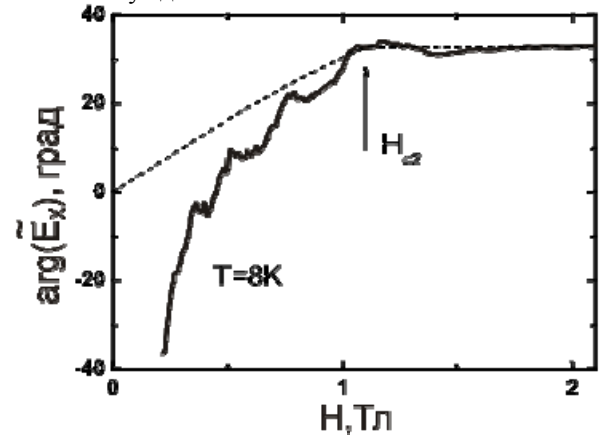


Рис. 2. То же, что и на Рис. 1, в монокристалле $ErNi_2B_2C$.

У авторов нет ответа, почему обсуждаемый эффект отсутствует в Y-содержащих борокарбидах. Возможно, его присутствие в эрбиевом борокарбиде связано с большим количеством парамагнитных ионов.

1. В.М. Конторович, ЖЭТФ **45**, 1638 (1963).
2. N.B. Kopnin, V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett **81**, 3952 (1998).
3. G.E. Volovik, Pis'ma v ZheTF **67**, 502 (1998).
4. V.D. Fil, D.V. Fil, A.N. Zholobenko, N.G. Burma, Yu.A. Adamenko, J.D. Kim, S.M. Choi, S.I. Lee, Europhys. Lett. **76**, 484 (2006).
5. J. Bardeen, M.J. Stephen, Phys. Rev. **140**, A1197 (1965).
6. А.Н. Жолобенко, Г.П. Микитик, В.Д. Филь, Д.В. Филь, J.D. Kim, E.M. Choi, S.I. Lee, ФНТ **31**, 1375 (2005).

Переключатели тока на основе асимметричных наноструктур ферромагнетик-сверхпроводник с учетом триплетного канала во внешнем магнитном поле

Ю.Н. Прошин, М.В. Авдеев, М.Г. Хусаинов

Казанский федеральный университет, Казань, 420008, Россия

Для асимметричных наноструктур, состоящих из слоев сверхпроводника (S) и ферромагнитного металла (F), микроскопически выведена краевая задача на парную амплитуду с учетом внешнего магнитного поля, примесного рассеяния в F и S металлах, триплетной сверхпроводящей компоненты при неколлинеарных намагниченностях различных F слоев. Получены и проанализированы фазовые диаграммы трехслойных систем F_1SF_2 и F_1F_2S . Найдено, что асимметрия систем и внешнее поле существенно сказывается на конкуренции неоднородных сверхпроводящих и магнитных состояний. Обсуждаются принципиальные схемы переключателей тока на основе трехслойных асимметричных наноструктур. Показано, что в узкой области значений параметров, необходимых для использования рассматриваемых систем в качестве многовариантных переключателей тока — логических элементов сверхпроводящей спинтроники, магнитное поле и асимметрия приводит к существенному изменению фазовых диаграмм

В работе рассматриваются асимметричные трёхслойные системы, состоящие из двух слоёв ферромагнитного (F) и одного слоя сверхпроводящего (S) металлов, во внешнем магнитном поле, направленном параллельно плоскости контакта. В таких искусственно созданных системах сверхпроводящий и магнитный порядки оказываются пространственно разделены и их взаимная подстройка, благодаря эффекту близости, приводит к ряду интересных явлений. В частности, наблюдается нетривиальная зависимость критической температуры T_c от толщины ферромагнитных слоёв d_f от монотонного спада до нуля до возвратной и периодически возвратной сверхпроводимости, предсказанной в работах [1,2]. Важно отметить, что возвратная сверхпроводимость особенно важна для создания спиновых переключателей на основе трёхслойных FFS и FSF систем [3,4].

В отличие от подавляющего большинства работ (см. обзоры [5–7] и приведённые в них ссылки), в которых исследовались системы ферромагнетик/сверхпроводник (FS) с высокой степенью симметрии, в настоящей работе в рамках оригинальной теории эффекта близости рассматривается взаимное влияние и подстройка неоднородной сверхпроводимости и магнетизма в асимметричных трехслойных системах FS (см. рис. 1). Рассмотрен общий случай, когда вектора намагниченностей соседних F слоёв компланарны в плоскости контакта и направлены под произвольным углом ϕ друг относительно друга. Неколлинеарная ориентация намагниченностей приводит к генерации триплетной компоненты сверхпроводящего конденсата, затухающей в F металле на значительно больших расстояниях по сравнению с синглетной компонентой [7–9]. Этот факт для тонкоплёночных структур приводит к существенной зависимости критической температуры T_c от угла ϕ между направлениями намагниченностей F слоёв (рис. 1с).

Микроскопически выведена краевая задача с учетом внешнего магнитного поля $\mathbf{h}(0,0,-h)$ и возникновения спин-триплетной корреляции. Вычис-

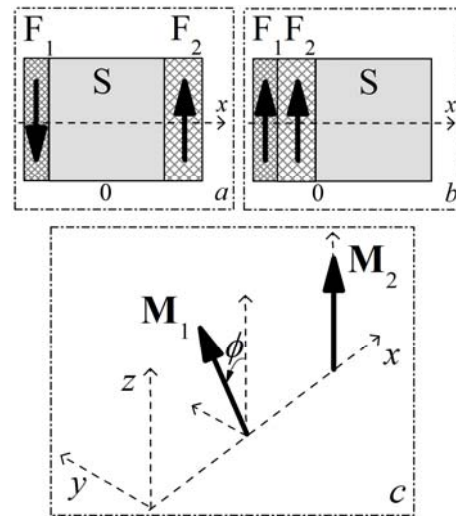


Рис. 1. Геометрия изучаемых систем. Стрелки показывают направления намагниченностей, играющие роль магнитного параметра порядка. Показаны (а) трехслойная FSF система с их антипараллельной (AP) ориентацией ($\phi = \pi$), (б) FFS система с параллельной (P) ориентацией намагниченностей ($\phi = 0$). На панели (с) показан общий случай неколлинеарного расположения намагниченностей, (угол ϕ — произволен).

лены и проанализированы фазовые диаграммы асимметричных трехслойных систем F_1F_2S и F_1SF_2 . Особое внимание было уделено нахождению и исследованию условий возникновения возвратной сверхпроводимости. Показано, что асимметрия систем, неколлинеарность намагниченностей и внешнее поле существенно сказывается на конкуренции неоднородных сверхпроводящих и магнитных состояний. Более того, наличие асимметрии может приводить к более высоким, по сравнению с симметричным случаем, значениям разности критических температур для состояний с AP и P ориентациями намагниченностей $\Delta T_c = T_c(AP) - T_c(P)$. Получение высоких значений разности ΔT_c особенно важно для устойчивой работы спиновых переключателей, предложенных в [3,4] (см. также [9,10]), переключение которых из сверхпроводящего в ре-

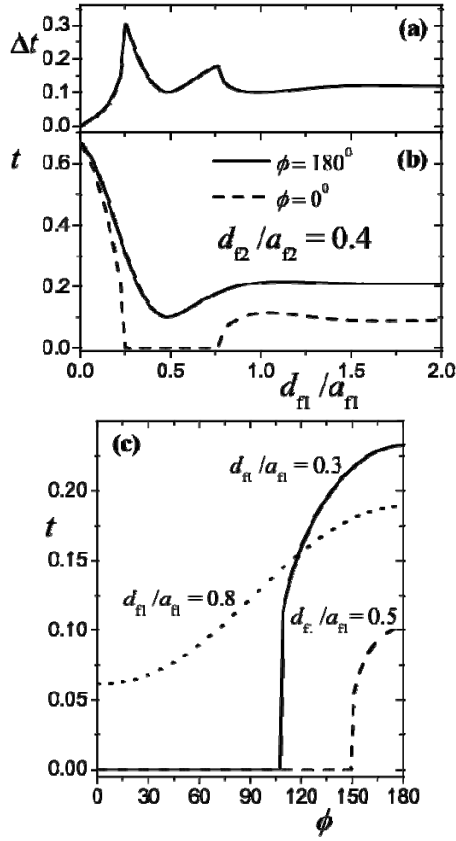


Рис. 2. Фазовые диаграммы для FSF системы при $h = 0$. (a) зависимость приведенной разности температур $\Delta t(d_F)$; (b) зависимость приведенной температуры перехода $t(d_F)$ для AP и P ориентаций намагниченностей; (c) зависимость $t(\phi)$ при неколлинеарном расположении намагниченностей. Значения параметров: $a_f/l_f = 0.3$; $d_{f2}/a_{f2} = 0.4$; $d_s/\xi_{s0} = 0.62$; $l_s/\xi_{s0} = 0.2$; $\sigma_s = 1$; $N_s v_s/N_F v_f = 2.5$; $l/\pi T_{cs} = 6.8$.

зистивное состояние осуществляется слабым магнитным полем.

На рис. 2 и 3 приведены примеры зависимостей приведенной критической температуры $t = T_c/T_{cs}$ (T_{cs} — критическая температура уединенного толстого S слоя) для асимметричных трехслойных систем от приведенных толщин F слоев (d_f/a_f). Заметим, что все параметры, характеризующие FS структуры могут быть различны для разных слоев и границ: прозрачности SF границ σ_s , длины спиновой жесткости $a_f = 2I/v_f$, обменные поля I , фермиевские скорости и плотности квазичастиц v_f и v_s , N_f и N_s соответственно; ξ_{s0} — длина когерентности БКШ, длины свободного пробега при рассеянии на немагнитных примесях l .

Обсуждаются принципиальные схемы переключателей тока на основе асимметричных трехслойных F_1F_2S и F_1SF_2 наноструктур, совмещающих в одном образце два канала записи и обработки информации (сверхпроводящий и магнитный). Показано, что в узкой области значений параметров, необходимых для использования рассматриваемых систем в качестве многовариантных переключателей тока — логических элементов сверх-

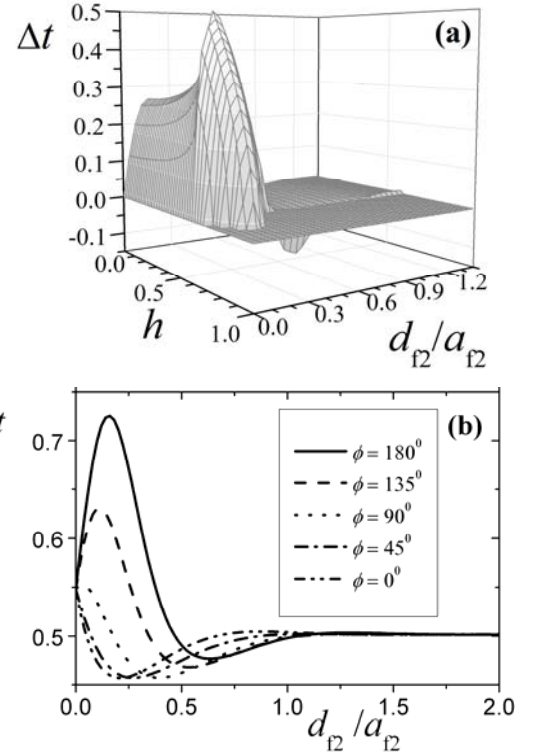


Рис. 3. Фазовые диаграммы для FFS системы: (a) зависимость разности Δt от магнитного поля и приведенной толщины внутреннего слоя F_2 , (b) зависимость приведенной температуры t при различных значениях угла ϕ и $h = 0$. Значения параметров: $a_f/l_f = 0.3$; $\sigma_f = 1$; $l_s/\xi_{s0} = 0.2$; $d_{f1}/a_{f1} = 0.2$; $N_s v_s/N_F v_f = 1$; $d_s/\xi_{s0} = 0.6$; $l/\pi T_{cs} = 6.8$.

проводящей спинтроники, магнитное поле приводит к существенному изменению фазовых диаграмм.

Работа частично поддержана грантами Минобрнауки РФ и РФФИ.

1. M. Khusainov, Yu. Proshin., Phys. Rev. B, **56**, 14285 (1997).
2. Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов, ЖЭТФ, **113**, 1708 (1998).
3. S. Oh, D. Youm, M. Beasley, Appl. Phys. Lett., **71**, 2376 (1997).
4. A.I. Buzdin, A.V. Vedyayev, N.V. Ryzhanova, Europhys. Lett., **48**, 686 (1999); L.R. Tagirov, Phys. Rev. Lett., **83**, 2058 (1999).
5. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов, УФН, **172**, 113 (2002).
6. A. Buzdin, Rev. Mod. Phys., **77**, 935 (2005).
7. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov, Rev. Mod. Phys., **77**, 1321 (2005).
8. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov, Phys. Rev. Lett., **86**, 4096 (2001).
9. Ya.V. Fominov, et al., Письма в ЖЭТФ, **91**, 329 (2010).
10. Yu.N. Proshin, et al., Phys. Rev. B, **73**, 184514 (2006).

Множественная резистивная аномалия в сверхпроводящей проволочке

В.И. Кузнецов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,
Черноголовка 142432, Россия

Резистивный переход $V(T)$ в области критической температуры измерен при различных значениях постоянного тока, текущего через длинную квазиодномерную сверхпроводящую алюминиевую проволочку. Напряжение $V_L(T)$, снятое на всей длине проволочки, имеет ступенчатый характер, связанный с образованием цепочки центров проскальзывания фазы. Напряжение $V_S(T)$, записанное на центральном коротком участке проволочки, демонстрирует множественную резистивную аномалию, проявляющуюся в виде всплесков напряжения на вершине перехода. Предполагается, что эта аномалия есть благодаря перестройке в системе центров проскальзывания фазы с изменением температуры и тока.

Ранее в квазиодномерных сверхпроводящих структурах наблюдалась резистивная аномалия [1–3], представляющая собою всплеск на вершине $R(T)$ резистивного перехода. Одной из причин аномалии является квазичастичный зарядовый разбаланс, возникающий при неравновесных условиях в структуре при появлении N - S границы или центра проскальзывания фазы (ЦПФ) [4].

В этом докладе представлены более сложные виды аномалии, возникающие, по-нашему мнению, из-за перестройки длинной периодической цепочки ЦПФ с увеличением тока и уменьшением температуры.

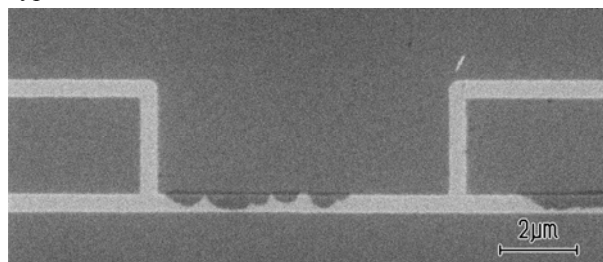


Рис. 1. Структура в сканирующем электронно-растровом микроскопе. Горизонтальная метка равна 2 мкм.

На рисунке 1 представлена центральная часть исследуемой структуры. Она была получена термическим напылением пленки алюминия толщиной 20 nm на кремниевую подложку, используя lift-off процесс электронно-лучевой литографии. Левая и правая части структуры были симметричны относительно центра. Ширины токовой проволочки и потенциальных проволочек имели одинаковую величину, равную 0.47 мкм. Эти ширины были неизменны на длине более 40 мкм в обе стороны от центра. Ширина и толщина проволочек были много меньше сверхпроводящей температурно-зависимой когерентной длины $\xi(T)$, поэтому проволочку можно считать квазиодномерной. Полная длина этой проволочки более чем в 50 раз превышала $\xi(T)$. Структура имела следующие параметры: сопротивление на квадрат в нормальном состоянии $R_{sq} = 2.31$ Ом, сверхпроводящая критическая температура $T_c = 1.508$ К при малых токах.

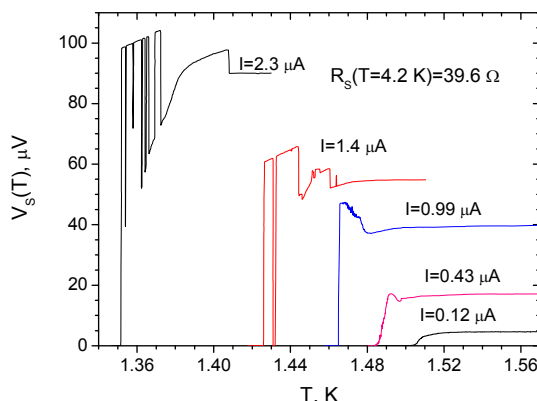


Рис. 2. Напряжение $V_S(T)$ на коротком участке структуры при разных токах при уменьшении температуры. Значения тока указаны возле кривых. Сопротивление короткого участка при $T = 4.2$ К равно 39.6 Ом.

Записывались резистивные переходы $V(T)$ проволочки при уменьшении и увеличении температуры около T_c при разных токах. Постоянный ток пускался через длинную проволочку длиной 80 мкм и шириной 0.47 мкм. Напряжение измерялось как на всей длине проволоки, так и на центральной короткой части проволоки, имеющей длину 8.06 мкм между потенциальными контактами.

На рисунках 2 и представлены $V_S(T)$ кривые, измеренные при уменьшении температуры на коротком участке структуры в зависимости от постоянного тока I в нулевом магнитном поле. На рисунке 3 показано $V_S(T)$ напряжение, записанное на этом же участке при уменьшении и при увеличении температуры. Гистерезис на рис. 3 связан с электронным разогревом проволочки при больших токах.

Видно, что с увеличением тока $V_S(T)$ переход смещается в область более низких температур. Кроме того, $V_S(T)$ становится немонотонной кривой, имеющей всплески напряжения на вершине резистивного перехода. Подобное поведение называют резистивной аномалией. Максимальное значение сопротивления образца на вершине всплеска превышает нормальное сопротивление на 15–20% для кривых, записанных при токах $I = 0.99$ – 3.35 мкА (Рис. 2–3).

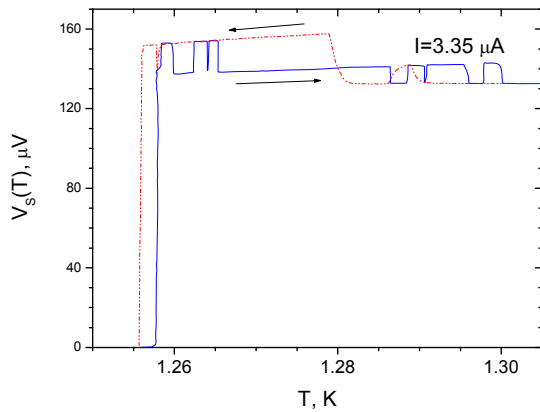


Рис. 3. Кривая $V_S(T)$ записана на коротком участке структуры при уменьшении и увеличении T при $I=3.35$ мкА.

При токе $I=0.99$ мкА начинают возникать небольшие неустойчивости в области всплеска напряжения. При больших токах аномалия усложняется, при этом возникают линейные в зависимости от температуры T участки, связанные с образованием ЦПФ. Вертикальные перескоки есть благодаря перестройке периодической цепочки, в результате которой в области между потенциальными контактами появляется или исчезает ЦПФ.

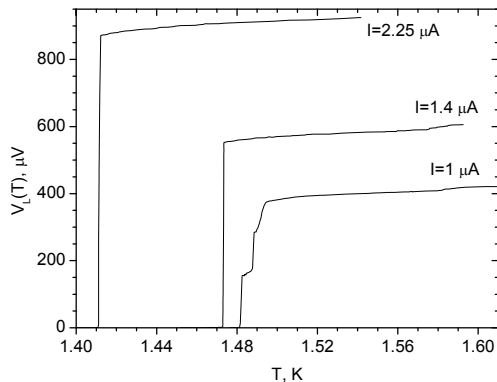


Рис. 4. Полное напряжение $V_L(T)$ на всей структуре длиной 80 мкм записано при уменьшении T при разных токах. Сопротивление проволоки при $T=4.2$ К равно 419 Ω .

В наших условиях, характерный внутренний размер ЦПФ был порядка $2\xi(T)=2$ мкм и внешний размер ЦПФ равнялся удвоенной длине квазичастичного зарядового разбаланса $2\lambda_Q=20$ мкм, что больше расстояния между внутренними потенциальными контактами. $V(T)$ и $V(I)$ кривые, измеренные на всей длине проволоки 80 мкм, показывают многоступенчатый характер, подтверждающий образование цепочки ЦПФ. На рисунках 4-5 представлено полное напряжение $V_L(T)$ при разных токах, измеренное на всей длине структуры.

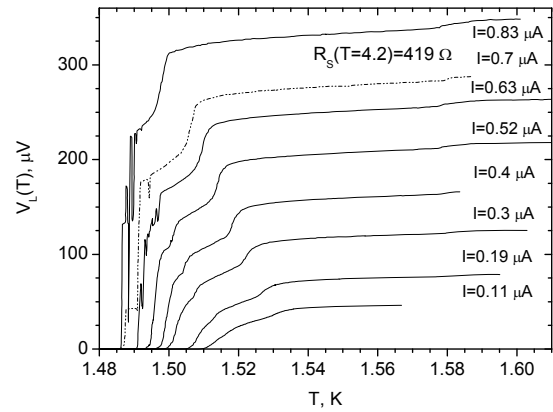


Рис. 5. Полное напряжение на всей структуре $V_L(T)$ записано при уменьшении T при больших токах.

При токах $I=0.6-1.25$ мкА существуют неустойчивости на кривых. При токах $I>1.4$ мкА многоступенчатость кривых исчезает.

Наблюдается корреляция между $V_L(T)$ и $V_S(T)$ кривыми, измеренными при одинаковых токах на длинном участке проволоки длиной 80 мкм и на коротком участке длиной 8.06 мкм.

В отличие от ранее наблюдаемой простой резистивной аномалии, в этой работе обнаружена более сложная резистивная аномалия, связанная с перестройкой длинной цепочки ЦПФ.

Кроме того, установлено, что локальные электронно-транспортные свойства короткого участка квазиодномерной сверхпроводящей проволоки зависят от интегрального поведения всей длинной проволоки.

Автор благодарит А.А. Фирсова за приготовление структур. Работа выполнена в рамках Программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика» (раздел «Мезоскопика»).

1. P. Santhanam, C.C. Chi, S.J. Wind, M.J. Brady, and J.J. Bucchignano, Phys. Rev. Lett. **66**, 2254 (1991); Y.K. Kwong, K. Lin, P.M. Hakonen, M.S. Isaacson, and J.M. Parpia, Phys. Rev. B **44**, 462 (1991); M. Park, M.S. Isaacson, and J.M. Parpia, Phys. Rev. Lett. **75**, 3740 (1995).
2. H. Vloeberghs, V.V. Moshchalkov, C. Van Haesendonck, R. Jonckheere, and Y. Bruynseraede, Phys. Rev. Lett. **69**, 1268 (1992); C. Strunk, V. Bruyndoncx, C. Van Haesendonck, V.V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, B. Burk, C.J. Chien, and V. Chandrasekhar, Phys. Rev. B **53**, 11 332 (1996); C. Strunk, V. Bruyndoncx, C. Van Haesendonck, V.V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, C.J. Chien, B. Burk, and V. Chandrasekhar, Phys. Rev. B **57**, 10 854 (1998).
3. K.Yu. Arutyunov, D.A. Presnov, S.V. Lotkhov, A.B. Pavolotski, and L. Rinderer, Phys. Rev. B **59**, 6487 (1999).
4. W.J. Skocpol, M.R. Beasley, and M. Tinkham, J. Low Temp. Phys. **16**, 145 (1974).

Температурные и квантовые флуктуации в ультратонких сверхпроводящих наноструктурах

В.В. Порогов¹, V.R. Misko², F.M. Peeters²

¹ *Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва 125412, Россия*

² *Departement Fysica, Universiteit Antwerpen, Antwerpen B-2020, Belgium*

Рассмотрены различные типы флуктуаций в ультратонких сверхпроводящих наноструктурах, исследованных в недавних экспериментах. Построена модель термоактивационного проникновения вихря в островок, способный вместить в себя лишь один вихрь перед переходом в нормальное состояние. Исследована возможность подавления поверхностного барьера за счет квантовых флуктуаций. Для островков сложной формы предсказано усиление флуктуаций в углах наноструктур. Результаты использованы для объяснения некоторых недавних экспериментов.

За последние годы был достигнут впечатляющий прогресс в методах изготовления сверхпроводящих наноструктур. В частности, стало возможным получать сверхпроводящие островки, состоящие из всего нескольких монокристаллических слоев. Можно ожидать, что в таких системах должны становиться существенными температурные и квантовые флуктуации параметра порядка. Действительно, в недавних экспериментальных работах [1, 2] наблюдалось необычное подавление магнитного гистерезиса, связанного с входом и выходом вихрей Абрикосова из свинцовых островков толщиной в несколько нанометров и поперечными размерами в сотни нанометров. С нашей точки зрения (см. также [3]), эти явления могут объясняться флуктуациями параметра порядка, которые приводят к подавлению поверхностного барьера. В других работах (см., например, [4]) исследовалось протекание тока по системам отдельных островков, соединенных контактами. При этом наблюдались скачки напряжения, которые также были объяснены [4] термоактивационным проникновением вихрей в островки.

Для объяснения результатов работ [1, 2] была построена модель [5] термоактивации вихря через поверхностный барьер, которая учитывает очень малые размеры образца, в связи с чем использование традиционного лондоновского приближения исключено. Вместо формулирования задачи в терминах положения вихря, было предложено использовать разложение параметра порядка по релевантным уровням Ландау и далее рассматривать населенности этих уровней в качестве независимых переменных. На первом этапе, вычислялись характеристики барьера (прежде всего, его высота) в пространстве населенностей. На втором этапе, в рамках модели Бардина-Стефена, вводился и рассчитывался коэффициент вязкости, связанный с изменением населенностей, а не положением вихря. На третьем этапе, решалось уравнение Фоккера-Планка, из которого и находилось среднее время преодоления барьера вихрем. Оказалось, что в условиях эксперимента [1], это время на несколько порядков меньше одной секунды, что и может служить объяснением результатов работы [1], в которой наблюдалось полное подавление барьера.

Далее, была рассмотрена возможность наблюдения квантового туннелирования отдельных вихрей Абрикосова в островки [6]. Рассматривались островки еще более тонкие, чем в предыдущей задаче, а именно, с толщиной в несколько монослоев, но с большими поперечными размерами, составляющими несколько длин когерентности. С помощью подхода Леггетта-Калдейры оценивалась вероятность квантового туннелирования вихрей через поверхностный барьер, чьи характеристики, в свою очередь, вычислялись из лондоновского приближения. Было показано, что квантовые флуктуации могут доминировать над температурными даже при не слишком низких температурах. Построены «фазовые диаграммы» островков, где есть участки, на которых превалируют либо температурные, либо квантовые флуктуации, а есть участки, на которых оба типа флуктуаций слабо выражены. Интересно отметить, что квантовое туннелирование сильнее выражено для случая входа вихря в образец, тогда как выход вихря контролируется скорее температурными флуктуациями. Сформулированы некоторые предложения, как предсказанные особенности можно пронаблюдать экспериментально.

Наконец, рассмотрены температурные флуктуации параметра порядка в островках треугольной формы [7]. Островки такой формы получаются в случае их приготовления в режиме роста Странски-Крастанова. Было показано, что флуктуации резко усиливаются в углах таких структур - как ниже, так и выше критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние. На качественном уровне, такое поведение можно объяснить тем фактом, что сверхпроводящий конденсат оказывается дополнительно зажатым в углах из-за геометрических факторов, что приводит к уменьшению эффективной локальной размерности задачи — а, как известно, чем ниже размерность, тем сильнее флуктуационные эффекты.

Выражается благодарность D. Roditchev, T. Cren, А.Л. Рахманову и А.О. Сбойчакову. Работа поддержана РФФИ (проект 12-02-00339), российско-французской программой РФФИ-CNRS (проект 12-02-91055), фондом «Династия», программой

Odysseus правительства Фландрии, FWO-VI и Belgian Science Policy (IAP).

1. T. Cren, D. Fokin, F. Debontridder, V. Dubost, and D. Roditchev, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 127005 (2009).
2. T. Nishio, T. An, A. Nomura, K. Miyachi, T. Eguchi, H. Sakata, S. Lin, N. Hayashi, N. Nakai, M. Machida, and Y. Hasegawa, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 167001 (2008).
3. Shi-Zeng Lin, Takahiro Nishio, Lev N. Bulaevskii, Matthias J. Graf, Yukio Hasegawa, arXiv:1201.5048.
4. H. Bartolf, A. Engel, A. Schilling, K. Il'in, M. Siegel, H.-W. Hubers, and A. Semenov, *Phys. Rev. B* **81**, 024502 (2010).
5. W.V. Pogosov, *Phys. Rev. B* **81**, 184517 (2010).
6. W.V. Pogosov and V. R. Misko; направлена в *Phys. Rev. B*.
7. W.V. Pogosov, V.R. Misko, and F.M. Peeters, *Phys. Rev. B* **82**, 054523 (2010).

Вероятностный подход к уравнениям Ричардсона

В.В. Погосов

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва 125412, Россия

Известно, что уравнения Ричардсона обладают электростатической аналогией. Решения уравнений эквивалентны положениям равновесия свободных зарядов на плоскости, отталкивающихся друг от друга и взаимодействующих с внешним электростатическим полем. Предложен новый подход к решению этих уравнений. Вместо непосредственного отыскания положений равновесия вводится «вероятность» найти систему зарядов в определенной конфигурации на плоскости при эффективной температуре, равной амплитуде взаимодействия, которая стремится к нулю при стремлении размеров системы к бесконечности. Далее, положение центра масс системы зарядов реконструируется с помощью методов интегрирования. Подход вскрывает доviously неожиданные связи с различными областями современной теоретической физики.

В теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) используется редуцированный потенциал взаимодействия, который спаривает лишь электроны с противоположными импульсами и направлениями спина. Как было показано Ричардсоном, соответствующий гамильтониан в представлении с фиксированным числом частиц оказывается точно решаемым [1]. Волновая функция системы зависит от набора энергеподобных величин, количество которых совпадает с числом пар в системе, а полная энергия системы равна сумме этих величин. Они, в свою очередь, удовлетворяют системе нелинейных алгебраических уравнений, называемых уравнениями Ричардсона. Эти уравнения могут быть выведены и с использованием техники алгебраического анзаца Бете [2]. Также они тесно связаны с более изученной моделью Годена [3].

Как было замечено еще самим Ричардсоном, его уравнения обладают интересной электростатической аналогией [4]. А именно, энергеподобные величины могут быть представлены в виде координат заряженных частиц на плоскости, которые отталкиваются друг от друга, а также подвергаются воздействию внешнего электростатического поля. Положения равновесия этих частиц эквивалентны решениям уравнений Ричардсона. Подобное сведение квантовой задачи к классической представляет весьма нетривиальным.

В данной работе предлагается углубить аналогию с классической задачей и ввести аналог гиббсовской вероятности отыскать систему частиц в данной конфигурации при температуре, равной амплитуде взаимодействия. Эта амплитуда стремится к нулю в пределе системы большого размера, так что частицы можно, в определенной степени, представить замороженными в свои положения равновесия. Из-за логарифмического характера взаимодействия частиц на плоскости, выражение для «вероятности» принимает форму, схожую с волновой функцией Лафлина для дробного квантового эффекта Холла [5].

«Вероятность» является мероморфной функцией положений частиц, что позволяет реконструировать положение их центра масс с помощью интегрирования. Вводится «статистическая сумма» для частиц на плоскости, которая имеет важную

особенность – интегрирование по координатам каждой частицы предполагается одномерным, а не двумерным. Далее, положение центра масс, которое дает энергию начальной квантовой задачи, выражается через логарифмическую производную классической «статсуммы». В отличие от традиционного метода решения уравнений Ричардсона в термодинамическом пределе [4], в нашем подходе удастся избежать не вполне контролируемого предположения о том, что энергеподобные величины всегда выстроены вдоль арок на комплексной плоскости (это предположение является следствием численных расчетов в рамках модели Ричардсона).

«Статсумма» задается многомерным интегралом, схожим с интегралами Сельберга, фигурирующими в конформной теории поля и теории случайных матриц. Отметим, что в настоящее время конформные теории поля рассматриваются в качестве перспективного инструмента для объединения квантовой теории и гравитации в одну теорию. Для модели с равноотстоящими уровнями невзаимодействующих электронов интеграл типа Сельберга оказывается возможным [5] посчитать точно аналитически. Сначала интеграл сводится к сумме биномиального типа, а затем используются комбинаторные свойства детерминанта Вандермонде, который обеспечивает связь между переменными суммирования. В итоге были посчитаны энергии основного и первых возбужденных состояний при произвольном заполнении интервала энергий, в котором действует потенциал взаимодействия теории БКШ. Результаты для энергии основного состояния совпадают с результатами недавних работ [6], в которых был предложен другой способ решения уравнений Ричардсона, основанный на асимптотических разложениях из разреженного предела пар. В свою очередь, для половинного заполнения эти результаты совпадают с известными результатами теории БКШ. Заметим, что метод [6], по всей видимости, малопригоден для отыскания возбужденных состояний.

Также рассматривается случай системы произвольного размера, в том числе и наноскопического. Из электронно-дырочной симметрии гамильтониана выводится некоторое предположение о зависимости энергии основного состояния от параметров

задачи и предлагается довольно простая универсальная аналитическая формула. Проводится сравнение с результатами численного решения уравнений Ричардсона для систем малого размера.

Автор выражает благодарность М. Combescot. Работа поддержана РФФИ (проект 12-02-00339), российско-французской программой РФФИ-CNRS (проект 12-02-91055) и фондом «Династия».

1. R.W. Richardson, Phys. Lett. **3**, 277 (1963).
2. J. von Delft and R. Poghossian, Phys. Rev. B **66**, 134502 (2002).
3. M. Gaudin, J. Phys. (Paris) **37**, 1087 (1976).
4. R.W. Richardson, J. Math. Phys. **18**, 1802 (1977).
5. W.V. Pogosov, J. Phys.: Condens. Matter **24**, 075701 (2012).
6. W.V. Pogosov and M. Combescot, Письма в ЖЭТФ **92**, 534 (2010); M. Crouzeix and M. Combescot, Phys. Rev. Lett. **107**, 267001 (2011).

Давление электронного газа как причина аномалии теплоемкости сверхпроводников

С.М. Подгорных^{1,2}

¹ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620990, Россия

² Уральский федеральный университет, Екатеринбург 620002, Россия

Рассмотрено влияние давления электронного газа на низкотемпературную теплоемкость сверхпроводящих металлов. Показано, что с изменением температуры давление электронного газа, которое пропорционально плотности нормальных электронов, при переходе из нормальной в сверхпроводящую фазу уменьшается, изменяет упругую энергию металлического образца и приводит к политропному процессу для теплоемкости решетки. Для обоснования этого положения приводятся экспериментальные результаты по низкотемпературной теплоемкости сверхпроводников с захваченным магнитным потоком.

Известно, что давление электронного газа является одним из основных факторов, определяющих сжимаемость металлов при низких температурах [1, 2]. Это давление влияет на коэффициент теплового расширения и на теплоемкость при низких температурах [3]. Оно компенсируется суммарным действием решетки и поверхностного натяжения так, что в твердом теле всегда существует равновесие между давлением электронного газа и поверхностным натяжением. С повышением температуры величина электронного давления возрастает пропорционально T^2 [4]:

$$P = \frac{2}{5} \frac{NT_F}{V} \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{T}{T_F} \right)^2 \right].$$

Давление фононов, приводящее к расширению решетки, растет с ростом температуры как T^4 [4]:

$$P = \frac{2}{3} U = \frac{2}{3} \times \frac{4\pi^5 V}{15h^3 u^3} T^4 + \frac{2}{3} Nk_B \Theta_D.$$

Начиная с некоторой температуры давление фононов P_{ph} , ответственное за тепловое расширение решетки, будет превышать давление электронов и уравновешиваться «нефононными вкладами в давление P_0 » [5]:
 $P_0 + P_{ph} = 0.$

При переходе образца металла из нормального состояния в сверхпроводящее давление электронного газа будет уменьшаться в силу уменьшения концентрации нормальных электронов n_n при образовании куперовских пар, которые являются бозе-частицами и имеют концентрацию, пропорциональную концентрации и волновой функции сверхпроводящих электронов $n_s \sim |\psi|^2$, ($n_n + n_s = const$). Давление бозе-газа при температуре ниже температуры конденсации выражается следующей формулой [4]:

$$P = \frac{21}{5} \frac{m^{3/2}}{h^3} (k_B T)^{5/2}.$$

Низкотемпературная теплоемкость металлов может быть представлена в виде теплоемкости решетки при изменении внутреннего давления электронного газа. Термодинамический процесс, происходящий при одновременно изменяющихся давлении

P и объеме V , но при постоянной комбинации этих величин, называется политропным. Для идеального газа уравнение политропы имеет вид $PV^n = const$, n — показатель политропы. Особенностью теплоемкости политропного процесса C_n является возможность существования как положительной, так и отрицательной дополнительной составляющей к теплоемкости решетки при постоянном давлении C_P или при постоянном объеме C_V , как показано на Рис.1 для идеального газа.

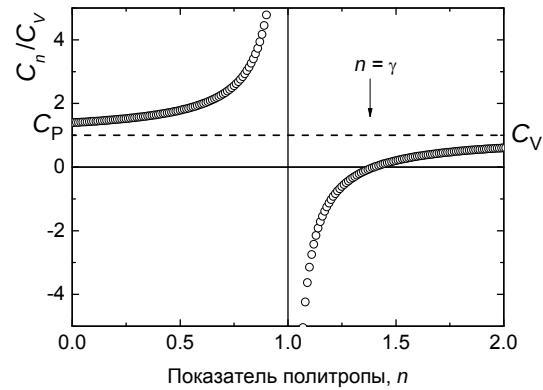


Рис. 1. Теплоемкость идеального газа в зависимости от показателя политропы. В сверхпроводнике показатель политропы может изменяться с изменением температуры.

Дополнительная теплоемкость возникает в результате изменения упругой энергии при деформации решетки из-за изменяющегося внутреннего давления электронного газа и проявляется в виде аномальной зависимости от температуры при сверхпроводящем переходе. Важный параметр сверхпроводника — поверхностная энергия между нормальной и сверхпроводящей фазами [6]. Она будет определять знак и величину дополнительной теплоемкости. Величина поверхностной энергии, возникающая из-за разности давлений нормальных фермиевских электронов и сверхпроводящих куперовских пар, может быть оценена через уменьшение давления электронного газа до нуля. В терминах микроскопической теории эта поверхностная энергия (поверхностное натяжение) между фазами будет пропорциональна градиенту волновой функции $\sigma_{sn} \sim |\text{grad}\psi|^2$ [7]. Ранее было рассмотрено влия-

ние внешнего давления на сверхпроводящий переход [8]. Однако до настоящего времени сверхпроводящий переход при изменяющемся внутреннем давлении не рассматривался [9].

Во внешнем магнитном поле меньше критического значения сверхпроводник первого рода с положительной поверхностной энергией будет находиться в промежуточном состоянии. Для определенной геометрии образца (кольцо) можно изменять соотношение между нормальной и сверхпроводящей фазами и наблюдать изменение теплоемкости в зависимости от магнитной предыстории. Ранее экспериментально наблюдалось влияние магнитной предыстории на теплоемкость сверхпроводящего свинца [10]. Особенностью этого опыта является наблюдение уменьшения теплоемкости с захваченным потоком до величины меньше, чем теплоемкость полностью сверхпроводящего или полностью нормального состояния. Такое поведение ранее было замечено на таллии [11], где авторы вынуждены были отметить неприменимость теории Нернста в данном случае.

Новые измерения теплоемкости в магнитном поле для сверхпроводящего лантана с захваченным магнитным потоком показали существование таких же особенностей, как и наблюдаемые ранее на свинце, Рис. 2 [14].

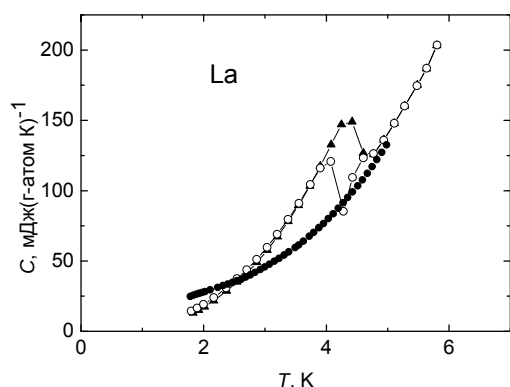


Рис. 2. Температурная зависимость теплоемкости образца лантана с различной магнитной предысторией: 7 - после охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC), — в нулевом магнитном поле после охлаждения в поле 0.5 Тл (FC), , — теплоемкость в магнитном поле 0.5 Тл в нормальном (не сверхпроводящем) состоянии.

Впервые теплоемкость сверхпроводников в промежуточном состоянии описана в работе [12] и представлена в книге [13]. Существует различие в экспериментально наблюдаемом поведении сверхпроводников первого и второго рода: для ванадия (сверхпроводник II рода) уменьшение теплоемкости не наблюдалось из-за отрицательного знака поверхностной энергии между фазами.

Работа поддерживается РФФИ (проект № 10-02-96016-р-урал_a).

1. В.А. Овчинкин, А.О. Раевский, Ю.М. Ципенюк, Сборник задач по общему курсу физики. Ч. 3. Зад. 3.22, С.111. Изд. МФТИ, М. (2001).
2. И.Е. Иродов, Задачи по общей физике. Уч. пособие для вузов. М.: Лаборатория базовых знаний, Зад. 6.284, С.325, 432с. (2003).
3. Г.Л. Коткин, Лекции по статистической физике. Москва-Ижевск: НИЦ РХД, Ин-т компьютерных исследований, С.85-88, 190 с. (2006).
4. Ю.Б. Румер, М.Ш. Рывкин, Термодинамика, статистическая физика и кинетика. Новосибирск, Изд. Новосибирского ун-та, 608 с. (2001).
5. М.И. Кацнельсон, А.В. Трефилов, Динамика и термодинамика кристаллической решетки. М.: ИздАТ. 383 с. (2002).
6. В.Л. Гинзбург, ЖЭТФ, **16**, С.87-96. (1946)
7. В.Л. Гинзбург, О сверхпроводимости и сверхтекучести. Автобиография. Изд.Физ.-Мат.Лит. М. 225 с. (2006).
8. В.Л. Гинзбург, ЖЭТФ, **44**, 2104 (1963).
9. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М. Физ.-Мат.Лит. С. 388-390; С.487-489. 600 с. (2009).
10. Podgornykh S.M., Dyakina V.P., Prekul A.F. Moscow International Symposium on Magnetism MISM2008 June 20-25, 2008. Book of Abstracts. P.427-428. Moscow. (2008).
11. W.H. Keesom, J.A. Kok, *Physica*, **1**,595 (1934).
12. Peierls R., *Proc.Roy.Soc.*, **155A**, 613 (1936).
13. Д. Шенберг, Сверхпроводимость. Гл. III, ИЛ, (1955).
14. S.M. Podgornykh, V.I. Myakon'kikh, V.P. Dyakina, *in press* (2012).

Формирование фазы сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости вблизи квантовой критической точки в редкоземельных интерметаллидах

В.В. Вальков^{1,2}, А.О. Злотников¹

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск 660036, Россия

² Сибирский государственный аэрокосмический университет им. Решетнева, Красноярск 660014, Россия

В рамках эффективной периодической модели Андерсона описана фазовая диаграмма квазидвумерного тяжелофермионного интерметаллида CeRhIn_5 . Показано, что вблизи квантовой критической точки реализуется фаза сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости. Установлено, что разрушение антиферромагнетизма в критической точке сопровождается экспериментально наблюдаемым резким увеличением эффективной массы электронов и поверхности Ферми.

В последнее время активно изучаются редкоземельные интерметаллические системы с тяжелыми фермионами, в которых при низких температурах реализуются магнитные квантовые фазовые переходы. Так, например, в цериевых тяжелофермионных интерметаллидах точка перехода разделяет фазу с дальним антиферромагнитным порядком и фазу без магнитного упорядочения [1]. Существенно, что разрушение антиферромагнитного упорядочения достигается не за счет изменения температуры, а в результате приложения внешнего гидростатического давления, либо магнитного поля. Особый интерес к отмеченным соединениям определяется не только наличием аномальных свойств в окрестности критической точки, но и индуцированием, например, фазы сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости.

В настоящее время хорошо установлено, что в интерметаллиде CeRhIn_5 вблизи критического давления P_{c1} (при этом давлении происходит разрушение дальнего антиферромагнитного порядка) в подсистеме 4f-электронов индуцируется куперовская неустойчивость [2]. В результате формируется фаза сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма без расслоения на отдельные антиферромагнитные и сверхпроводящие области вплоть до микроскопических масштабов [3]. Интерес к соединению CeRhIn_5 продиктован еще и тем, что приложение внешнего магнитного поля смещает границу антиферромагнитной фазы в область больших давлений [4]. Это означает, что в некоторой области антиферромагнетизм индуцируется внешним магнитным полем.

Эксперименты по изучению эффекта де Гааза-ван Альфена в CeRhIn_5 показали, что при некотором давлении P_{c2} , большем P_{c1} , эффективная масса электронов существенно увеличивается [5]. Кроме того при переходе через точку P_{c2} обнаруживается переход от малой к большой поверхности Ферми. Увеличение эффективной массы электронов приводит к модификации транспортных свойств системы и, в частности, к увеличению сопротивления материала. Высказывались предположения, что при давлении P_{c2} происходит переход от локализованного к делокализованному характеру 4f-электронов [2]. Однако на основе модельных расчетов было показано [6], что увеличение поверхности

Ферми в CeRhIn_5 при P_{c2} может быть связано с разрушением антиферромагнитного упорядочения, индуцированного магнитным полем.

В связи с приведенными экспериментальными данными актуальным представляется исследование микроскопического механизма, ответственного за формирование фазы сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма под действием давления в CeRhIn_5 . К числу важнейших следует отнести и вопрос об устойчивости такой фазы по отношению к тепловым воздействиям. При этом необходимо описать не только наличие квантового фазового перехода и формирование фазы сосуществования, но и объяснить, например, аномальное изменение эффективной массы носителей тока в окрестности квантовой критической точки.

В данной работе на основе расширенной периодической модели Андерсона (ПМА) построена фазовая диаграмма тяжелофермионных систем, содержащая области с антиферромагнитным упорядочением, области сверхпроводящего состояния и области сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма. Показано, что как антиферромагнитное, так и сверхпроводящее упорядочение индуцируются одним обменным взаимодействием между локализованными 4f-электронами. Гамильтониан системы записывается в виде:

$$H_{\text{eff}} = \sum_{m\sigma} (\varepsilon_0 - \mu) c_{m\sigma}^\dagger c_{m\sigma} + \sum_{ml\sigma} t_{ml} c_{m\sigma}^\dagger c_{l\sigma} + \sum_{m\sigma} (E_0 - \mu) X_m^{\sigma\sigma} + \sum_{ml\sigma} (V_{ml} c_{m\sigma}^\dagger X_l^{0\sigma} + \text{э.с.}) + \frac{1}{2} \sum_{ml} J_{ml} \left(\mathbf{S}_m \mathbf{S}_l - \frac{1}{4} N_m N_l \right),$$

где первое и второе слагаемое описывают подсистему коллективизированных электронов. Третье слагаемое отражает наличие в системе локализованных 4f-электронов с энергией E_0 . Гибридизационные процессы с амплитудой V_{ml} между двумя подсистемами описываются четвертым членом. Последнее слагаемое связано с учетом сверхобменного взаимодействия между 4f-электронами, J_{ml} — параметр обменной связи, $\mathbf{S}_m$ — квазиспиновый векторный оператор, N_m — оператор числа локализованных квазичастиц.

Известно [7], что изменение основного состояния, индуцированное увеличением энергии E_0 , ка-

чественно хорошо описывает квантовый фазовый переход и формирование фазы сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма в CeRhIn_5 при возрастании давления.

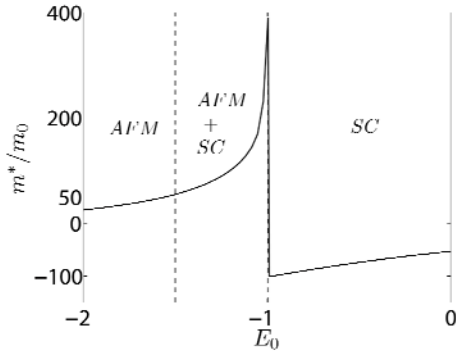


Рис. 1. Зависимость эффективной массы электронов от энергии локализованного уровня E_0 .

При атмосферном давлении магнитная структура CeRhIn_5 характеризуется несоразмерным дальним антиферромагнитным порядком с волновым вектором $Q = (1/2, 1/2, \delta)$, $\delta \approx 0.297$ [8]. Экспериментальные данные сводятся к предположению о том, что в фазе сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма формируется либо соразмерная антиферромагнитная структура с $\delta = 1/2$ [8], либо несоразмерный порядок с $\delta \approx 0.396$ [9]. В дальнейшем считается, что в соединении CeRhIn_5 сверхпроводимость проявляется при наличии соразмерной антиферромагнитной ориентации спиновых моментов. Это позволяет использовать двухподрешеточное описание при исследовании куперовской неустойчивости.

В работе получено, что в окрестности квантового фазового перехода происходит ренормировка характеристик фермиевских квазичастиц. На рис. 1 продемонстрировано резкое увеличение массы тяжелых фермионов при приближении к критической точке. Штриховыми линиями обозначены области реализации при нулевой температуре дальнего антиферромагнитного порядка (AFM) и сверхпроводимости (SC). Для области, на которой оба типа упорядочения сосуществуют, использовано обозначение (AFM+SC). Механизм увеличения эффективной массы имеет следующую природу. При наличии антиферромагнетизма в ПМА спектр тяжелых фермионов отщеплен от остальных энергетических ветвей. Редуцирование одной из щелей при разрушении антиферромагнетизма приводит к тому, что спектр тяжелых фермионов становится слабодисперсным. Это и приводит к значительному увеличению эффективной массы.

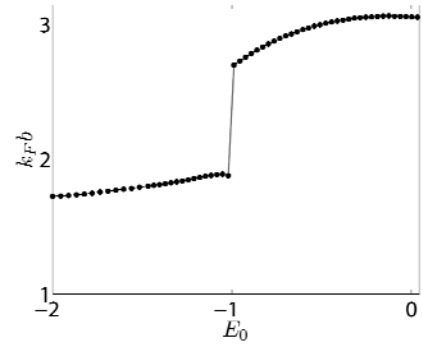


Рис. 2. Зависимость радиуса сечения поверхности Ферми от энергии локализованного уровня при $k_z = 0$ и $k_x = k_y$.

На рис. 2 приведена зависимость импульса Ферми от энергии E_0 на плоскости $k_z = 0$. Видно, что в критической точке поверхность Ферми увеличивается скачком. Подобное поведение при переходе в парамагнитное состояние уже отмечалось на основе ПМА при учете межзонного кулоновского взаимодействия по типу модели Фаликова–Кимбэлла [6]. Преимущество предлагаемой модели заключается в возможности корректного описания фазовой диаграммы CeRhIn_5 , которая явно содержит область сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма. В рамках этой модели удалось вскрыть микроскопический механизм увеличения эффективной массы фермионов в критической точке.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН “Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры”, проектов РФФИ # 10-02-00251, РФФИ-сибирь # 11-02-98007, а также ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009-2013 годы. $k_x = k_y$.

1. G. Knebel, D. Aoki, J. Flouquet, arXiv:1105.3989v1.
2. T. Park and J.D. Thompson, New Journal of Physics **11**, 055062 (2009).
3. T. Mito, S. Kawasaki, Y. Kawasaki et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 077004 (2003).
4. T. Park, F. Ronning, H.Q. Yuan et al., Nature **404**, 65 (2006).
5. H. Shishido, R. Settai, H. Harima, and Y. Onuki, J. Phys. Soc. Jpn. **74**, 1103 (2005).
6. S. Watanabe and K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. **79**, 033707 (2010).
7. В.В. Вальков, А.О. Злотников, Письма в ЖЭТФ **95**, 390 (2012).
8. M. Yashima, H. Mukuda, Y. Kitaoka et al., Phys. Rev. B **79**, 214528 (2009).
9. S. Raymond, G. Knebel, D. Aoki, and J. Flouquet, Phys. Rev. B **81**, 172502 (2008).

Резонансное туннелирование куперовских пар в джозефсоновском переходе сверхпроводник – полимер – сверхпроводник

А.Н. Ионов

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

Показано, что протекание сверхпроводящего тока сквозь полимер в джозефсоновском переходе обусловлено резонансным туннелированием куперовских пар с длиной когерентности сверхпроводника

В настоящее время установлено, что возникновение металлической проводимости в структуре металл – полимер – металл, а также протекание сверхпроводящего тока в структуре сверхпроводник – полимер – сверхпроводник обусловлено процессом электризации полимера [1,2 и ссылки в них]. При этом чем дальше по глубине распространяется заряд, тем при большей толщине полимерной пленки возникает металлическая проводимость. Согласно [3], случайным образом распределенные внутри полимера локализованные заряды создают вокруг себя сильные электростатические поля, которые могут изменить по энергии положения НОМО – LUMO¹ уровней. Так, например, некоторые НОМО уровни могут оказаться выше уровня Ферми металла, контактирующего с полимером, а некоторые LUMO — уровни ниже. В первом случае электроны из полимера будут перетекать в металл, а во втором, наоборот, из металла в полимер. Как известно в полимере макромолекулы удерживаются вместе только за счет сил Ван дер Ваальса. Если расстояние между макромолекулами позволяет туннелировать носителям тока, то внутри полимера может образоваться протекательный проводящий канал от одного электрода до другого. Чтобы существовала металлическая проводимость в структуре металл – полимер – металл, а также протекал сверхпроводящий ток при переходе металла из нормального в сверхпроводящее состояние, туннелирование из металла в полимер, а также между макромолекулами полимера, должно быть резонансным. Согласно [4], при резонансном транспорте куперовских пар по периодически расположенным примесным атомам затухание критического тока I_c должно происходить медленнее с увеличением длины цепочки, по сравнению с прямым туннелированием такой же толщины барьера. Более того, туннельный транспорт куперовских пар по локализованным состояниям по своим свойствам аналогичен транспорту в длинном металлическом канале структуры сверхпроводник – металл – сверхпроводник (СМС). В рамках этой модели можно применить теорию Де Гиннеса для наведенной сверхпроводимости в нормальном металле [5]. В этой модели величина I_c для СМС перехода определяется следующим образом:

$$I_c \cong \frac{\pi}{2eR_n} \frac{\Delta_i^2}{kT_c} \frac{d}{\xi_n} e^{-d/\xi_n} \quad (1)$$

Здесь R_n — сопротивление металла в нормальном состоянии; Δ_i — величина сверхпроводящей щели на интерфейсной границе сверхпроводник-нормальный металл; T_c — критическая температура сверхпроводника; d — толщина перехода; ξ_n — длина когерентности куперовской пары в переходе. Согласно (1), с увеличением толщины перехода I_c должен уменьшаться по экспоненциальному закону. Здесь необходимо подчеркнуть, что I_c не зависит от длины когерентности куперовской пары в сверхпроводнике, а зависит только от свойств нормального металла. Так, например, когда длина свободного пробега в нормальном металле $l_n \gg \xi_n$, то длина когерентности в нормальном металле $\xi_n = \hbar v_n / 2\pi kT$ (здесь v_n — скорость диффузии на поверхности Ферми).

Проверим справедливость выражения (1) для перехода сверхпроводник – полимер – сверхпроводник.

На рис.1 представлена зависимость I_c от толщины полимерной пленки d (nm) для имид - силоксана.

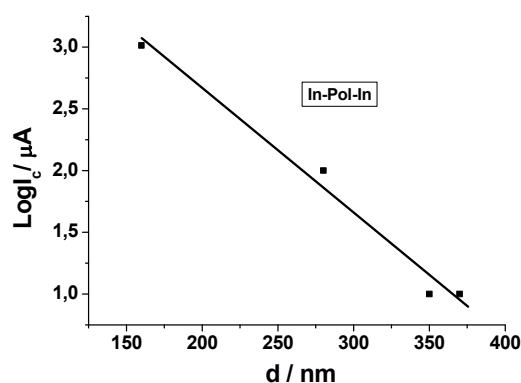


Рис. 1. Логарифмическая зависимость критического тока I_c от толщины полимерной пленки d для джозефсоновского перехода In-imid-siloxane-In при температуре близкой к T_c и одинаковой площади контактов полимер/сверхпроводник

Как видно из рисунка $\log I_c \sim d$, что согласуется с (1). При этом при достижении толщины полимера некоторой d_c ($d_c = 5 - 10 \xi_s$) сверхпроводящий ток спадает до нуля при $T < T_c$ и наблюдается конечное сопротивление, которое не зависит от T в интервале 1.8 -3.4 К.

¹ НОМО — верхняя заполненная молекулярная орбиталь; LUMO — нижняя незаполненная молекулярная орбиталь

Следует отметить, что главное отличие джозефсоновского перехода с полимером от перехода с нормальным металлом заключается в том, что сам по себе полимер обладает хорошими диэлектрическими свойствами, и, следовательно, не имеет свободных носителей тока. Проводящие каналы в полимере образуются только после его электризации металлическими контактами.

Влияние длины когерентности сверхпроводника на величину I_c в джозефсоновском переходе с полимером показано на рис.2.

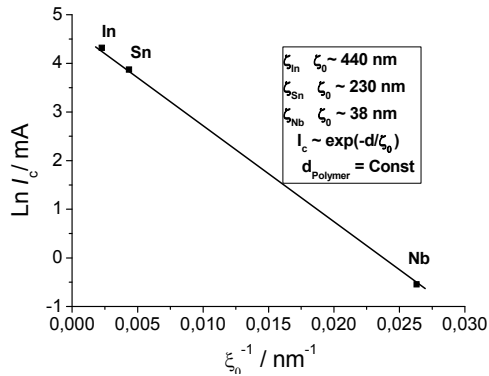


Рис. 2. Зависимость $\text{Ln} I_c$ от обратной величины длины когерентности сверхпроводника в джозефсоновском контакте. Толщины полимерных переходов (imid-siloxane) и контактирующие площади одинаковые.

Как это видно из рисунка, I_c качественно согласуется с (1) если ξ_n положить равной ξ_s . Таким образом фундаментальное отличие джозефсоновского перехода с полимером от перехода с нормальным металлом заключается в том, что в первом случае $\xi_n = \xi_s$ сверхпроводника, а во втором случае ξ_n определяется только свойствами металла и не зависит от ξ_s сверхпроводника.

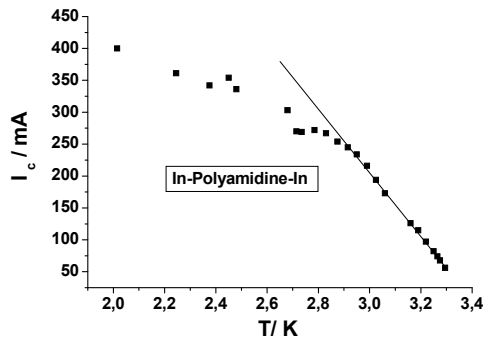


Рис. 3. Температурная зависимость I_c для СПС контакта.

Насыщение I_c при низких температурах, приведенное на рисунке 3 характерно для резонансного туннелирования по ближайшим локализованным состояниям [6]. В нашем случае такими состояниями могут выступать отдельные макромолекулы.

На рисунке 4 приведена вольт – амперная характеристика при облучении джозефсоновского

СПС перехода высокочастотным электромагнитным полем. На рисунке наблюдаются резкие скачки тока при напряжении $V_n = n \frac{h}{2e} f$ для $n = 1, 2, \dots, 6$.

Здесь f — частота электромагнитного поля. Такое поведение характерно для одиночного джозефсоновского перехода со слабой связью в точечном контакте между двумя сверхпроводниками [7]. При этом сквозь полимер протекает сверхпроводящий ток большой плотности.

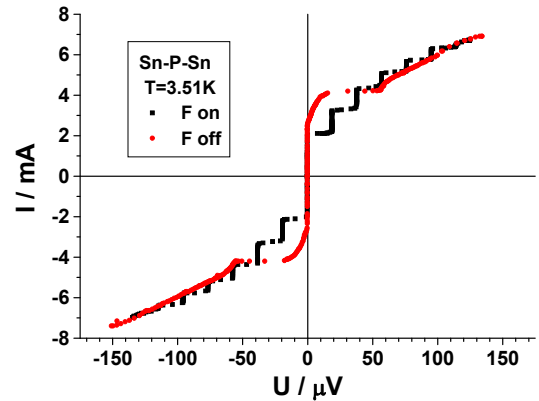


Рис. 4. Ступеньки Шапиро в высокочастотном поле (Fon) $f = 9.3$ GHz для Sn – imid-siloxane – Sn

В заключение отметим, что существование эффекта Шапиро [7] в СПС переходе доказывает наличие сверхпроводящих свойств в таком переходе. Полученные нами результаты не отрицают возможное существование сверхпроводимости и в полимерах [8,9].

1. A.N. Ionov, R. Rentzsch, M.N. Nikolaeva Phys. Stat. Sol. (C) 5, 730(2008).
2. R. Rentzsch, A.N. Ionov Phys. Stat. Sol. (C) 5, 735(2008).
3. C.B. Duke, et al Phys Rev. B 18, 5717 (1978).
4. L. Aslamazov and M. V. Fistul' Sov. Phys. LETP 56, 666(1982).
5. P.G. De Gennes, Rev. Mod. Phys. 36, 225 (1964).
6. A.A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev Rev. Mod. Phys., 76, 411(2004).
7. S. Shapiro, Phys. Rev. Letters, 11, 80(1963)
8. A.N. Ionov, R. Rentzsch Annalen der Physik, 18, Issue:12 Spezial Issue: SI, 963(2009).
9. D.M. Eagles, International Journal of modern Physics B, 25, Issue: 23-24, 3269(2011).

Влияние сверхпроводящих флуктуаций на ширину сверхпроводящего перехода в тонких плёнках

П.Н. Кропотин¹, Т.И. Батурина¹

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090, Россия

Исследовано влияние сверхпроводящих флуктуаций на ширину сверхпроводящего перехода квазидвумерных сверхпроводников с учётом всех квантовых вкладов в проводимость. Установлено, что даже при условии абсолютной однородности сверхпроводящих плёнок, переход в сверхпроводящее состояние может занимать значительный температурный интервал, и ширина перехода, определённая как $t_w = (T_{0.9} - T_{0.1})/T_{0.5}$ (где $T_{0.9}$, $T_{0.1}$, $T_{0.5}$ – температуры, при которых сопротивление $R(T) = 0.9R_{\max}$, $0.1R_{\max}$, $0.5R_{\max}$) может достигать значений $t_w > 0.5$. Показано, что для плёнок с сопротивлением на квадрат в нормальном состоянии $R < 1$ кОм ширина перехода, главным образом, зависит от величины сопротивления, тогда как для больших R существенным также становится и значение произведения $T_{c0}\tau$, где T_{c0} – критическая температура сверхпроводящего перехода объёмного образца, τ – время свободного пробега.

Одной из наиболее интенсивно исследуемых областей физики конденсированного состояния в настоящее время является изучение квантовых явлений в проводимости низкоразмерных систем. В этом ряду особое место занимают тонкие сверхпроводящие плёнки и слоистые сверхпроводники, проявляющие огромное многообразие переходов между различными состояниями, обусловленными сосуществованием куперовского спаривания и локализации. Как правило, в критической области переход в сверхпроводящее состояние сильно затянут по температуре, что обычно связывают с пространственной неоднородностью образцов [1, 2]. В связи с этим возникает вопрос о теоретически допустимой ширине перехода в отсутствие пространственных неоднородностей.

В данной работе, при расчёте теоретических зависимостей сопротивления от температуры, учтены все квантовые вклады в проводимость [3, 4], а именно: вклад от слабой локализации (WL); вклад от электрон-электронного взаимодействия в диффузионном канале (ID); вклад Асламазова–Ларкина (AL); вклад Маки–Томпсона (MT); а также вклады, обусловленные перенормировкой коэффициента диффузии (DCR) [5] и изменением плотности состояний (DOS), за счёт наличия сверхпроводящих флуктуаций (SF). При этом полная проводимость $G = G_0 + \Delta G^{WL} + \Delta G^{ID} + \Delta G^{AL} + \Delta G^{MT} + \Delta G^{DCR} + \Delta G^{DOS}$, где G_0 — друдевская проводимость. Предполагается, что плёнки являются квазидвумерными относительно эффектов электрон-электронного взаимодействия, и $\Delta G^{WL} + \Delta G^{ID} = G_0 A \ln[k_B T \tau \hbar]$, где $G_0 = e^2/(2\pi^2 \hbar)$. В общем случае коэффициент $A = ap + A_{ID}$, где $a = 1$ при условии, что время сбоя фазы τ_ϕ много меньше времени спин-орбитального рассеяния, p — показатель степени в температурной зависимости времени сбоя фазы ($\tau_\phi \propto T^{-p}$), A_{ID} — константа, описывающая экранированное кулоновское взаимодействие, $A_{ID} \approx 1$. При низких температурах преобладает электрон-электронное рассеяние и $\tau_\phi^{-1} = k_B T e^2 R \ln[\pi \hbar / e^2 R] / (2\pi \hbar)$ (1) что даёт $p = 1$. В данной работе при расчёте мы положили $A = 2$.

Выражения для вкладов от сверхпроводящих флуктуаций $\Delta G^{SF} = \Delta G^{AL} + \Delta G^{MT} + \Delta G^{DCR} + \Delta G^{DOS}$ основаны на недавнем теоретическом результате [5], дающем полное описание флуктуационной сверхпроводимости во всём диапазоне температур выше T_c . При дальнейшем вычислении используется результат расчёта этих теоретических выражений, полученный в работе [6]. Соответствующие выражения функции изображены на рисунке 1.

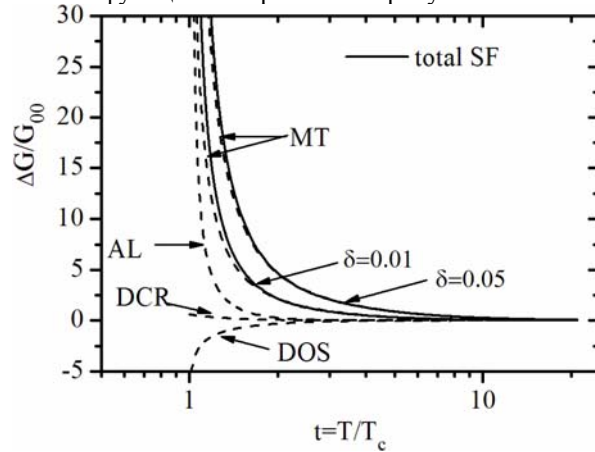


Рис. 1. Температурные зависимости квантовых вкладов в проводимость за счёт сверхпроводящих флуктуаций [5, 6]. Пунктирными линиями обозначены отдельно вклады AL, MT, DCR, DOS. Сплошные линии отвечают суммам всех вкладов рассчитанных для $\delta=0.01$ и 0.05 . Зависимости AL, DOS, DCR являются универсальными по параметру $t=T/T_c$, MT зависит также и от параметра δ .

Зависимости вкладов AL, DOS и DCR являются универсальными по параметру $t=T/T_c$ (рис. 1). Особенность вклада MT состоит в том, что он зависит ещё и от времени сбоя фазы τ_ϕ , входящего через параметр $\gamma_\phi = \pi \hbar / (8 k_B T_c \tau_\phi)$, который может быть выражен через обычный параметр распаривания $\delta = \pi \hbar / (8 k_B T \tau_\phi)$, как $\gamma_\phi = t \delta$. В расчёте использовалось следующее рекуррентное выражение для вычисления параметра распаривания через сопротивление на квадрат: $\delta = e^2 R \ln[\pi / (4 \delta)] / (16 \hbar)$.

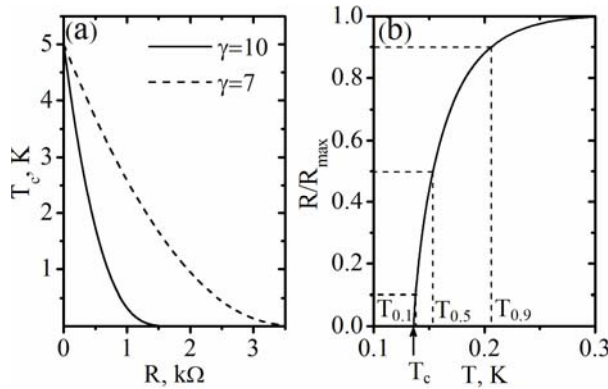


Рис. 2. (а) Зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода от сопротивления, рассчитанная при $T_{c0}=5$; $\gamma=7$ и $\gamma=10$. (б) Зависимость сопротивления, нормированного на максимальное, от температуры в критической области перехода. Кривая построена с учётом всех квантовых вкладов в проводимость ($T_{c0} = 5$ К; $\gamma = 7$; $T_c = 0.136$ К; $\delta = 0.096$; $R(T = 300 \text{ К}) = 3$ кОм). Пунктирной линией обозначены температуры, при которых $R(T) = 0.9R_{\max}$, $0.1R_{\max}$, $0.5R_{\max}$, где $R_{\max} = 5707$ Ом.

В свою очередь температура сверхпроводящего перехода также может быть связана с сопротивлением плёнок. В работе использовалась следующая зависимость [7]:

$$T_c/T_{c0} = e^{\gamma} (1/\gamma + r/4 - (r/2)^{1/2}) / (1/\gamma + r/4 + (r/2)^{1/2}), \quad (2)$$

где $r = G_{00}R$, $\gamma = \ln(\hbar/k_B T_{c0} \tau)$, τ - время свободного пробега электрона, T_{c0} - температура перехода для объёмного образца.

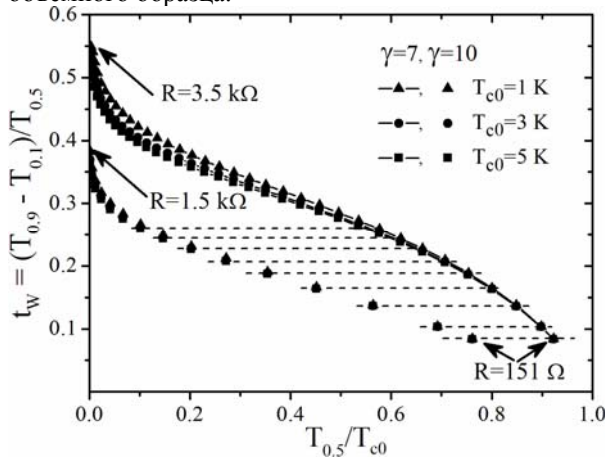


Рис. 3. Зависимости ширины сверхпроводящего перехода, определённые как $t_w = (T_{0.9} - T_{0.1})/T_{0.5}$ от параметра $T_{0.5}/T_{c0}$. Символами, соединёнными линией, обозначена кривая, рассчитанная при $\gamma=7$ для однородных систем с сопротивлениями на квадрат 151 Ом и от 200 Ом до 3.5 кОм с шагом 100 Ом. Одиночными символами построена зависимость для $\gamma=10$ с сопротивлениями на квадрат 151 Ом и от 200 Ом до 1.5 кОм с шагом 100 Ом. Пунктиром соединены точки, рассчитанные при одинаковых сопротивлениях.

Для примера на рисунке 2(а) приведены две зависимости $T_c(R)$ для значений $\gamma=7$ и $\gamma=10$, что отвечает временам свободного пробега $\tau = 13.9 \times 10^{-16}$ с и $\tau = 0.7 \times 10^{-16}$ с, соответственно. На рисун-

ке 2(б) представлена зависимость $R(T)$, рассчитанная с учетом всех вышеперечисленных квантовых вкладов в проводимость, в критической области сверхпроводящего перехода. Хорошо видно, что при понижении температуры существенное понижение сопротивления начинается при $T > 2T_c$, что, главным образом, обусловлено вкладом сверхпроводящих флуктуаций. Другими словами, затянутасть сверхпроводящих переходов на зависимостях $R(T)$ — неотъемлемая сущность квазидвумерных сверхпроводников.

В рамках данной работы выполнен анализ зависимости ширины перехода, определённой как $t_w = (T_{0.9} - T_{0.1})/T_{0.5}$, от параметра $T_{0.5}/T_{c0}$ [8] (см. рис. 3).

Из рисунка видно, что ширина перехода увеличивается с ростом сопротивления плёнок и, соответственно, с уменьшением T_c . При этом, для плёнок с сопротивлением на квадрат в нормальном состоянии $R < 1$ кОм ширина перехода, главным образом, определяется самой величиной сопротивления, тогда как для больших R существенным также становится и значение произведения $T_{c0}\tau$.

Таким образом, исследование влияния сверхпроводящих флуктуаций на ширину сверхпроводящего перехода квазидвумерных сверхпроводников в рамках теории квантовых вкладов в проводимость показывает, что даже при условии абсолютной однородности плёнок переход в сверхпроводящее состояние занимает значительный температурный интервал, и ширина перехода может достигать значений $t_w > 0.5$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-00152) и программы фундаментальных исследований РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры».

1. Иоффе Л.Б., Ларкин А.И., ЖЭТФ, **81**, 707 (1981).
2. Caprara S., Grilli M., Benfatto L., and Castellani C., Phys. Rev. B, **84**, 014514 (2011).
3. Altshuler B.L. and Aronov A.G., Electron-Electron Interactions in Disordered Systems, edited by Efros A. L. and Polak M., North-Holland, Amsterdam (1985).
4. Larkin A. and Varlamov A., Theory of fluctuations in superconductors, Clarendon Press, Oxford (2005).
5. Glatz A., Varlamov A.A. and Vinokur V.M., EPL, **94**, 47005 (2011); Phys. Rev. B, **84**, 104510 (2011).
6. Baturina T.I., Mironov A.Yu., Postolova S.V., Glatz A., Baklanov M.R. and Vinokur V.M., EPL, **97**, 17012 (2012).
7. Финкельштейн А.М., Письма в ЖЭТФ **45**, 37 (1987).
8. Chervenak J.A. and Valles Jr. J.M., Phys. Rev. B **59**, 17, 11209(4) (1999).

Низкотемпературная проводимость и магнитные свойства нанокompозита индий–пористое стекло в области сверхпроводящего перехода

Ю.А. Кумзеров¹, Р.В. Парфеньев¹, А.В. Черняев¹, Д.В. Шамшур¹, А.В. Фокин¹, А.А. Сысоева¹,
Г.А. Оприщенко¹, A.V. Lashkul²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия

² Lappeenranta University of Technology, P.O. Box 20 FI-53851, Lappeenranta, Finland

В работе изучались низкотемпературные электрофизические (в том числе сверхпроводящие) и магнитные свойства индиевых нанокompозитов на основе матрицы пористого стекла с равномерно распределенными кластерными включениями антиферромагнитных материалов (NiO, CoO) и нормальных металлов (Cu, Pd). В изученных системах наблюдается заметное увеличение критических параметров сверхпроводящего состояния по сравнению с объемным In, причем антиферромагнитные включения увеличивают температуру сверхпроводящего перехода T_c вплоть до $T = 4.2$ К.

Изучение нанокompозитов, изготовленных на основе пористых диэлектрических матриц (искусственный опал, асбест, пористое стекло), заполненных сверхпроводящими материалами, представляет особый интерес в связи с возможностью целенаправленного изменения их физических характеристик в нормальном и сверхпроводящем состоянии [1].

Пористое стекло (ПС) представляет собой неупорядоченный набор взаимопересекающихся пор цилиндрической формы с диаметрами (5–6) нм, занимающих 25% от общего объема образца [2]. Методом непосредственного химического синтеза в нанопоры вводились следующие материалы: Pd, Cu (металлы), NiO и CoO (антиферромагнетики - АФ). Эти вещества получались в виде относительно равномерно распределенных по образцу несвязанных нанокластеров диаметром (3–5) нм, заполняющих в общей сложности около 10% объема нанопор. В оставшееся пространство нанопор из расплава ($T \approx 443$ К) под высоким давлением ($P \approx 10^4$ атм) вводился In, образующий связанную проводящую систему с характерным диаметром (5–6) нм.

На рис. 1, 2, 3 представлены результаты исследования температурных зависимостей сопротивления и магнитосопротивления таких двухкомпонентных нанокompозитов, в которых на электрофизические свойства сквозной многосвязанной индиевой сетки влияли равномерно по объему внедренные в нее и несвязанные друг с другом несверхпроводящие нанокластеры металла (Pd) или антиферромагнетиков (NiO или CoO).

Во всех изученных образцах наблюдается переход в сверхпроводящее (СП) состояние при $T \leq 4.2$ К (см. рис. 2, 3). Как видно, критические параметры СП перехода исследованных нанокompозитов критическая температура T_c и критическое магнитное поле, соответствующее разрушению СП при $T < T_c$ (рис.3) заметно возрастают по сравнению с объемным In ($T_c = 3.41$ К, $H_c(0) = 280$ Э).

Кривые намагниченности при нарастании и спаде магнитного поля имеют гистерезисный характер, как это показано на рис. 4 для In-ПС+CoO, с

критическим магнитным полем разрушения СП состояния $H \sim 7$ кЭ при $T = 1.68$ К, значительно превышающим $H_c(0 \text{ К}) = 180$ Э для чистого In, что связано с тонкими сверхпроводящими каналами между нанокристаллитами In, образующими СП контура, включающие соседние кластеры In. Падение остаточной намагниченности при прохождении точки $H=0$ связано, по-видимому, с перестройкой магнитного состояния интерфейса СП – АФ при изменении полярности магнитного поля, приводящем к занулению остаточного магнитного момента, после чего кривая намагниченности в отрицательной области повторяет начальную зависимость $M(H)$.

Нанокристаллиты In с соединяющими каналами находятся в окружении антиферромагнитных кристаллитных частиц CoO, произвольно расположенных в стеклянных нанопорах. Эти кристаллиты CoO могут иметь положительный суммарный магнитный момент, возникающий из-за неполной магнитной компенсации при нечетном числе магнитных плоскостей в частице CoO. В результате разнонаправленные магнитные моменты частиц во внешнем магнитном поле будут стремиться к насыщению и при снятии поля приводить к остаточной намагниченности при температуре меньше температуры замерзания T_f стекольного состояния. Связь между отдельными моментами частиц CoO усиливается в результате обменного взаимодействия с участием нормальных электронов при $H > H_{c2}$. Остаточная намагниченность $M(0)$ при $H = 0$ исчезает при изменении полярности поля, что можно связать с разрушением магнитного состояния интерфейса In – CoO, сформировавшимся при прохождении прямой ветви. Весь процесс повторяется при развертке поля на отрицательной шкале. При $T > T_f$ эффект сброса остаточной намагниченности исчезает. Отмеченный процесс объясняет петли намагниченности на рис.4 при температурах $T < T_f$ и $T \sim T_f$ (3К) вблизи критической температуры, определенной из магнитных измерений $T_c^M = 3.5$ К, что меньше T_c из температурной зависимости сопротивления $T_c(0.5\rho_n) \sim 4.1$ К (рис.2).

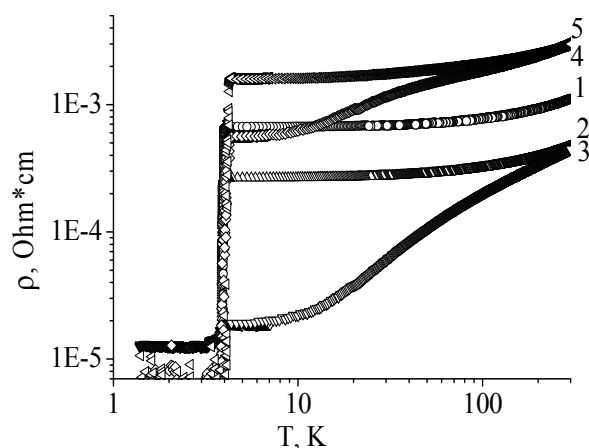


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления нанокомпозитов In-ПС (кривая 1) и In-ПС с нанокластерами Cu (2), Pd (3), NiO (4) и CoO (5).

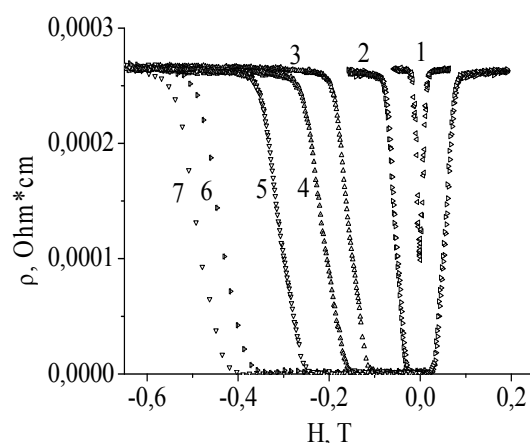


Рис. 3. Магнитополевая зависимость удельного сопротивления нанокомпозита In-ПС с нанокластерами Cu при температурах ниже сверхпроводящего перехода $T = 3.9\text{K}$ (кривая 1), 3.81K (2), 3.7K (3), 3.67K (4), 3.55K (5), 3.47K (6), 3.42K (7).

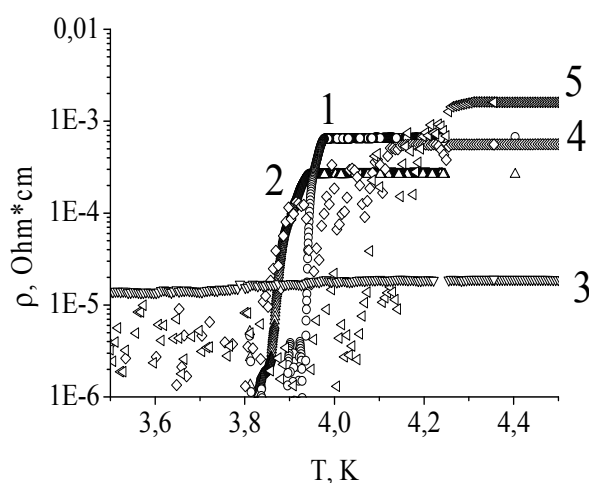


Рис. 2. Температурная зависимость удельного сопротивления нанокомпозитов In-ПС (кривая 1) и In-ПС с нанокластерами Cu (2), Pd (3), NiO (4) и CoO (5) в области сверхпроводящего перехода.

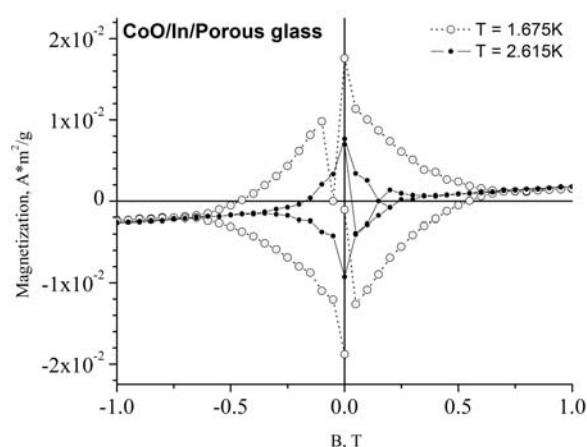


Рис. 4. Магнитополевая зависимость магнитного момента образца In-ПС с нанокластерами CoO при разных T .

Работа выполнена при поддержке РФФИ 10-02-01158-а и грантов Президиума РАН.

1. Д.В. Шамшур, А.В. Черняев, А.В. Фокин, С.Г. Романов, ФТТ, том 47, выпуск 11, с. 1927 – 1937 (2005).
2. Yu. Kumzerov, S. Vakhrushev, Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology, (H/S/Nalwa Ed., American Scientific Publishers, vol. VII, pp.811-849 (2004).

Сверхпроводящие свойства тонкопленочного нанокompозита In-опал

Р.В. Парфеньев¹, Ю.А. Кумзеров¹, Д.В. Шамшур¹, Н.Ю. Михайлин¹, А.В. Фокин¹, М. Bardosova²

¹ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Россия

² Tyndall National Institute, University College Cork, Prospect Row, Cork, Ireland

В работе изучены низкотемпературная электропроводность и сверхпроводящие характеристики тонких пленок нанокompозита In-опал различной толщины. Обнаружено, что температура сверхпроводящего перехода T_c исследуемых слоев увеличивается после введения магнитного поля при $T < T_c$. Отогрев до комнатной температуры возвращает образец в исходное состояние.

Исследуемый нанокompозит In-опал представляет собой упорядоченную проводящую сетку включений In в пустотах тонкой диэлектрической матрицы искусственного опала. Индиевая сетка состоит из октаэдрических и тетраэдрических включений, соответствующих различным типам пустот, а также тонких перемычек между ними. Тонкие пленки искусственного опала изготовлены методом Лэнгмюра–Блоджетт из шаров SiO₂ диаметром 185 нм. Были получены 2 серии пленок, толщиной 27 и 5 слоев (далее образцы 1 и 2 соответственно). Индий был введен в матрицы из расплава при температуре 170 °C и гидростатическом давлении 3 кбар.

Измерения зависимостей сопротивления образца от температуры и магнитного поля проводились как на постоянном, так и на переменном токе амплитудой $I = 10 \text{ мкА} \div 10 \text{ мА}$. При этом для токов амплитудой больше 1 мА наблюдалась зависимость критической температуры сверхпроводящего (СП) перехода T_c от I , что говорит о превышении критического тока образца.

При $I \leq 1 \text{ мА}$ оба образца демонстрируют СП переход при $T_{c1} = 3.46 \text{ К}$ (образец 1) и $T_{c2} = 3.41 \text{ К}$ (образец 2, рис.1), что близко к $T_c = 3.41 \text{ К}$ объемного In.

Обнаружено, что после разрушения СП состояния нанокompозита магнитным полем H с последующим возвращением в состояние $H = 0$ и отогревом до $T > T_c$, при последующем охлаждении нанокompозит переходит в СП состояние с большей T_c . Увеличение критической температуры было одинаковым в обоих образцах. Эффект увеличения T_c не пропадал при температурном разрушении СП состояния вплоть до $T = 4.2 \text{ К}$, образцы переходили в исходное состояние только после отогрева до комнатной температуры.

На рис. 2 показано изменение свойств образца 2: кривая 1 соответствует исходному состоянию, 2 — после ввода/вывода магнитного поля амплитудой $H = 0.05 \text{ Т}$ при $T = 3.3 \text{ К}$, 3 — после приложения $H = 1 \text{ Т}$ при $T = 2.5 \text{ К}$ (в обоих случаях значение H было выше H_c при данной температуре). Очевидно, что рост T_c зависит от T введения магнитного поля и его амплитуды. Максимальное увеличение критической температуры составило 0.15 К для обоих образцов.

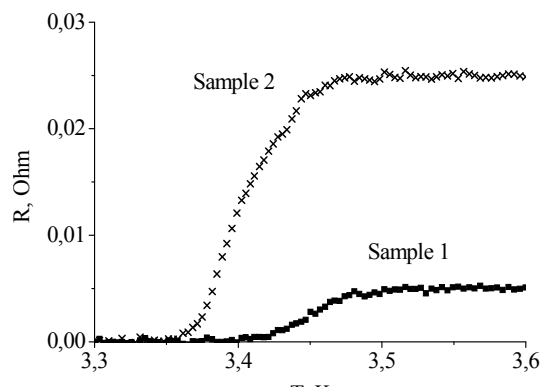


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления $R(T)$ в образцах 1 и 2 в области СП перехода ($I = 1 \text{ мА}$).

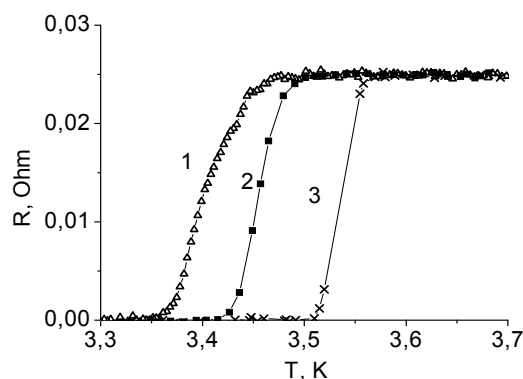


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления $R(T)$ в образце 2 до (кривая 1) и после ввода/вывода магнитного поля $H = 0.05 \text{ Т}$ (2), $H = 1 \text{ Т}$ (3) ($I = 1 \text{ мА}$).

Таким образом, нами обнаружено изменение сверхпроводящих свойств (в том числе рост критической температуры) образцов в зависимости от ранее приложенного к нему магнитного поля. При этом увеличение T_c зависит от условий приложения магнитного поля. Образец возвращается в исходное состояние только после отогрева до комнатной температуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 10-02-01158-а и грантов Президиума РАН.

1. Д.В. Шамшур, А.В. Черняев, А.В. Фокин, С.Г. Романов, ФТТ, том 47, выпуск 11, с. 1927–1937 (2005).

Зондирование электронных корреляций и обменных полей на основе эффекта близости в слоистых наноструктурах ферромагнетик-сверхпроводник

М.Г. Хусаинов, М.М. Хусаинов, Ю.Н. Прошин
Казанский федеральный университет, Казань, 420008, Россия

В рамках оригинальной трехмерной теории эффекта близости в куперовском пределе рассматривается взаимное влияние и подстройка обычной сверхпроводимости БКШ, неоднородной сверхпроводимости ЛОФФ и магнетизма в чистых тонких слоистых системах ферромагнетик-сверхпроводник (FS). Для двух-, трех- и четырехслойных систем, а также сверхрешетки FS найдены зависимости критической температуры T_c от обменного поля, электронных корреляций, толщин F и S слоев. Предсказаны новые сверхпроводящие состояния, связанные с учетом межэлектронного взаимодействия в F металле, причем как возможного притяжения, так и вероятного отталкивания. На базе развитой теории объясняется уникальное отсутствие подавления сверхпроводимости для сверхрешетки Gd-La и предсказывается величина межэлектронного взаимодействия в гадолинии. Это позволяет предложить новый метод сверхпроводящего зондирования на основе эффекта близости для нахождения симметрии параметра порядка, величины и знака электронных корреляций, а также обменного поля в различных наноматериалах F. Рассматриваются приложения к системам с ВТСП соединениями.

В последнее время ярко выражен интерес к необычным сверхпроводящим корреляциям электронов, отличным от обычного синглетного спаривания БКШ с нулевым импульсом пар. Одним из таких примеров является спаривание по механизму Ларкина–Овчинникова–Фулде–Феррелла (ЛОФФ) с отличным от нуля 3D импульсом пар $\mathbf{k}$, которое может быть реализовано в наноструктурах ферромагнетик/сверхпроводник (F/S). Несмотря на успешное качественное описание интересных явлений (см. обзоры [1,2] и приведенные в них ссылки), остается ряд вопросов к теории эффекта близости для наноструктур FS. Во-первых, большинство теорий систем FS справедливы лишь в грязном пределе, где состояние ЛОФФ практически не реализуется. Поэтому теория эффекта близости для произвольной концентрации примесей, должна основываться на краевой задаче для функции Эйленберге-ра (см., например [3,4]). Во-вторых, прежние теории пренебрегали электронными корреляциями λ_F и параметром порядка Δ_F в самих ферромагнитных слоях F. В-третьих, прежние теории являются квазиодномерными и не учитывают пространственные изменения парной амплитуды вдоль F/S границ [4]. Последнее при расчетах T_c в чистых структурах F/S приводило к появлению множественных осцилляций, которые в реальных 3D системах с сильными ферромагнетиками типа Fe-V, Gd-Nb не наблюдаются [1,2].

Микроскопически выведена трехмерная (3D) краевая задача для функции Эйленберге-ра, пригодная для описания эффекта близости в наноструктурах FS, где сверхпроводимость определяется конкуренцией спаривания БКШ с нулевым суммарным импульсом в S слоях со спариванием по механизму ЛОФФ с отличным от нуля 3D импульсом пар $\mathbf{k}$ в F слоях. Исследованы эффект близости и конкуренция между состояниями БКШ и ЛОФФ в куперовском пределе для тонких наноструктур FS, FSF, FSFS и сверхрешетки FS. Показано, что на границе

раздела FS имеет место только для парных амплитуд одинаковой пространственной симметрии. При одновременной реализации двух типов спаривания процессы взаимного превращения между парами ЛОФФ и БКШ на границе раздела FS происходят, как процессы переброса с участием поверхностных состояний. Исследованы фазовые диаграммы поверхностных состояний со смешанным БКШ+ЛОФФ типом спаривания. Для бислоев FS предсказана сверхпроводимость, локализованная на поверхности раздела FS. Для всех систем найдены зависимости критической температуры T_c от обменного поля I , электронных корреляций λ_F и λ_S , толщин d_F и d_S F и S слоев. Показано, что состояния сверхрешетки FS в рассмотренном приближении полностью определяются состояниями четырехслойной элементарной ячейки FSFS. Для трех- и четырехслойных систем (а, следовательно, и для сверхрешетки) найдены новые π -фазные сверхпроводящие состояния с электрон-электронным отталкиванием в F слоях ($\lambda_F < 0$).

Наибольшей критической температурой T_c обладают сверхрешетки с антипараллельной ориентацией намагниченностей в соседних F слоях и одинаковыми по фазе сверхпроводящими параметрами порядка — 0-фазные состояния. В частности, для металлов с одинаковой электронной структурой в куперовском пределе при идеальной прозрачности границ удается получить формулу для нахождения T_c четырехслойной системы FSF'S' в таком состоянии

$$\ln \frac{T_c}{T_{cs}} = \frac{(c_F + c'_F)(\lambda_F - \lambda_S)}{\lambda_S[(c_S + c'_S)\lambda_S + (c_F + c'_F)\lambda_F]}, \quad \lambda_F > 0,$$

где c_A — относительные веса слоев ($A = F, F', S, S'$), пропорциональные соответствующим толщинам, а T_{cs} — критическая температура уединенного сверхпроводника.

Эта формула, в частности, позволяет объяснить уникальное отсутствие подавления 3D сверхпроводимости в короткопериодных сверхрешетках Gd-La

[5,6], в которых слои ферромагнитного металла были толще слоев сверхпроводника в несколько раз ($d_{\text{Gd}} = (2 \div 3)d_{\text{La}}$). Измеренная T_c этой сверхрешетки составила 5 K при охлаждении в нулевом поле, что фактически совпадает с критической температурой массивного лантана! Более того, с помощью этой формулы удастся предсказать величину константы межэлектронного взаимодействия в гадолинии $\lambda_{\text{Gd}} \approx \lambda_{\text{La}} \approx 0.28$. Заметим, что при $\lambda_F = 0$ (как обычно и полагалось в теории эффекта близости для систем FS) мы получаем обычный экспоненциальный спад критической температуры, характерный для контакта сверхпроводника и нормального металла [7].

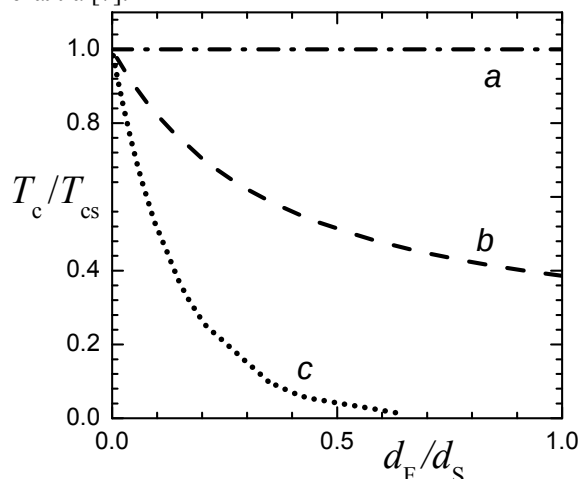


Рис. 1. Диаграммы $T_c(d_F/d_S)$ для симметричных трислоев FSF при антипараллельных ориентациях намагниченностей в слоях F: (a) $\lambda_S = \lambda_F > 0$ (b) $\lambda_S = 0.3$, $\lambda_F = 0.2 > 0$ (c) $\lambda_S = 0.3$, $\lambda_F < 0$. Параметр $(I/\pi T_{cs}) = 10$.

На рис. 1 представлены фазовые диаграммы для сверхрешеток FS при антипараллельных ориентациях намагниченностей в слоях F в этом случае в симметричных системах состояния ЛОФФ не реализуются. Причем кривые *a* и *b* соответствуют 0-фазной сверхпроводимости, кривая *c* – π -фазной по F слоям.

Комбинируя исследования зависимостей $T_c(d_F)$ в тонких наноструктурах FS, можно предложить *метод спектроскопии на основе эффекта близости* для получения информации о неизвестных электронных параметрах контактирующих металлов. Сущность метода очень проста. Используя хорошо изученный слой БКШ сверхпроводника S с известными λ_S и частотой Дебая в качестве зонда, мы могли бы зондировать энергетический спектр спаривающихся квазичастиц, пространственную симметрию параметра порядка, механизм спаривания, обменное поле I , а также величину и знак электронных корреляций λ_F в ферромагнитных металлах F.

Заметим, что удастся распространить предложенную модель эффекта близости и на контакты с высокотемпературным сверхпроводником, где параметр порядка может иметь существенно другую

d -волновую симметрию при этом появляется возможность отслеживать симметрию параметра порядка. Мотивирует нас также обнаруженная недавно, наряду с d -волновой, примесь s -волновой компоненты параметра порядка с $T_c \sim 20$ K на границах раздела наноконтактов Ag/BiSrCaCuO и Fe/Ag/BiSrCaCuO [8,9].

Величину обменного поля $I/\pi T_{cs} \sim 100$ в Gd можно найти из РККИ модели магнитного упорядочения [2] с учетом понижения температуры Кюри при уменьшении толщины слоя Gd [10]. Для сверхрешеток Gd-La в состоянии 0-фазном состоянии с антипараллельным упорядочением намагниченностей слоев Gd ситуация для сосуществования БКШ сверхпроводимости самая благоприятная и не зависит от соотношения толщин слоев. Для наблюдения 0-фазного состояния с параллельной ориентацией намагниченностей слоев Gd толщина слоев La должна быть примерно в пятьдесят раз больше толщины слоев Gd.

Работа частично поддержана грантами Минобрнауки РФ и РФФИ.

1. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов, УФН, **172**, 113 (2002).
2. A. Buzdin, Rev. Mod. Phys., **77**, 935 (2005).
3. М.Г. Хусаинов, М.М. Хусаинов, Н.М. Иванов, Ю.Н. Прошин, Письма в ЖЭТФ, **89**, 730 (2009); *ibid.*, **90**, 134 (2009).
4. Б.П. Водопьянов, Л.Р. Тагиров, Письма в ЖЭТФ, **78**, 1043 (2003).
5. J.P. Goff, et al., JMMM, **240**, 592 (2002).
6. P.P. Deen, et al., J. Phys.: Cond. Matt., **17**, 3305 (2005).
7. P.G. de Gennes, Rev. Mod. Phys., **36**, 225 (1964).
8. M. Freamat, K.-W. Ng, Phys. Rev. B, **68**, 060507 (2003).
9. K.-W. Ng, M. Freamat, Int. Journ. Mod. Phys. B, **19**, 495(2005).
10. J.S. Jiang, et al., Phys. Rev. Lett., **74**, 314 (1995).

Трех- и четырехслойные асимметричные наноструктуры ферромагнетик–сверхпроводник: уединенная возвратная сверхпроводимость

М.М. Хусаинов, М.Г. Хусаинов, А.Н. Миннуллин, М.В. Авдеев, Ю.Н. Прошин
Казанский федеральный университет, Казань, 420008, Россия

На основе краевой задачи для функции Эйленберга исследованы сверхпроводящие и магнитные состояния асимметричных наноструктур ферромагнетик (F) – сверхпроводник (S). Рассмотрены как трехслойные (FSF'), так и четырехслойные (S'FSF') системы с учетом межэлектронного взаимодействия в F слоях. Предсказано появление новых π -фазных сверхпроводящих состояний, определяемых величиной и знаком электронных корреляций в слоях F и F', а также конкуренцией между однородным спариванием БКШ и неоднородным спариванием Ларкина–Овчинникова–Фулде–Феррелла (ЛОФФ). Исследованы соответствующие зависимости критической температуры наноструктур FS от толщин слоев. Показано, что вероятность наблюдения состояний ЛОФФ существенно возрастает для чистых асимметричных систем, для которых предсказана уединенная возвратная сверхпроводимость ЛОФФ–БКШ–ЛОФФ. Для асимметричных трехслойных наноструктур FSF' в грязном пределе также найдены условия реализации уединенной возвратной сверхпроводимости.

На основе решения краевой задачи для функции Эйленберга [1,2] исследованы сверхпроводящие и магнитные состояния асимметричных трех- и четырехслойных наноструктур ферромагнетик–сверхпроводник (FSF' и S'FSF'). Сверхпроводимость в FS наноструктурах определяется сверхпроводимостью определяется конкуренцией спаривания БКШ с нулевым суммарным импульсом в S слоях со спариванием по механизму Ларкина–Овчинникова–Фулде–Феррелла (ЛОФФ) с отличным от нуля 3D импульсом пар k в F слоях. Как правило, сверхпроводимость наблюдается при заметно больших толщинах S слоев по сравнению с толщинами F слоев: $d_S \gg d_F$. Типичный пример — это слоистые структуры с сильными ферромагнетиками Gd-Nb and Fe-V [3,4]. Однако, удивительный факт В этой связи удивительный факт — наблюдение трехмерной сверхпроводимости в сверхрешетке Gd-La при $d_F > d_S$, да еще и с T_c равной критической температуре массивного лантана $T_{cs} \sim 5$ K [5,6].

В настоящей работе показано, что что 0- и π -фазные сверхпроводящие состояния чистых тонких трех- и четырехслойных асимметричных систем определяются величиной и знаком электронных корреляций в слоях F и F', а также конкуренцией между однородным спариванием БКШ и неоднородным спариванием ЛОФФ. Для обеих систем предсказывается уединенная возвратная сверхпроводимость ЛОФФ–БКШ–ЛОФФ. Непрерывное управление распаривающим фактором в функции Эйленберга и переходом в состояние с возвратной сверхпроводимостью достигается путем изменения толщины слоя F'. Синусоидально-модулированные состояния 2D ЛОФФ в рассматриваемых асимметричных системах возможны не только при параллельной, но и при антипараллельной ориентации намагниченностей слоев F и F', что существенно облегчает возможность экспериментальной реализации предсказываемых явлений.

Аналогичные результаты получены для сверхрешетки с "асимметричной элементарной 4-слойной ячейкой" S'FSF'.

Зависимость критической температуры для асимметричной трехслойной системы F_1SF_2 в "чистом" куперовском пределе с идеально прозрачными границами от толщины слоя F_2 при фиксированной толщине слоя F_1 показано на рис. 1. Случай a соответствует параметрам, найденными нами [2] для объяснения удивительно высокой T_c , наблюдаемой в симметричной сверхрешетке Gd-La [5,6].

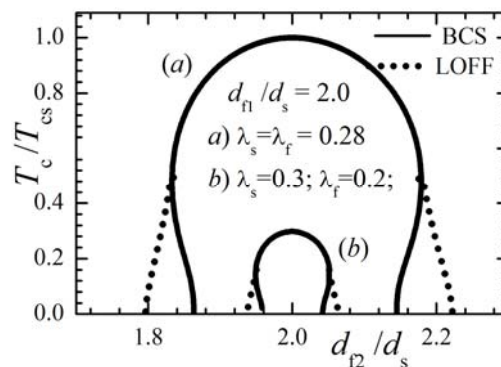


Рис. 1 Уединенная возвратная сверхпроводимость в трехслойной системе F_1SF_2

Для асимметричных трехслойных наноструктур FSF' в грязном пределе предсказана своеобразная интерференция критической температуры и также найдены условия реализации уединенной возвратной сверхпроводимости. Предложен «кандидат» для наблюдения этого эффекта – система Gd-La-Gd.

Работа частично поддержана грантом РФФИ.

1. М.Г. Хусаинов, М.М. Хусаинов, Н.М. Иванов, Ю.Н. Прошин, Письма в ЖЭТФ, **89**, 730 (2009).
2. М.Г. Хусаинов, М.М. Хусаинов, Н.М. Иванов, Ю.Н. Прошин, Письма в ЖЭТФ, **90**, 134 (2009).
3. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов, УФН, **172**, 113 (2002).
4. A. Buzdin, Rev. Mod. Phys., **77**, 935 (2005).
5. J.P. Goff, et al., JMMM, **240**, 592 (2002).
6. P.P. Deen, et al., J. Phys.: Cond. Matt., **17**, 3305 (2005).

Влияние гидростатического сжатия на низкотемпературные электрофизические свойства PbSnTe:In

Г.О. Андрианов, Р.В. Парфеньев, А.В. Черняев, Д.В. Шамшур
ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург 194021, Россия

При гидростатическом сжатии Р до 12 кбар экспериментально изучены температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ образцов твердых растворов $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$, находящихся как на металлической ($z=0.05$), так и на диэлектрической ($z=0.45$) сторонах низкотемпературного перехода сверхпроводник – диэлектрик (СП-Д переход). Обнаружено, что с увеличением давления при понижении температуры возрастает активационная часть в зависимости $\rho(T)$ в образце $(\text{Pb}_{0.45}\text{Sn}_{0.55})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$. Одновременно при $P < 4$ кбар наблюдается заметное уменьшение параметров сверхпроводящего перехода: критической температуры T_c и критического магнитного поля H_{c2} в $(\text{Pb}_{0.05}\text{Sn}_{0.95})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$.

В полупроводниковых соединениях SnTe:In и PbSnTe:In наблюдается переход в сверхпроводящее (СП) состояние при гелиевых температурах [1]. Относительно высокие (для полупроводников) значения температур сверхпроводящего перехода $T_c \leq 4.2$ К связаны с частичным заполнением носителями заряда квазилокального уровня In с высокой плотностью состояний и его расположением в энергетическом спектре PbSnTe:In на фоне зоны тяжелых дырок (Σ -зоны) [2]. Вариации состава $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ (изменение содержания Pb) и уровня легирования In позволяют влиять на положение уровня In E_{In} относительно потолка зоны легких дырок E_{In} (L-зоны) и тем самым управлять электрофизическими (включая СП) свойствами данного соединения в широких пределах. Например, увеличение содержания свинца z в твердых растворах $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$ позволяет при низких температурах переводить его из СП ($z < 0.65$) в диэлектрическое Д состояние при $z > 0.7$ [3], что связано со смещением уровня In в область запрещенной зоны. Ранее было установлено, что при увеличении Р до 10 кбар в $(\text{Pb}_{0.3}\text{Sn}_{0.7})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$ наблюдается уменьшение T_c 2.8 К $\rightarrow$ 2.3 К [4].

В настоящей работе гидростатическое сжатие использовалось для изменения энергетического спектра $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$. Полученные барические зависимости проводимости, коэффициента Холла при $T=1.4$ К – 300 К и параметров СП состояния и перехода СП – Д позволяют провести анализ изменения зонной структуры (включая E_{In}) изучаемого твердого раствора в условиях гидростатического сжатия.

Всестороннее сжатие изменяет энергетическое расстояние между краями L- и Σ - валентной зоны и квазилокальным уровнем индия E_{In} . Уменьшение параметров СП перехода в образце $(\text{Pb}_{0.05}\text{Sn}_{0.95})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$ при росте давления связано с уменьшением плотности состояний на уровне Ферми $N(0)$ при смещении E_{In} к потолку L-валентной зоны. Основной причиной уменьшения $N(0)$ является, по-видимому, уменьшение плотности зонных состояний при выходе E_{In} из Σ -валентной зоны. Возрастание сопротивления при уменьшении температуры для образца $z=0.45$ свидетельствует о пе-

реходе к проводимости по примесной полосе с показателем экспоненты, возрастающим с давлением.

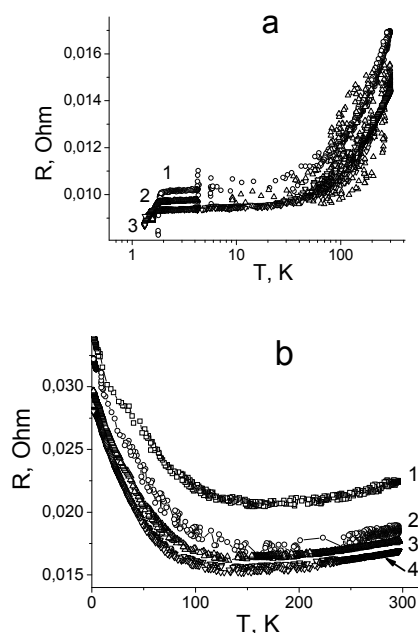


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления образцов $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$ для $z=0.05$ (a) (СП сторона) и для $z=0.45$ (b) (диэлектрическая сторона СП-Д перехода).

Р(при 300 К): 1- 1бар, 2 - 4,7 кбар, 3- 6 кбар, 4 - 7 кбар. Образцы имели одинаковую площадь поперечного сечения $S=1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$ и близкие величины расстояний между контактами $l=3,5$ mm для $z=0.05$ и $l=2,5$ mm для $z=0.45$.

Работа поддержана грантами РФФИ 10-0201158а и Президиума РАН.

1. Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, С.А. Немов, ФТТ. **43**, 1772 (2001).
2. А.В. Березин, С.А. Немов, Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, ФТТ. **35**, 53 (1993).
3. В.И. Козуб, Р.В. Парфеньев и др., Письма в ЖЭТФ. **84**, 37 (2006).
4. Г.О. Андрианов, С.А. Немов и др., ФТТ. **52**, 1688 (2010).

Реализация магнитной джозефсоновской памяти на основе переходов с магнито-мягкой ферромагнитной прослойкой

В.В. Больгинов, В.С. Столяров, В.В. Рязанов

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, 142432, г. Черноголовка, Россия

Представлены результаты исследования джозефсоновских переходов Nb-Pd_{1-x}Fe_x-Nb при x=0.01. Показано, что при такой концентрации железа PdFe-слой является слабым ферромагнетиком, причем намагниченность прослойки может существенно изменяться при приложении малых магнитных полей, приводя к гистерезису на магнитополевой зависимости критического тока. Указанное свойство позволяет реализовать на основе таких переходов элементы магнитной джозефсоновской памяти. Включение в состав прослойки туннельного барьера AlOx позволяет получить элементы памяти с характерной частотой 1-100 ГГц, пригодные для практического использования в устройствах быстрой одноквантовой логики.

Разработка микропроцессорных сверхпроводниковых схем сдерживается отсутствием постоянной сверхпроводниковой памяти, совместимой с элементами быстрой одноквантовой логики (БОК, RSFQ). Предложенные ранее реализации сверхпроводниковой памяти [1,2] основаны на замораживании магнитного потока в сверхпроводящих петлях, индуктивно связанных с линиями передачи данных. Недостатком таких элементов является большой характерный размер таких петель (сотни микрон), а также возможность скачкообразного изменения цифровых состояний под действием флуктуаций. Это делает невозможной создание компактной, плотной и энергоэффективной памяти на их основе. В данной работе мы демонстрируем возможность создания элементов памяти, обладающих необходимыми характеристиками, на основе джозефсоновских переходов с ферромагнитной прослойкой.

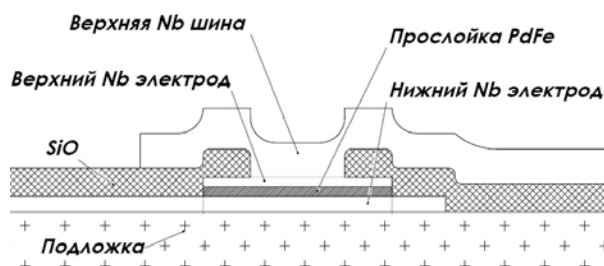


Рис. 1. Поперечное сечение SFS-контакта.

В последние годы джозефсоновские переходы сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (SFS) активно исследуются с различных точек зрения. Наибольший интерес вызывают явления, связанные с осцилляциями сверхпроводящего параметра порядка в присутствии обменного взаимодействия. В таких экспериментах очень важна упорядоченность и стабильность доменной структуры, возникающей после охлаждения образца в нулевом магнитном поле. Поэтому наиболее удобным объектом для таких экспериментов являются переходы Nb-CuNi-Nb [3,4]. В данной работе мы исследовали джозефсоновские переходы на основе сплава $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ и обнаружили, что он обладает прямо противоположными свойствами. Во-первых, он обладает крупномасштабной магнитной структурой, с ненулевыми компонентами намагниченно-

сти, лежащими в плоскости контакта (рис. 1). Это приводит к искажению магнитополовой зависимости критического тока $I_c(H)$. Во-вторых, намагниченность прослойки может существенно изменяться при приложении малых магнитных полей (порядка 1 Э), что делает зависимость $I_c(H)$ гистерезисной (рис. 2). Именно этот эффект дает возможность реализовать магнитную джозефсоновскую память на основе таких переходов.

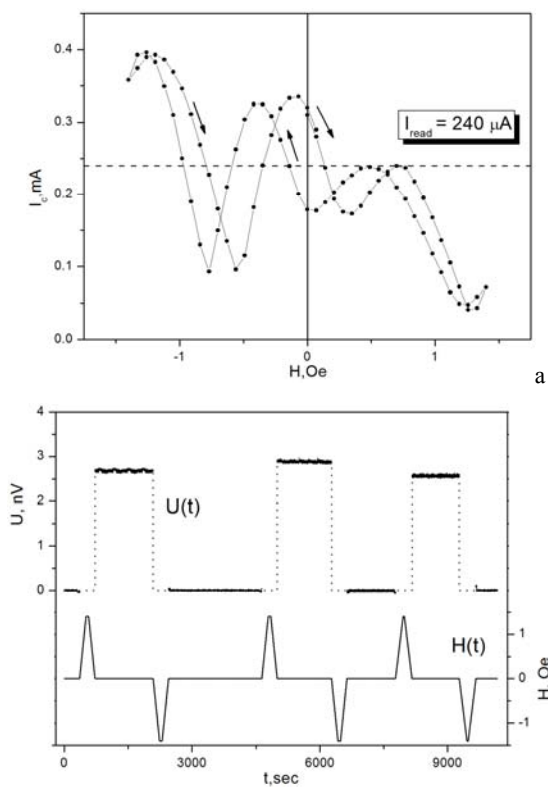


Рис. 2. а) Гистерезисная зависимость $I_c(H)$ для перехода Nb-PdFe-Nb размером 30 нм. б) Переключение данного джозефсоновского перехода импульсами внешнего магнитного поля. Температура эксперимента равна 4.2 К.

На рис. 2, 3 показаны результаты демонстрационного эксперимента [5]. Видно, что после охлаждения в нулевом магнитном поле образец имел критический ток 310 мкА. После включения и выключения магнитного поля +1.4 Э критический ток образца уменьшился до 180 мкА. Приложение от-

рицательного магнитного поля такой же величины восстанавливает первоначальное значение критического тока. Во втором эксперименте мы пропускали через образец постоянный ток смещения 240 мкА и измеряли напряжение на переходе. Критический ток контакта изменялся при помощи импульсов внешнего магнитного поля $\pm 1,4$ Э. Из рис. 2б видно, что эти импульсы переключают образец из резистивного состояния (состояние 1) в сверхпроводящее (состояние 0) и обратно.

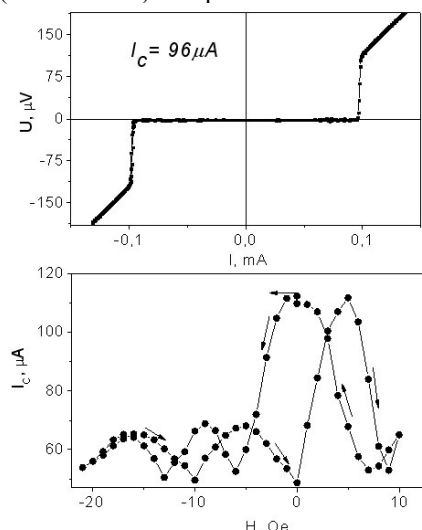


Рис. 3. Вольт-амперная и полевая характеристики для перехода SIFS размером 10 мкм. Температура эксперимента равна 2.2 К.

Основными проблемами реализованных элементов являются невоспроизводимость доменной структуры и низкая характерная частота. Первая проблема может быть решена уменьшением размеров. Было обнаружено, что переходы размером 10×10 мкм являются магнитно-однородными при толщине F-слоя менее 40 нм. Вторая проблема является более сложной. На рис. 2 разница напряжений между состояниями 0 и 1 составляет около $V = 3$ нВ, что соответствует джозефсоновской частоте $f = \Phi_0/V = 1.5$ МГц. Эта частота является слишком низкой по сравнению с характерными частотами БОК-схем (1–100 ГГц). Чтобы усовершенствовать наши контакты мы включили в состав прослойки SFS-контакта туннельный слой оксида алюминия AlO_x , сформированный путем окисления алюминия в атмосфере кислорода перед напылением слоя ферромагнетика (SIFS-контакт). Это существенно увеличивает сопротивление контакта и характерное напряжение $V = I_c R_N$ (рис. 3). Уменьшение критического тока компенсировалось путем уменьшения толщины ферромагнитной прослойки до 10 нм. Таким образом нами был реализован элемент памяти с критической плотностью тока 16 А/см² и характерной частотой около 2 ГГц (уровень напряжения 4 мкВ) при $T = 1.2$ К.

Полученные результаты все же недостаточны для разработки практических схем. При этом оценки показывают, что полученный критический ток и характерное напряжения являются слишком низкими (почти в 50 раз). Этот факт требует дальнейшего анализа при помощи микроскопической теории. Однако нами было обнаружено, что существенное улучшение динамических характеристик можно получить, разделив ферромагнитный и туннельный слои тонким слоем ниобия толщиной порядка 10 нм. По мере приближения к температуре сверхпроводящего перехода критический ток такого образца экспоненциально увеличивается. На рис. 3, 4 показана работа такого элемента памяти с характерной частотой 50 ГГц, что делает возможным их использование в схемах БОК-логики в качестве элементов памяти. Вопрос о характерном времени переключения между двумя магнитными состояниями пока остается открытым, хотя уже известно, что оно не превышает 40 мс.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ.

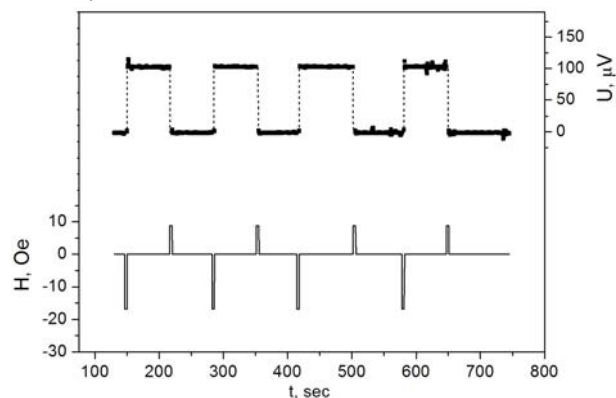


Рис. 4. Переключение перехода SIFS импульсами внешнего магнитного поля длительностью 40 мкс. Температура эксперимента равна $T = 2.2$ К.

1. Mukhanov O.A. *U.S. Patent*, No. 5,365,476, 1994.
2. Hidaka M, Nasagawa S, Hinode K., Satoh T. *IEICE Trans Elect* 2008;E91-C (3):318-24.
3. См. V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov et. al. *Phys Rev Lett* **96**, 197003 (2006) и ссылки в ней.
4. I.S. Veshchunov et.al. *Pis'ma v ZHETF* **88**, 873 (2007).
5. В.В. Больгинов, В.С. Столяров и др. *Письма в ЖЭТФ*, v. 95, №7 (2012).

Оптимизация инверторов сверхпроводящей фазы на основе джозефсоновских переходов Nb-CuNi-Nb

В.В. Больгинов, В.А. Обознов, А.Н. Россоленко, В.В. Рязанов

Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипяна д.2, 142432, Россия

В докладе демонстрируются преимущества трехслойной технологии изготовления SFS-контактов Nb-CuNi-Nb (содержание никеля 53 ат.%), при которой сверхпроводящие и ферромагнитный слои осаждаются в начале процесса в едином вакуумном цикле. Показано, что использование данной технологии позволяет реализовать пи-контакты с критической плотностью тока свыше 10 кА/см^2 . Демонстрируется возможность управления положением 0-пи перехода при включении в состав прослойки дополнительного медного слоя. Обсуждаются возможные механизмы процессов спин-флип рассеяния в сплавах CuNi, изменяющих на период осцилляций сверхпроводящего параметра порядка и пространственный масштаб подавления сверхпроводимости.

Джозефсоновские переходы сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник активно исследуются в последнее время с разных точек зрения [1]. Интерес к таким объектам связан с антагонизмом ферромагнетизма и сверхпроводимости по отношению к спиновому упорядочению, приводящему к осцилляциям сверхпроводящего параметра порядка, наведенного в ферромагнетике за счет эффекта близости. В джозефсоновских SFS-контактах это позволяет реализовать пи-состояние, характеризующееся инверсным знаком ток-фазового соотношения $I = -|I_c| \sin \varphi$. Такие переходы имеют разность фаз π в основном состоянии, поэтому их называют «инверторами сверхпроводящей фазы». Практический интерес к таким объектам связан с тем, что их включение в замкнутый сверхпроводящий контур эквивалентно наложению магнитного потока, равного половине кванта. Это свойство π -контактов открывает путь к миниатюризации цифровых сверхпроводниковых цепей, а применительно к квантовым битам – уменьшает их связь с внешним окружением и дает возможность увеличить время жизни когерентных состояний.

Наиболее удобными объектами для реализации инверторов сверхпроводящей фазы являются SFS-контакты Nb-CuNi-Nb при концентрации никеля более 44%. Так при изучении таких контактов был впервые продемонстрирован переход в π -состояние [2,3]. В работе [4] были реализованы π -контакты с критической плотностью тока 10^3 А/см^2 , пригодные к практическому использованию в сверхпроводящих цепях [5–6]. Основным требованием к таким инверторам является большая критическая плотность тока j_c в пи-состоянии. Только в этом случае π -контакт будет являться стационарным фазовым инвертором, и не будет вносить возмущений в работу остальных элементов сверхпроводящих схем.

В данной работе изучаются две возможности увеличения критической плотности тока π -контактов. Первое из них связано с процессами рассеяния с переворотом спина. В работе [4] было показано, что эти процессы сильно уменьшают пространственный масштаб подавления сверхпро-

водимости в F-слое ξ_{FI} и увеличивают период осцилляций параметра порядка λ_{ex} , причем их влияние на подавление критического тока даже больше, чем у обменного взаимодействия. Для изучения природы явления мы провели исследование зависимости $j_c(d_{CuNi})$ для нескольких парамагнитных составов $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$ ($0.35 < x < 0.44$). Было обнаружено, что при таких концентрациях влияние процессов спин-флип рассеяния мало. Поэтому можно сделать вывод о том, что интенсивное спин-флип рассеяние при ферромагнитных концентрациях вызвано не с рассеянием на отдельных атомах никеля, а каким-то образом связано с магнитной структурой прослойки.

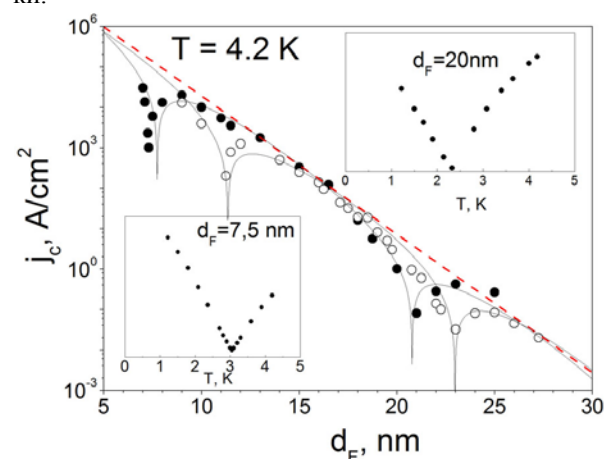


Рис. 1. Зависимость $j_c(d_F)$ для 3-слойной технологии (черные точки) и технологии послойной сборки (кружки). На вставках показаны возвратные температурные зависимости критического тока для трехслойной технологии, подтверждающие факт 0- π перехода при толщинах 7.5 нм и 21 нм.

Вторым направлением является оптимизация технологии приготовления π -контактов. В работах [2–6] нами использовалась так называемая «технология послойной сборки», при которой каждый слой гетероструктуры осаждался в отдельном вакуумном цикле. В данной работе мы использовали 3-слойную технологию (см. например [1]), в которой сверхпроводящие берега и слой ферромагнетика осаждаются в самом начале в едином вакуум-

ном цикле, что теоретически обеспечивает максимально возможную прозрачность SF-границ. Мы обнаружили, что изменение технологии не привело к резкому увеличению прозрачности, однако вызвало сдвиг обоих 0- π переходов в сторону малых толщин (рис. 1) без изменения ξ_{FI} и λ_{ex} . В результате критическая плотность тока SFS-контактов в состоянии составляет уже $2 \cdot 10^4$ А/см², что открывает новые возможности для изготовления инверторов микронных и субмикронных размеров.

Причиной изменения положений 0- π переходов с изменением технологии является тот факт, что при технологии послойной сборки прослойка контакта является двухслойной — CuNi/Cu. Дополнительный медный слой с остаточной толщиной 20 нм не вносит существенного затухания сверхпроводящего тока, но защищает ферромагнитный слой от повреждения в ходе ионной очистки перед осаждением верхнего сверхпроводящего электрода. Однако оказывается, что при использовании в джозефсоновских переходах многокомпонентных прослоек необходимо учитывать процессы межслойной диффузии. В нашем случае диффузия никеля в защитный слой приводит к появлению немагнитного «dead-слоя» толщиной около 4 нм и увеличивает толщину слоя CuNi, который необходимо осадить для наблюдения 0- π перехода. Мы показали, что включение в прослойку еще одного медного слоя приводит к дополнительному увеличению толщин 0- π переходов на 4 нм.

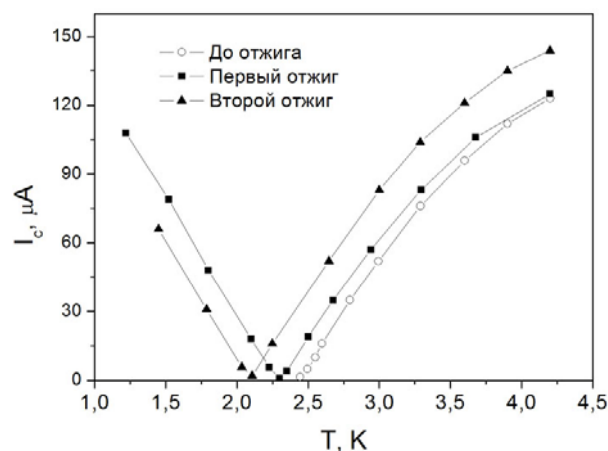


Рис. 2. Температурные зависимости критического тока для «послойного» SFS-контакта с толщиной слоя CuNi 11 нм до и после низкотемпературного отжига в течение 5 мин при $t=90$ С.

Проведенные исследования позволяют объяснить некоторые свойства «послойных» SFS-контактов, отмеченные ранее [2]. Например, известно, что при низкотемпературном отжиге температура 0- π перехода уменьшается, что говорит об уменьшении эффективной толщины F-слоя. К тому же эффекту приводит длительное хранение таких образцов («старение»). Однако процессы межслой-

ной диффузии могут быть полезны в том случае, когда надо плавно изменять температуру 0- π перехода, например, для повышения чувствительности экспериментов. Так, на рис. 2 показана возможность изменения температуры 0- π перехода с шагом около 0,1 К. Для переходов, изготовленных по 3-слойной технологии, эффект старения нами пока не отмечался, поэтому такие контакты могут использоваться в практических сверхпроводниковых устройствах.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ.

1. См. В.В. Больгинов, В.С. Столяров и др. Письма в ЖЭТФ, **95**, №7, 410 (2012) и ссылки в ней.
2. V.V. Ryazanov, V.A. Oboznov, A.Yu. Rusanov et. al. Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001)..
3. V.V. Ryazanov, V.A. Oboznov, A.V. Veretennikov et. al. Phys. Rev. B **65**, 020501 (2002).
4. V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, A.K. Feofanov, V.V. Ryazanov et. al. Phys. Rev. Lett. **96**, 197003 (2006).
5. A.K. Feofanov, V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov et. al, Nature Physics **6**, 593 (2010).
6. M.I. Khabipov, D.V. Balashov, F. Maibaum, et. al. Superconductor Science and Technology, **23**, 045032 (2010).

Новый сверхпроводящий интерферометр как детектор квантовых состояний

В.Л. Гуртовой¹, V.N. Antonov², R. Shaikhaidarov², А.В. Никулов¹, В.А. Тулин¹

¹ *Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка 142432, Россия*

² *Physics Department, Royal Holloway University of London, Egham, Surrey TW20 0EX, UK*

В данной работе предложен новый универсальный сверхпроводящий интерферометр, который может использоваться в качестве фазового детектора квантовых состояний. Структура состоит из двух сверхпроводящих контуров, связанных Джозефсоновскими переходами таким образом, что разность фаз волновых функций на сегментах этих контуров скачкообразно меняет критический ток всей структуры от нуля до максимального и обратно при последовательном изменении квантовых чисел в каждом из контуров. Ввиду, независимости скачков тока от площади колец предлагается также использовать этот интерферометр как прецизионный измеритель магнитного поля с уникальной чувствительностью.

Одним из важных направлений развития квантовых компьютеров является детектирование состояний кубитов. Мы предлагаем в качестве универсального детектора состояний произвольной кольцевой сверхпроводящей структуры новый тип двухконтурного интерферометра (ДКИ), который при изменении квантового числа, хотя бы в одном из контуров, скачком изменяет критический ток всей структуры и также может использоваться как прецизионный измеритель магнитного поля с уникальной чувствительностью. В данной работе анализируются основные принципы его работы и исследуется поведение вблизи T_c .

В качестве прототипа использовалась структура из работы [1], которая является более сложной и имеет несколько «паразитных» контуров квантования. Более того, структура в [1] не была проанализирована и оценена как детектор состояний.

На рис. 1а представлен схематический рисунок, а на рис. 1б — оптическое изображение упрощенного двухконтурного интерферометра. ДКИ изготавливался двухугловым напылением алюминия толщиной 30 нм для первого слоя и 35 нм для второго слоя (с промежуточным окислением первого слоя) через нависающую резистивную маску, полученную электронно-лучевой литографией. Этот процесс приводил к формированию (рис. 1а) двух сверхпроводящих квадратных контуров (1234 и 5678), середины которых взаимно связаны двумя Джозефсоновскими переходами (ДП) (9,10). ДКИ подключен к внешним контактам через ДП (1,7), причем, площади $(S_1, S_7) > (S_9 + S_{10})$.

Для анализа работы ДКИ, рассмотрим интегралы от градиента фазы, равные всегда $2\pi n$ (n — целое), по трем замкнутым контурам. Разность фаз φ_{412} равна πn_1 (половина от контура 1-2-3-4-1). Разность фаз φ_{678} равна πn_2 (половина от контура 5-6-7-8-5). Тогда, разность фаз по контуру 4-1-2-9-6-7-8-10-4 будет равна $\varphi_{412} + \Delta\varphi_9 + \varphi_{678} + \Delta\varphi_{10} = 2\pi n_3$ или $\pi n_1 + \Delta\varphi_9 + \pi n_2 + \Delta\varphi_{10} = 2\pi n_3$ ($\Delta\varphi_9$ и $\Delta\varphi_{10}$ падение фазы на ДП 9 и 10), пренебрегая изменением фазы на небольших участках 2-9, 9-6, 8-10, 10-4. Ток через ДКИ равен $I = I_{c9} \sin \Delta\varphi_9 + I_{c10} \sin(-\Delta\varphi_{10})$. Выражая $\Delta\varphi_{10}$

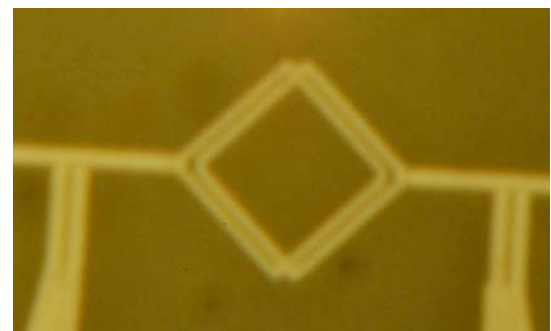
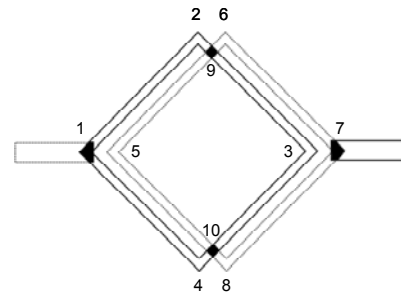


Рис. 1. Исследуемая алюминиевая структура из двух квадратных контуров со стороной 4 мкм и шириной 0.3 мкм: а) схематический рисунок, черным цветом выделены ДП, б) оптическое изображение.

через $\Delta\varphi_9$, получаем $I = I_{c9} \sin \Delta\varphi_9 + I_{c10} \sin(-2\pi n_3 + \pi(n_1 + n_2) + \Delta\varphi_9)$. Из-за периодичности синуса, слагаемое $2\pi n_3$ можно опустить, тогда $I = I_{c9} \sin \Delta\varphi_9 + I_{c10} \sin(\Delta\varphi_9 + \pi(n_1 + n_2))$.

Таким образом, ток через ДКИ определяется только аргументом $\pi(n_1 + n_2)$, зависящим от квантовых чисел двух контуров и меняющим знак второго слагаемого с «плюса», когда $(n_1 + n_2)$ — четно, на «минус», когда $(n_1 + n_2)$ — нечетно, что приводит к периодическим скачкам тока всей структуры от $(I_{c9} + I_{c10})$ до $(I_{c9} - I_{c10})$. В случае $I_{c9} = I_{c10} = I_0$, будут наблюдаться скачки от нуля до $2I_0$ с максимальной возможной амплитудой. Эта простая зависимость обусловлена, с одной стороны, геометрией соединения двух сверхпроводящих контуров (топологический фактор), которая, в отличие от обычного сквида, определяет независимость отклика интерферометра от изменяющейся фазы в контурах и

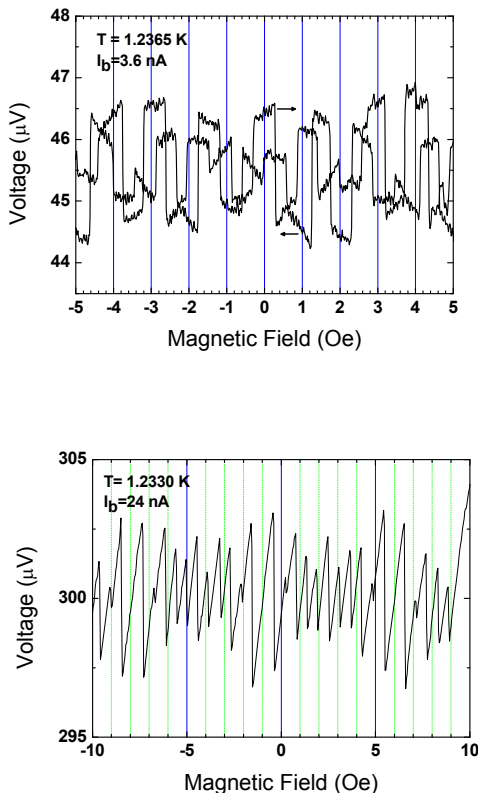


Рис. 2. Скачки напряжения на интерферометре в резистивной области вблизи T_c при разных токах через

магнитного потока через них, а с другой стороны, синусоидальной зависимостью тока ДП, слабо связывающих два контура квантования. С точки зрения экспериментального детектирования скачков, при нулевом критическом токе ($n_1 + n_2$ – нечетно) структура переходит в резистивное состояние и для любого внешнего тока $I_b \ll 2I_0$, будут наблюдаться скачки напряжения от нуля до $I_b R_N / 2$ и обратно, где R_N сопротивление одного из ДП. При типичных значениях $I_b = 1$ нА и $R_N = 10$ кОм можно наблюдать легко детектируемые скачки напряжения с амплитудой 5 мкВ.

На рис. 2а показаны скачки напряжения на ДКИ с амплитудой ~ 2 мкВ при внешнем токе $I_b = 3.6$ нА и $T = 1.2365$ К. При данной температуре контуры (1234 и 5678) уже находятся в сверхпроводящем состоянии, тогда как, ДП (9 и 10) все еще в резистивном состоянии, и скачки напряжения наблюдаются на фоне постоянного напряжения ~ 45 мкВ. Период скачков равен Φ_0 , более того, наблюдается гистерезис при изменении направления разворота магнитного поля (показано стрелками).

При увеличении тока до 24 нА (рис. 2б) импульсы напряжения из прямоугольных становятся треугольными, причем, наблюдается повторяющаяся модуляционная картина из 3 и 6 импульсов, что объясняется сдвигом двух контуров при двухугловом напылении с образованием контуров с меньшей площадью, например 4-1-2-9-5-10-4. «Идеальный»

ДПИ без сдвига может быть изготовлен из трехслойных туннельных структур Nb-AlO_x-Nb.

В докладе будут представлены вольт-амперные характеристики ДКИ в температурном диапазоне 0.4-1 К, изменения ВАХ при увеличении квантового числа на единицу и, соответствующие этим изменениям, скачки напряжения, достигающие 200 мкВ при низких температурах.

Предложенная структура ДКИ является перспективной с точки зрения приложений и требует дальнейшего детального исследования.

Если в ДКИ один из контуров квантования заменить на сверхпроводящий кубит, то такая структура будет эффективно детектировать квантовые состояния кубита.

В общем случае чувствительность любого детектора по магнитному полю определяется $dV/d\Phi$, где Φ — поток магнитного поля. Для классического сквида $dV/d\Phi$ может достигать 10 мкВ/ Φ_0 , а для проксимити-сквида [2] — 60 мкВ/ Φ_0 . Простая оценка показывает, что из-за скачков напряжения при изменении магнитного поля, $dV/d\Phi$ для ДКИ может быть очень велико и превышать на несколько порядков чувствительность известных сквид-структур, что позволяет надеяться на создание магнетометра с уникальной чувствительностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОНИТ РАН в рамках проекта "Квантовый бит на основе микро и нано-структур с металлической проводимостью".

1. I.N. Zhilyaev, S.G. Boronin, A.V. Nikulov, K. Fossheim, QuantumComputers&Computing, **2**, 49 (2001).
2. F. Giazotto, J.T. Peltonen, M. Meschke, and J.P. Pekola, Nature Phys. **6**, 254 (2010).

Эффект сильной нелинейности свойств РТД в резонансно усиленном СВЧ поле в высокодобротных сверхпроводящих микрополосковых резонаторах

А.Л. Карузский, А.В. Пересторонин, Н.А. Волчков, С.А. Савинов, С.С. Шмелёв, В.Н. Мурзин
ФГБУН Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

Исследованы высокочастотные нелинейные свойства микрополосковых СВЧ резонаторов с встроенными активными элементами на основе резонансно-туннельных диодных (РТД) наноструктур с использованием сверхпроводящих элементов, обеспечивающих достижение повышенной добротности резонансной системы.

В работе теоретически и экспериментально исследованы нелинейные СВЧ свойства РТД наноструктур на основе GaAs/AlAs и возможности реализации в них квантового режима усиления, эффективного в диапазоне суб-ТГц и ТГц частот [1]. Показано, что в трёхбарьерных (2 квантовые ямы) РТД (ТБРТД) взаимодействие СВЧ поля с резонансными электронными состояниями в соседних ямах приводит к значительному повышению коэффициента и полосы частот усиления за счёт преодоления симметрии процессов усиления и поглощения. Эффекты изменения ВАХ РТД, обнаруженные экспериментально в СВЧ поле, обсуждаются с учётом их зависимости от мощности. Впервые РТД согласован с высокодобротным ($Q \sim 10^5$) сверхпроводящим микрополосковым резонатором (СМПР) [2]. Амплитуда поля в резонаторе, в Q раз большая амплитуды внешнего поля, обуславливает эффекты сильной нелинейности и высокую чувствительность к внешнему полю для РТД, помещённого в полость СМПР.

Измерения в СМПР проводились в диапазонах частот $7,8 \div 10,3$ ГГц и температур $4,2 \div 300$ К. На порядок более высокая частота ЛПД генератора (111,6 ГГц; 90 мВт) подавалась к РТД в волноводе без резонатора при $T=300$ К. Под воздействием СВЧ поля на $f=111,6$ ГГц в одноямных РТД наблюдались два типа эффектов: а) детектирование, пропорциональное второй производной ВАХ (рис.1 а) [3], и б) обнаруженный впервые в условиях наличия гистерезиса ВАХ сдвиг области ОДП в сторону малых напряжений (рис. 1 б). Сдвиг пропорционален амплитуде поля и обусловлен возрастанием напряжения на РТД за счёт добавления постоянного компонента детектированного СВЧ поля. Впервые проведено экспериментальное исследование изменений ВАХ ТБРТД (рис.2) в полости СМПР (рис.3) при наложении резонансного СВЧ поля $f_p=9,118$ ГГц. Схема ТБРТС приведена в таблице:

n^{++} GaAs верхний контактный слой ($2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$)	0.5 мкм
n^{++} -GaAs субконтактный слой ($3.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (заложено 2.0×10^{17}))	50 нм
n^+ -GaAs верхний спейсер-слой ($1.0 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (не легировался))	5 нм
"Квантовая" область (легирования нет) GaAs/AlAs	30/40/30/50/30 Å
n^+ -GaAs нижний спейсер-слой ($8.0 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (не легировался))	10 нм
n^{++} GaAs нижний контактный слой ($2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$)	1.0 мкм
Полуизолирующая подложка GaAs(001)	

Спектры прошедшей через СМПР СВЧ мощности, измеренные для трёх точек ВАХ ТБРТД (см. рис. 2), показаны на рис. 4. Малые потери в пропускании с поступающих 5 мВт до прошедших через СМПР 3 мВт при $U=0$ В не связаны с процессами детектирования (см. рис. 5 и 2) и указывают на величину $\beta \sim 1$ коэффициента связи СМПР и подводящего тракта, т.е. пассивные джоулевы потери в РТД понижают добротность СМПР до $Q \approx 3 \cdot 10^2$ (рис. 4). Уменьшение пика пропускания при $U=0,49$ В и $0,52$ В полностью обусловлено детектированием, т.е. активными потерями РТД на нелинейное преобразование СВЧ поля в компоненту постоянного тока.

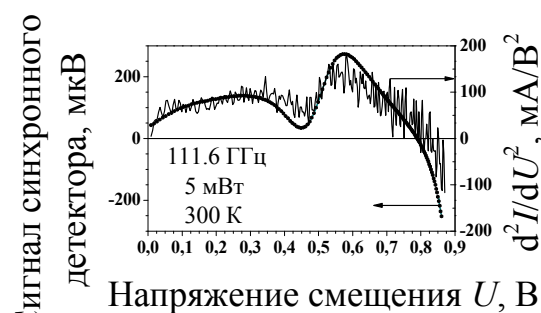


Рис. 1а. Эффект детектирования СВЧ 111,6 ГГц в РТД

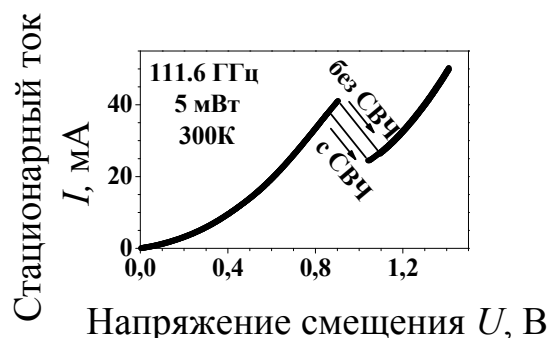


Рис. 1б. Сдвиг ОДП в СВЧ 111,6 ГГц в сторону малых U

Наибольшее уменьшение (почти на треть) соответствует точке $U=0,49$ В, характеризующейся наибольшей d^2I/dU^2 (см. рис. 2). Ему соответствует обнаруженный эффект (рис. 5) насыщения стационарного тока в РТД под воздействием СВЧ поля. Форма кривой зависимости изменения I от частоты

при $U=0,49$ В не повторяет форму кривой пропускания СВЧ мощности (см. рис. 4).

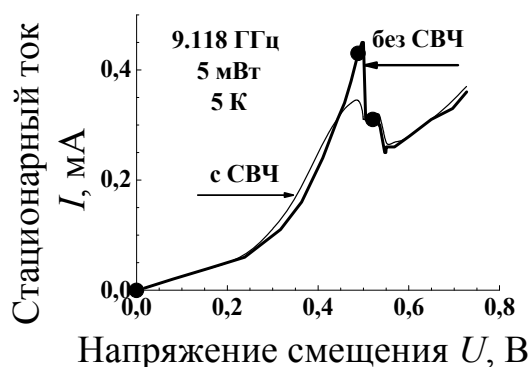


Рис. 2. ВАХ ТБРТД в СМПР (СВЧ 9,118 ГГц)

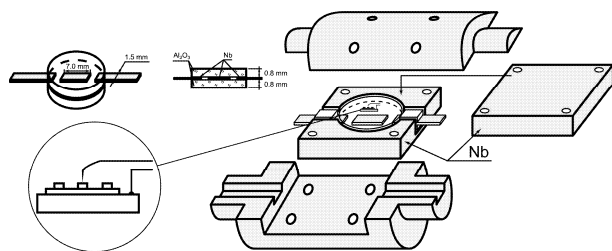


Рис. 3. Общий вид высокочастотного СМПР с помещенным в его полость РТД

Эффект насыщения обусловлен значительным ($\sim Q$) возрастанием напряженности СВЧ поля в месте расположения РТД элемента благодаря высокой добротности резонатора. Разложение изменения стационарного тока по наведенному в РТД СВЧ полем напряжению уже не может ограничиваться второй производной d^2I/dU^2 . Необходимо учитывать члены с производными более высоких порядков. Достигнутая высокая собственная добротность СМПР существенно повышает эффективность детектирования. Согласование с резонатором открывает возможность использования РТД в качестве высокочувствительного селективного детектора суб-ТГц излучения.

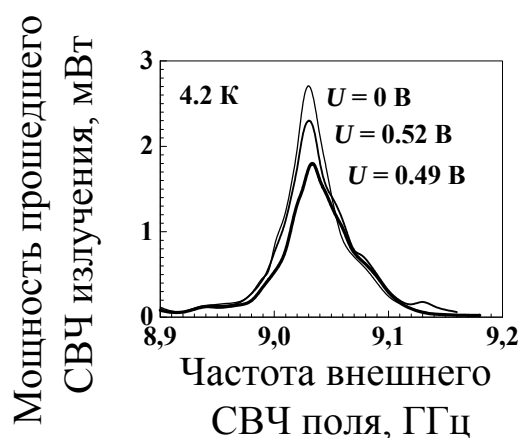


Рис. 4. СВЧ на выходе СМПР с ТБРТД в 3-х точках ВАХ

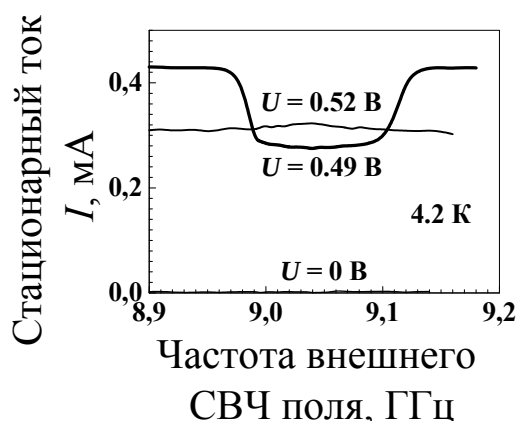


Рис. 5. Детектирование в ТБРТД в 3-х точках ВАХ в СМПР

Таким образом, в работе экспериментально зарегистрирован эффект СВЧ детектирования в одно-ямных РТД в области частот порядка 100 ГГц и показано, что он соответствует второй производной тока по напряжению. Инерционность изготовленных РТД структур согласно полученным данным не превышает 2 пс. Зарегистрирован эффект изменения напряжения переключения между устойчивыми токовыми состояниями в РТД во внешнем СВЧ поле, пропорционального напряженности электрической компоненты СВЧ электромагнитной волны. Впервые осуществлено экспериментальное согласование РТД и СМПР. При воздействии резонансного СВЧ поля обнаружены эффекты сильной нелинейности свойств трёхбарьерных РТД, помещенных в полость СМПР. Согласование с резонатором открывает возможность использования РТД в качестве высокочувствительного селективного детектора суб-ТГц излучения.

Работа выполнена при поддержке МОН РФ, РФФИ (11-02-01182, 11-02-12133), Программы Президиума РАН № 24, ОФН РАН IV.12 и III.7.

1. В.Ф. Елесин, ЖЭТФ, **116** (2), 704 (1999); **121** (4), 925 (2002); **127** (1), 131 (2005).
2. A.P. Chernyaev, V.A. Dravin, A.Yu. Golovanov, A.L. Karuzskii, A.E. Krapivka, A.N. Lykov, V.N. Murzin, A.V. Perestoronin, A.M. Tskhovrebov, N.A. Volchko, Proc. of the SPIE, Vol. **7521**, 752119, pp. 752119-1/752119-12 (2009); SPIE (2010)
3. T.C.L.G. Sollner, W.D. Goodhue, P.E. Tannenwald, C.D. Parker, D.D. Peck, Appl.Phys. Lett. 1983, v. **43**, № 6. pp. 588-590.

Депиннинг вихря Абрикосова с цилиндрического дефекта и электронные топологические переходы в коре вихря

А.С. Мельников, А.В. Самохвалов

Институт физики микроструктур РАН, Нижегородская область 607680, Россия

Изучен микроскопический механизм депиннинга вихря Абрикосова с протяженного цилиндрического дефекта под действием внешнего тока. Показано, что для дефектов с радиусом меньшим длины когерентности в сверхпроводнике депиннинг вихря сопровождается последовательностью топологических электронных переходов в спектре квазичастичных возбуждений в коре вихря.

Магнитные и транспортные свойства сверхпроводников второго рода, как известно, сильно меняются при наличии различных дефектов и неоднородностей (центров пиннинга), препятствующих свободному движению вихрей Абрикосова [1]. Простейшие феноменологические модели пиннинга указывают две основные причины притяжения вихря к дефекту: это выигрыш в энергии конденсации и уменьшение кинетической энергии экранирующего тока, вызванные присутствием неоднородности. При температуре T , близкой к критической T_c , оба эти эффекта можно описать, используя приближение Гинзбурга-Ландау, которое справедливо, если масштаб неоднородности заметно превышает длину когерентности ξ при $T = 0$. Оценки максимального значения плотности тока, при которой вихрь еще остается локализованным на дефекте, дают величину порядка плотности тока распаривания $j_c = ek_F^2 \Delta_0 / 3\pi^2 \hbar$, а механизм депиннинга состоит в подавлении внешним током потенциального барьера, препятствующего срыву вихря с дефекта под действием силы Лоренца. Здесь Δ_0 — величина сверхпроводящей щели далеко от вихря, а k_F — волновой вектор на поверхности Ферми.

Данные представления оказываются неадекватными для описания пиннинга (депиннинга) вихрей при низких температурах $T \ll T_c$ и/или если характерный размер дефекта a становится меньше длины когерентности ξ [2]. Низкотемпературные магнитные и транспортные свойства сверхпроводников второго рода, как известно, существенно зависят от вида спектра квазичастичных возбуждений локализованных вблизи центров вихрей. С каждым отдельным вихрем Абрикосова связана так называемая аномальная (CdGM) ветка в спектре квазичастичных [3]. Энергия подщелевых состояний ε_0 , соответствующих этой ветке спектра, меняется в пределах от $-\Delta_0$ до $+\Delta_0$ при изменении углового момента μ , определенного относительно оси вихря. В области низких энергий $|\varepsilon_0| \ll \Delta_0$ спектр CdGM хорошо описывается линейной функцией: $\varepsilon_0(\mu, k_\perp) \approx -\mu \hbar \omega$, где $\hbar \omega \approx \Delta_0 / k_\perp \xi$ — расстояние между уровнями, $\xi = \hbar V_F / \Delta_0$, V_F — скорость Ферми, $k_\perp^2 = k_F^2 - k_z^2$, а k_z — проекция волнового

вектора на ось вихря. Если пренебречь при $T \gg \hbar \omega$ квантованием углового момента, то аномальная ветка пересекает уровень Ферми $\varepsilon = 0$ при $\mu = 0$ для всех направлений импульса Ферми $\mathbf{k}_F = (k_\perp \cos \theta_p, k_\perp \sin \theta_p, k_z)$ и определяет, тем самым, в фазовом пространстве $(\mu - \mathbf{k}_F)$ поверхность Ферми (ФП) для возбуждений, локализованных в сердцевине (коре) вихря [4]. Меняя внешнее магнитное поле или транспортный ток, можно изменить структуру вихревого состояния и, тем самым, менять топологию поверхности Ферми. Подобные топологические переходы в спектре квазичастичных вихревых систем напоминают переходы Лифшица в зонном спектре металлов [5,6]. Можно выделить два основных типа таких переходов: (i) появление состояний на ФП, соответствующее возникновению в сверхпроводнике пары вихрь-антивихрь [7,8]; (ii) слияние и перезамыкание отдельных участков ФП в результате туннелирования Ландау-Зенера [8,9].

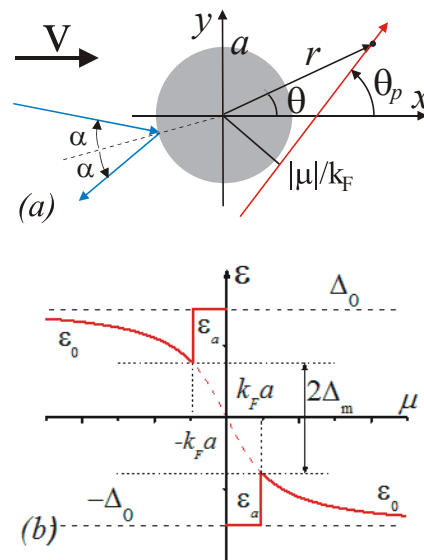


Рис.1 (а) Различные типы траекторий квазичастич в окрестности цилиндрической полости радиуса a . (b) Спектр подщелевых состояний в вихре в отсутствие дефекта (пунктир) и в вихре захваченном цилиндрической полостью (сплошная линия).

В докладе обсуждается микроскопическая модель, связывающая пиннинг с изменением элек-

тронной структуры вихря Абрикосова: из-за нормального рассеяния квазичастиц на поверхности цилиндрической полости в спектре возбуждений возникает минищель $2\Delta_m \approx 2\varepsilon_0(k_F a, k_F)$, размер которой растет с увеличением радиуса дефекта a (см. рис.1b) [9]. В результате подщелевая ветка спектра квазичастиц не пересекает уровень Ферми, и состояния на ПФ отсутствуют. Внешний ток $\mathbf{j} = en_s \mathbf{V}$ вызывает дополнительный доплеровский сдвиг $\varepsilon_d = \hbar(\mathbf{k} \cdot \mathbf{V})$ уровней и модификацию спектра

$$\varepsilon(\mu, k_{\perp}, \theta_p) = \varepsilon(\mu, k_{\perp}) + \hbar k_{\perp} V \cos \theta_p, \quad (1)$$

где $\varepsilon = -\Delta_0 \text{sign } \mu$, если $|\mu| < \mu_a = k_{\perp} a$ и $\varepsilon = \varepsilon_0$ если $|\mu| > \mu_a$. Процесс депиннинга, таким образом, представляет собой последовательность топологических переходов, в результате которых минищель в спектре квазичастиц пропадает, а Ферми поверхность восстанавливается [10]. Первый переход происходит при токе $j_L = en_s V_L$, когда из-за доплеровского сдвига уровней появляются состояния на отдельных участках ФП:

$$V > V_L = \Delta_m(a) / \hbar k_F. \quad (2)$$

Последнее условие совпадает с критерием сверхтекучести Ландау. Соответствующая этому переходу критическая плотность тока может быть выражена через ток распаривания j_c и спектр CdGM:

$$j_L = j_c |\varepsilon_0(k_F a, k_F)| / \Delta_0 \leq j_c, \quad (3)$$

а поверхность Ферми состоит из двух изолированных сегментов в окрестности углов $\theta_p = 0, \pi$. На плоскости фазовых переменных (μ, θ_p) изоэнергетические линии $\varepsilon = 0$ описываются уравнением

$$\varepsilon_0(\mu, k_{\perp}) = -\hbar k_{\perp} V \cos \theta_p, \quad |\mu| > \mu_a, \quad (4)$$

и для случая $1/k_F \ll a \ll \xi$ показаны пунктиром на рис. 2. Формирование подобных изолированных сегментов ФП означает возникновение в сверхпроводнике в окрестности полости связанного состояния в виде пары вихрь-антивихрь [7]. Линии $|\mu| = \mu_a$, соединяющие концы сегментов соответствует ветви спектра ε_a на рис.1b. С увеличением внешнего тока j сегменты ФП расширяются, что в конечном итоге приводит к их слиянию и изменению топологии Ферми поверхности. Естественно ожидать, что депиннинг вихря Абрикосова из полости должен сопровождаться формированием непрерывной аномальной CdGM ветки в спектре квазичастиц, которая обеспечила бы спектральный поток через сверхпроводящую щель $2\Delta_0$ и диссипацию, возникающую при движении вихря. Существование такой ветки означало бы, что квазиклассические орбиты на плоскости (μ, θ_p) имеют вид $\mu \sim \cos \theta_p$ (сплошная кривая на рис.2) и соответст-

вуют открытым ФП, которые невозможно уничтожить («деформировать в точку») непрерывным преобразованием фазового пространства.

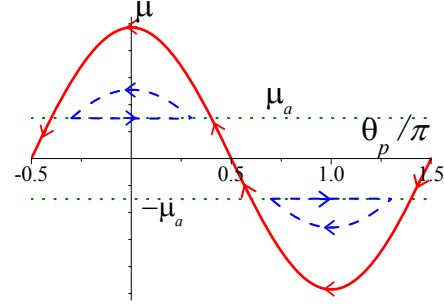


Рис.2 Участки Ферми поверхности на фазовой плоскости (μ, θ_F) для $V_L < V < V_d$ (пунктир) и для $V > V_d$ (сплошная линия).

Если в качестве механизма разрушения связанного состояния учесть возможность туннелирования Ландау-Зенера между классическими орбитами, то второй топологический переход происходит при критической скорости и токе, определяемыми соотношениями:

$$V_d = k_F \omega a^2, \quad j_d = (k_F a) j_L \gg j_L. \quad (5)$$

В качестве других возможных механизмов разрушения связанного состояния отметим также рассеяние на примесях и достижение внешним током значения тока распаривания j_c [10].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программы РАН «Квантовая физика конденсированных сред» и Европейской программы SIMTECH (№246937).

1. G. Blatter, et al., Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
2. E.V. Thuneberg, J.Kurkijarvi, and D.Rainer, Phys.Rev.Lett. **48**, 1853 (1982); Phys. Rev. B. **29**, 3913 (1984).
3. C. Caroli, P.G. de Gennes, J. Matricon, Phys. Lett. **9**, 307 (1964).
4. G.E. Volovik, *The Universe in a Helium Droplet*, Clarendon Press, Oxford, 2003.
5. И.М. Лифшиц, ЖЭТФ. **38**, 1569 (1960);
6. Y.M. Blanter, et al., Phys. Reports. **245**, 159 (1994).
7. G.E. Volovik, Письма в ЖЭТФ. **49**, 343 (1989).
8. A.S. Mel'nikov, D.A. Ryzhov, and M.A. Silaev, Phys. Rev. B. **78**, 064513 (2008).
9. A.S. Mel'nikov and M.A. Silaev, Письма в ЖЭТФ. **83**, 675 (2006).
10. A.S. Mel'nikov, A.V. Samokhvalov, M.N. Zubarev, Phys. Rev. B. **79**, 134529 (2009).
11. A.S. Mel'nikov, A.V. Samokhvalov, Письма в ЖЭТФ. **94**, 823 (2011).

Монокристаллические сверхпроводящие наноструктуры

В.Л. Гуртовой, А.В. Черных, А.Н. Ильин, Г.М. Михайлов, В.А. Тулин

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,
Черноголовка 1142432, Россия*

Исследовались монокристаллические сверхпроводящие кольца из тантала диаметром 1 мкм, изготовленные из пленок тантала с отношением сопротивлений $R(300\text{K})/R(4.2\text{ K}) = 25\text{-}40$. Вольт-амперные характеристики структур имели малый гистерезис, обусловленный высоким качеством интерфейса тантал-сапфир. Измерялись квантовые осцилляции Литтла-Паркса, критического тока и выпрямленного напряжения от магнитного поля. Монокристаллические сверхпроводящие наноструктуры имеют большой потенциал применений для высокочастотных резонаторов, маломощных наносквидов и однофотонных детекторов.

В отличие от полупроводников, различные применения металлов в электронике не сдерживались требованием к их монокристаллическости из-за высокой концентрации носителей. В настоящее время, возможности использования поликристаллических металлов и аморфных диэлектриков в однослойных и многослойных структурах для таких сверхпроводящих приборов как кубиты, резонаторы, шины связи, сквиды, однофотонные детекторы подошли к пределам своей применимости из-за низких времен декогеренции, невысокой добротности, шумов. Поэтому, требуется развитие технологии монокристаллических сверхпроводящих структур и создание нового класса монокристаллических сверхпроводящих приборов.

Следует отметить, что монокристаллические сверхпроводящие наноструктуры в основном исследуются в виде вискерсов [1] и, поэтому, имеют ограниченную технологическую применимость. Ранее, изготавливались металлические наноструктуры из нормальных и сверхпроводящих монокристаллических пленок, но их исследование, как правило, ограничивалось измерениями при температурах выше T_c [2,3]. В данной работе были получены сверхпроводящие монокристаллические наноструктуры из тантала с минимальным размером 100 нм и проведены измерения $V(I)$, критического тока от магнитного поля, выпрямленного напряжения и эффекта Литтла-Паркса.

Монокристаллические пленки тантала толщиной 60-80 нм получали методом лазерного осаждения на подложки сапфира R-среза в высоком вакууме (10^{-8} мм рт ст) при температуре 600-650°C [2]. Пленки имели отношение сопротивлений $R(300\text{K})/R(4.2\text{ K}) = 25\text{-}40$. Ниже представлены типичные табличные физические свойства фаз пленок тантала, полученных в разных условиях.

Фаза	Структура	ρ ($\mu\Omega\text{cm}$)	T_c (K)
α -Ta	ОЦК	10-30	3-4.4
β -Ta	тетрагон.	160-220	0.5- 1.3

Измерения на наши пленках Ta дали $\rho=12\text{-}20\ \mu\Omega\text{cm}$ и $T_c=3.8\text{-}4\text{ K}$. Данные по удельному сопротивлению совместно с T_c и рентгеновскими измерениями позволяют идентифицировать полученные эпитаксиальные пленки как α -Ta.

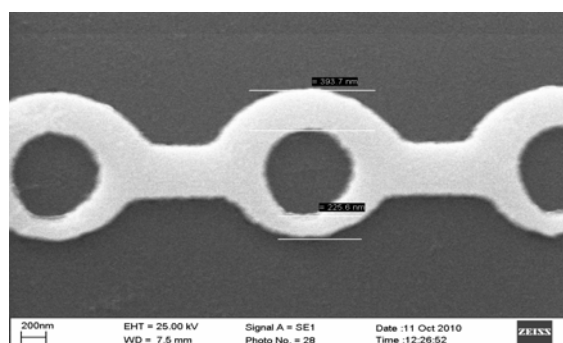


Рис.1. Фрагмент структуры из 20 колец тантала (диаметр 1 μm).

С помощью электронно-лучевой литографии на поверхности Ta пленки формировалась алюминиевая маска, через которую осуществлялось плазменное травление асимметричных колец диаметром 1 мкм и ширинами полуколец 160 и 350 нм (Рис.1). После травления маска удалялась в растворе щелочи. Готовые наноструктуры имели $R(300\text{K})/R(4.2\text{ K}) = 4.5\text{-}6$ и критическую температуру близкую к T_c массива пленки, равную 4 K. Данные результаты говорят о хорошем качестве наноструктур с преимущественным рассеиванием носителей на литографических неоднородностях при формировании проводников тантала шириной ~ 160 нм.

На Рис. 2 представлена вольт-амперная характеристика (ВАХ) одиночного кольца при температуре $T=3.752\text{ K}$. На ВАХ практически отсутствует гистерезис в отличие от аналогичных

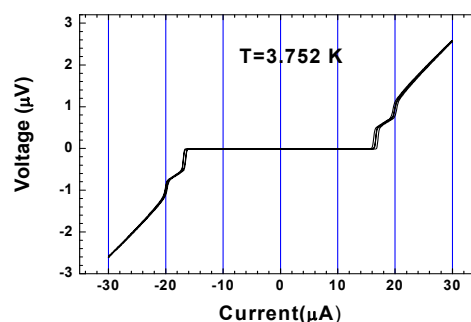


Рис.2. ВАХ монокристаллического кольца из Ta диаметром 1 μm

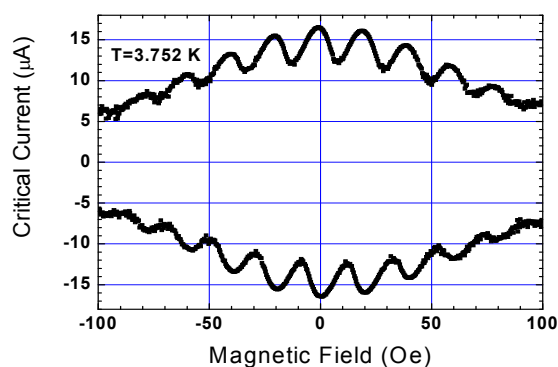


Рис. 3. Квантовые осцилляции критического тока одиночного Та кольца в магнитном поле при температуре $T = 3.752$ K.

алюминиевых структур на кремнии [4]. Безгистерезисный характер ВАХ, по-видимому, связан с хорошим акустическим согласованием интерфейса монокристаллический Та-сапфир.

В магнитном поле критический ток кольца должен осциллировать, что и наблюдается на рис. 2, где представлены квантовые осцилляции критического тока с периодом равным кванту потока. Ранее обнаруженный для асимметричных алюминиевых колец эффект сдвига экстремумов критического тока с противоположным направлением [4] мал и составляет $0.1\Phi_0$. Причина малого значения сдвига пока не ясна.

На рис. 4 представлены осцилляции выпрямленного напряжения в магнитном поле. Период осцилляций равен Φ_0 . Для наблюдения этих осцилляций на структуру подавался переменный ток (без постоянной составляющей) с амплитудой равной критическому току при данной температуре и частотой $f=1$ кГц. Среднее выпрямленное напряжение

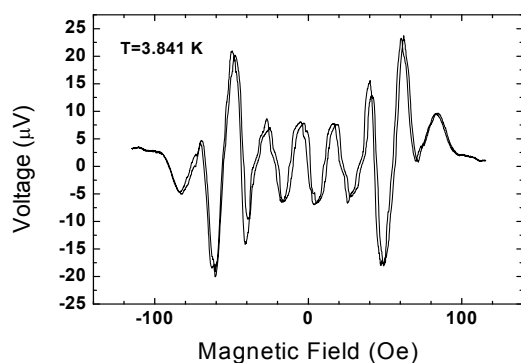


Рис. 4. Квантовые осцилляции выпрямленного напряжения двадцати Та колец в магнитном поле при температуре $T = 3.841$ K.

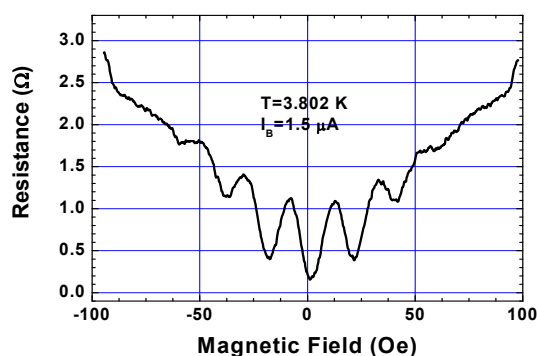


Рис. 5. Осцилляции Литтла–Паркса при токе $I_B = 1.5$ μ A и температуре 3.802 K.

регистрировалось усилителем в полосе частот 0-30 Гц как функция медленно меняющегося магнитного поля.

Осцилляции Литтла–Паркса одиночного кольца показаны на рис. 5. Анализ осцилляций Литтла–Паркса будет представлен в докладе.

Таким образом, разработана технология и изготовлены наноструктуры из монокристаллического Та с минимальным латеральным размером ~ 100 нм и $(R(300\text{K})/R(4.2\text{ K})) = 4.5-6$. На кольцевых монокристаллических структурах диаметром 1 мкм наблюдался эффект Литтла–Паркса, осцилляции критического тока и выпрямленного напряжения. Высокое качество эпитаксиального интерфейса Та-сапфир является условием малой концентрации двухуровневых состояний, которые приводят к малому времени декогеренции и избыточным шумам сверхпроводящих кубитов и других сверхпроводящих приборов. Создание монокристаллических сверхпроводящих наноструктур имеет большой потенциал применений для высокочастотных резонаторов, малозумящих нано-сквидов и однофотонных детекторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОНИТ РАН в рамках проекта "Квантовый бит на основе микро и нано-структур с металлической проводимостью".

1. K.Yu. Arutyunov, D.S. Golubev, and A.D. Zaikin, *Physics Reports* **464**, 1 (2008).
2. G.M. Mikhailov et al., *Nanotechnology* **9**, 1 (1998).
3. G.M. Mikhailov et al., *Nanotechnology* **11**, 379 (2000).
4. В.Л. Гуртовой et al, *ЖЭТФ* **132**, 297 (2007).

Пространственные эффекты в полуклассической модели аномального скин-эффекта

Н.А. Волчков¹, А.Л. Карузский¹, А.В. Пересторонин¹, А.П. Черняев²

¹ ФГБУН Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

² ГОУ ВПО Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный МО, 141700, Россия

Аномальный скин-эффект, известный как характерное проявление пространственной дисперсии СВЧ отклика охлаждённых проводников согласно микроскопическому кинетическому описанию, использован для проверки возможностей полуклассической модели (типа модели Друде) дополненной учётом зависимостей от пространственных параметров. Комплексное значение поверхностного импеданса $Z=R+iX$ с фазой $\pi/3$ и зависимостью модуля от СВЧ частоты $|Z|\sim\omega^{2/3}$, свойственное скин-эффекту в крайне аномальном пределе, проинтерпретировано с использованием полуклассической модели. Результаты указывают на существенную роль пространственного силового резонанса в установлении характерного значения $\pi/3$ фазы комплексного поверхностного импеданса, и на возбуждение дополнительных СВЧ волн в металле, приводящее к характерной частотной зависимости модуля импеданса $|Z|\sim\omega^{2/3}$.

Роль эффектов, обусловленных пространственной дисперсией, становится доминирующей в электромагнитном отклике проводников по мере увеличения длины свободного пробега носителей тока при низких температурах [1–4]. Помимо самостоятельного интереса, особенно в структурах с малыми (микро и нано) размерами, зависящие от пространственных параметров эффекты позволяют исследовать свойства и природу проводимости и сверхпроводимости, в том числе в новых материалах. При интерпретации пространственных СВЧ эффектов микроскопическая теория используется для вывода основного материального уравнения, связывающего плотность тока и поля в металле, исходя из кинетического уравнения Больцмана [2–4]. Как отмечается [4], часто строгая теория, например, кинетическая теория аномального скин-эффекта [2–5], сложна и не даёт физического представления о процессах, происходящих в металле. Более физически наглядным, хотя и менее строгим, в случае аномального скин-эффекта является вывод, предложенный Чамберсом (см. [4]), основанный на полуклассических представлениях. Этот вывод приводит к тем же результатам, что и вывод, сделанный на основе линеаризованного уравнения Больцмана [2–5]. Модель, которая бы позволяла получать наглядную картину и оценки характеристик, более точное определение которых требует сложного анализа, могла бы существенно способствовать при интерпретации экспериментальных данных в общем случае (необязательно известных) пространственных эффектов. В [6] полуклассическая модель дополнена учётом пространственных параметров электромагнитного поля, при сохранении основного преимущества наглядности подобных моделей (типа модели Друде). Дополненная модель опробована здесь на аномальном скин-эффекте, как характерном проявлении пространственной дисперсии, в модельных системах с одномерной проводимостью. Выявлена существенная роль пространственного силового резонанса, обуславливающего характерное значение $\pi/3$ фазы комплексного поверхностного импеданса $Z=R+iX$ и последующее (в самосогласованном смысле) возбуждение дополнительных СВЧ волн в металле,

приводящее к характерной частотной зависимости модуля импеданса $|Z|\sim\omega^{2/3}$.

В приближении поверхностного импеданса [1–4] трёхмерная задача сводится к одномерной. Пусть это координата z (орт $\mathbf{k}$) вместе с нормалью $\mathbf{n}$ к граничной поверхности $z=0$ направленная перпендикулярно внутрь проводника. Будем рассматривать монохроматическое (далее временной фактор $e^{i\omega t}$ в уравнениях сокращаем) поперечное поле, падающее перпендикулярно к плоской поверхности проводника. Вектор электрического поля направлен по оси x ($\mathbf{E}(z)=E_x(z)\mathbf{i}$), а магнитной индукции по оси y ($\mathbf{B}(z)=B_y(z)\mathbf{j}$), $\mathbf{i}$, $\mathbf{j}$ — орты. Вглубь проводника поле затухает как $B_y(z)=B_y(0)e^{-z/\delta}$, $E_x(z)=E_x(0)e^{-z/\delta}$, где комплексная глубина проникновения δ определяет поверхностный импеданс $Z=R+iX=i\omega\mu_0\delta$. Подставляя в 1-е уравнение Максвелла $\text{rot}E_x(z)\mathbf{i}=-(\partial B_y(z)/\partial t)\mathbf{j}$ и учитывая, что $\text{rot}(E_x(z)\mathbf{i})=-(E_x(z)/\delta)\mathbf{j}$, получаем $E_x(z)=i\omega\delta B_y(z)=i\omega\mu_0\delta H_y(z)$ или, с учётом определения импеданса, $E_x(0)=ZH_y(0)=(Z/\mu_0)B_y(0)$.

При учёте пространственной дисперсии целесообразно [1, 3] не разделять токи проводимости и токи смещения и считать относительную магнитную проницаемость проводника μ единицей, а абсолютную проницаемость равной $\mu_a=\mu\mu_0=\mu_0$, проницаемости вакуума. Подставив последние равенства во 2-е уравнение Максвелла в виде $(\partial D_x(z)/\partial t)\mathbf{i}=\text{rot}H_y(z)\mathbf{j}$, получим $i\omega D_x(z)\mathbf{i}=Z^{-1}\text{rot}(E_x(z)\mathbf{j})$. Так как $\text{rot}(E_x(z)\mathbf{j})=E_x(z)\mathbf{i}/\delta$, получим $i\omega D_x(z)\mathbf{i}=(i\omega\delta^2\mu_0)^{-1}E_x(z)\mathbf{i}$ и, вводя оператор полной абсолютной диэлектрической проницаемости $D_x(z)=\hat{\epsilon}_{ax}(z)E_x(z)$, действующий на функции $E_x(z)$, сокращая $\mathbf{i}$ и разделив уравнение на $i\omega$, для электрической индукции имеем $D_x(z)=\hat{\epsilon}_{ax}E_x(z)=\mu_0Z^{-2}E_x(z)$. Задача сводится к поиску решения, соответствующего собственному значению оператора $\hat{\epsilon}_{ax}$: $\epsilon_{ax}Z=\mu_0Z^{-2}$, которое приводит к обычному соотношению для импеданса поперечной волны $Z=(\mu_0/\epsilon_{ax})^{1/2}$, распространяющейся от граничной поверхности в проводнике.

Оператор $\hat{\epsilon}_{ax}$ определяется бесконечной системой уравнений движения отдельных частиц совместно с уравнениями поля. Пользуются вероятностными методами описания и решают кинетическое

уравнение для функции распределения с самосогласованным полем [2–5].

В качестве исходного приближения используем результаты полуклассической модели [6]. Модель одномерна, подразумевает одномерную проводимость (вдоль $\mathbf{v}_F$ – скорости Ферми), а волновое число поля k входит в мнимую часть частоты рассеяния ω''_k как $\omega''_k = k'' v_F$, где $k = k''$. Соответствующие исходные пространственные компоненты проницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ войдут в $Z = (\mu_0/\varepsilon)^{1/2}$ для данного k . Зависимости $\text{Im}\varepsilon$ и $\text{Re}\varepsilon$ от ω/ω''_k [6], приведённые на рис. 1, для фиксированной ω являются функциями свободного параметра ω''_k , то есть функциями k . Трёхмерный характер полей приводит к: 1) замене $k = k''$ на $k|\mathbf{nv}_F| = k''|\mathbf{v}_F|$, при этом k ограничивается обратным расстоянием между проводящими нитями (между слоями в двухмерных и $\sim k_F$ в трёхмерных проводниках), 2) влиянию продольного волнового вектора $k||\mathbf{n}$ на величину входящего в импеданс поперечного ε за счёт связи через скорость Ферми ($k|\mathbf{nv}_F| = k'' v_F$).

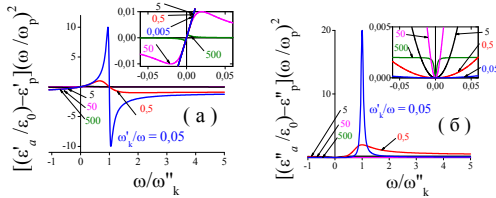


Рис. 1. Приведённые действительная (а) и мнимая (б) части зависимости диэлектрической проницаемости для фиксированной частоты измерений ω .

Для выбора исходной пространственной моды из спектра рис. 1 учтём, что свойства среды в случаях преобладания пространственной дисперсии над частотной соответствуют замедлению фазовой скорости электромагнитной волны $v_{ph} = \omega/k \rightarrow 0$ [3]. Неоднородное в пространстве поле можно считать статическим по сравнению с реакцией проводящей системы, характеризующейся скоростью Ферми $v_F \sim 0,01c$, скорости света. Реакция на внешнее воздействие становится пространственно нелокальной, а состояние системы определяется соотношением действующих сил. При квазистатическом рассмотрении максимальную перестройку проводящей среды вызовет та из возможных её пространственных конфигураций, которая будет соответствовать преобладающему силовому воздействию со стороны внешнего поля. Силу (отнесённую к единице объёма) можно вычислить по максвелловскому тензору напряжений, каждый компонент которого есть пространственная плотность соответствующего потока импульса $\mathbf{P} = [\mathbf{D} \cdot \mathbf{B}]$. Производная $\partial \mathbf{P} / \partial t$ определяет (за вычетом воздействия на поле внутри проводника и эффектов дисперсии) силу Абрагама [1, 3].

Подставив импеданс, получим на граничной поверхности

$$\mathbf{P} = [\mathbf{D} \cdot \mathbf{B}] = D_x(0) B_y(0) \mathbf{k} = \varepsilon E_x(0) (\mu_0 \varepsilon)^{1/2} E_x(0) \mathbf{k}$$

$= \mu_0^{1/2} \varepsilon^{3/2} E_x^2(0) \mathbf{k}$. Силовой пространственный резонанс соответствует чисто действительному значению коэффициента в круглых скобках. Это условие соответствует равенствам $\varepsilon = |\varepsilon| e^{i\alpha}$, $\varepsilon^{3/2} = |\varepsilon|^{3/2} e^{3i\alpha/2}$, $3i\alpha/2 = i\pi n$, $n=0,1,2$, $\alpha_2 = 4\pi/3$. Фазы ε , равная $4\pi/3$, и $Z = (\mu_0/\varepsilon)^{1/2}$, равная $\pi/3$, соответствуют отношению $3^{1/2}$ модулей мнимой и действительной частей. Пространственная дисперсия гарантирует фазу $4\pi/3$ для ε при всех частотах ω либо для прямых ($\omega''_k > 0$), при $\omega > \omega''_k$, либо для обратных ($\omega''_k < 0$) при $\omega < \omega''_k$ экситонных волн (Рис. 1).

Рассмотренная мода пространственного резонанса находится вблизи максимума $\text{Im}\varepsilon$ (Рис. 1б) при $\omega''_k \sim \omega$, является короткоживущей и не может иметь большую амплитуду при усреднении по времени. Энергия перекачивается в другую, более долгоживущую пространственную моду с максимально возможной амплитудой. Дополнительные волны [6] наиболее предпочтительны для дальнейшего эффективного отвода энергии, а их закон дисперсии соответствует частотной зависимости модуля комплексного поверхностного импеданса $|Z| \sim (\varepsilon'_n)^{-1/2} \sim (\omega_{dn})^{2/3}$. Условие силового пространственного резонанса фиксирует только фазу $4\pi/3$ для ε , позволяя варьировать $|\varepsilon|$. Учитывая фиксированную фазу, в дисперсионное уравнение дополнительных волн [6] вместо ε'_n можно подставить $|\varepsilon| \cos(4\pi/3) = |\varepsilon|/2$, получив в качестве второго приближения самосогласованное решение с $|Z| \sim |\varepsilon_{aZ}|^{-1/2} \sim \omega^{2/3}$ и фазой $Z = (\mu_0/\varepsilon_{aZ})^{1/2}$, равной $\pi/3$.

Силовой пространственный резонанс может также соответствовать чисто мнимому значению коэффициента в круглых скобках в выражении для потока импульса $\mathbf{P}$. Это условие соответствует равенствам $\varepsilon = |\varepsilon| e^{i\beta}$, $\varepsilon^{3/2} = |\varepsilon|^{3/2} e^{3i\beta/2}$, $3i\beta/2 = i(\pi n + \pi/2)$, $n=0,1,2$, $\beta_{1,2,3} = \pi/3, \pi, 5\pi/3$. Фазы ε , равная π , и $Z = (\mu_0/\varepsilon)^{1/2}$, равная $\pi/2$, соответствуют поверхностному импедансу почти полностью сверхпроводящего компонента в двухжидкостной модели [6]. Пространственная дисперсия в этом случае уже не обеспечивает фазу $5\pi/3$ для ε из-за уменьшения потерь вследствие стремящейся к нулю концентрации компонента нормальной жидкости [6].

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, т. VIII. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1992.
2. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, Теоретическая физика, т. X. Физическая кинетика. М., Наука, 1979.
3. В.П. Силин, А.А. Рухадзе, Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. Госатомиздат, М. 1961, 244 с.
4. Ф.Ф. Менде, А.И. Спицын, Поверхностный импеданс сверхпроводников, Киев, Наукова думка, 1985, 240 с.
5. G.E.H. Reuter, E.H. Sondheimer, Proc. Roy. Soc. A, **195**, 336 (1948).
6. Н.А. Волчков, А.Л. Карузский, А.В. Пересторонин, ЖЭТФ, **138**, 329 (2010).

Экспериментальные исследования проблемы изменения квантового числа в сверхпроводящих кольцах

В.Л. Гуртовой, А.И. Ильин, А.В. Никулов, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432
г. Черноголовка, Московская обл. Россия

Измерения магнитных зависимостей критического тока алюминиевых колец с асимметричным подключением контактов подтвердили и обострили обнаруженную ранее проблему отсутствия скачка критического тока асимметричных сверхпроводящих колец при изменении квантового числа, описывающего момент импульса сверхпроводящих пар.

В данной работе мы хотели бы, прежде всего, обратить внимание на возможности исследования фундаментальных проблем квантовой механики, которые связаны с существованием макроскопических квантовых явлений, прежде всего сверхпроводимости. Основные принципы квантовой механики были сформулированы для явлений, наблюдавшихся в атомном масштабе. Но потом выяснилось, что некоторые из них применимы для описания макроскопических и мезоскопических квантовых явлений. Это расширяет возможности более глубокого экспериментального исследования этих принципов, так как наши технологические возможности в масштабе микро и нано-структур несравненно шире, чем в атомном масштабе. В ряде работ [1,2] сверхпроводящий контур рассматривается как искусственный атом. Вследствие квантования Бора $pr = n\hbar$ спектр состояний, как атома, так и сверхпроводящего кольца дискретен. В кольце с радиусом $r \approx 500$ нм, в отличие от атома с радиусом электронной орбиты $r_B \approx 0.05$ нм, можно наблюдать изменение квантового числа n , соответствующего минимальной энергии $E_n = (p - qA)^2/2m = (n\hbar/r - qA)^2/2m = (\hbar/r)^2(n - 2\pi r A/\Phi_0)^2/2m$ в доступных значениях магнитного поля $B = \Phi/S = 2\pi r A/\pi^2$. $\Phi_0 = 2\pi\hbar/q$ – квант потока ≈ 41.4 Гс мкм² при $q = e$ и ≈ 20.7 Гс мкм² при $q = 2e$. Кроме того, кольцо, в отличие от атома, может быть сделано разной формы, и к нему могут быть подведены токовые контакты, Рис.1.

Многочисленные наблюдения периодических зависимостей в магнитном поле различных величин: намагниченности [3], сопротивления [4,5], выпрямленного напряжения [4–7] и критического тока [7,8] однозначно подтвердили изменение квантового числа n . Но была выявлена проблема, связанная с отсутствием скачков некоторых величин, которыми должно сопровождаться изменение квантового числа n на единицу. При измерении средней величины намагниченности [3], сопротивления [4,5], выпрямленного напряжения [4–7] и критического тока симметричного кольца [8] скачки наблюдаться не должны и не наблюдаются. Но должны наблюдаться скачки критического тока колец с разным сечением половинок [7]. Наблюдаемый, вместо скачков, сдвиг осцилляций критического тока с появлением асимметрии колец [8],

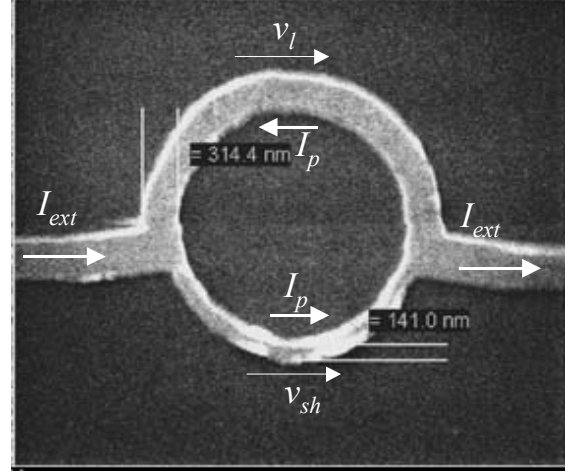


Рис.1. Мы можем сделать кольцо с разным сечением и асимметричным подключением контактов, в котором должен наблюдаться скачок критического тока при изменении квантового числа n . Внутренний радиус данного кольца из алюминия $r \approx 1000$ нм. Длина сегментов длинного $l_l \approx 1.3\pi r$ и короткого $l_{sh} \approx 0.7\pi r$. Их сечения $s_l \approx 6000$ нм² и $s_{sh} \approx 3000$ нм²

является необъяснимым противоречием с предсказаниями квантовой теории.

Теория предсказывает скачки критического тока также при асимметричном подключении контактов, Рис. 1. Кольцо переходит в нормальное состояние, когда скорость пар в одном из его сегментов достигает скорости распаривания $v_c = \hbar/m \sqrt{3}\xi(T)$ [9]. В соответствии с условием квантования

$$l_l v_l - l_s v_s = \frac{2\pi\hbar}{m} \left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \quad (1)$$

скорость пар v_{sh} в коротком сегменте l_{sh} достигнет критического значения при $v_s = (l_l/l_{sh})v_l - (2\pi\hbar/ml_{sh})(n - \Phi/\Phi_0) = v_c$ при внешнем токе $I_{ext} = qn_s(v_l s_l + v_{sh} s_{sh})$

$$I_c = I_{c0} - \left(1 + \frac{l_{sh}s_l}{l_l s_{sh}} \right) I_p \quad (2)$$

величина которого зависит от величины и направления устойчивого тока $I_p = -qn_s(2\pi\hbar/m)[s_{sh}s_l(l_{sh}s_l + l_l s_{sh})](n - \Phi/\Phi_0) = -I_{p0}2(n - \Phi/\Phi_0)$, наблюдающегося вследствие условия квантования (1). $I_{c0} = qn_s v_s (s_{sh} + s_l l_{sh}/l_l)$ – критический ток при $I_p = 0$. За положительное выбрано направление слева направо для I_{ext} ,

скорости пар v_{sh} в коротком l_{sh} и v_l длинном l_l сег-

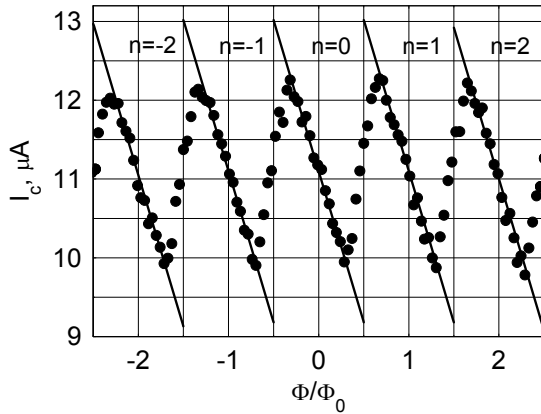


Рис. 2. Зависимость критического тока кольца из алюминия с асимметричным подключением контактов, Рис.1, от величины магнитного потока $\Phi = BS$ внутри этого кольца площадью $S = \pi r^2 \approx 4 \text{ мкм}^2$. Линиями показана ожидаемая, согласно условию квантования (1), зависимость. Точки – результаты измерений, проведенные при температуре $T \approx 1.42 \text{ К} \approx 0.93 T_c$. Сдвиг теоретических зависимостей на 0.1 мкА при $n = \pm 2$ учитывает подавление критического тока кольца магнитным полем B вследствие ненулевой ширины его окружности.

ментах кольца и против часовой стрелки для устойчивого тока I_p .

Согласно (2) величина критического тока должна изменяться линейно в интервале значений магнитного потока в кольце $-0.5 < n - \Phi/\Phi_0 < 0.5$ и скачком при $n - \Phi/\Phi_0 = 0.5$. Проведенные нами измерения подтвердили линейное изменение критического тока, при значениях магнитного потока близких к целым значениям кванта потока, Рис.2. Наблюдение таких зависимостей в широком интервале значений магнитного потока $-15 < \Phi/\Phi_0 < 15$, при разных температурах $T = 0.85 \div 0.96 T_c$ однозначно свидетельствуют об изменении квантового числа от $n = -14$ до $n = +14$. Так как квантовое число может изменяться только на величину не меньшую единицы, при его изменении должен наблюдаться скачок критического тока. Но вместо скачка ожидаемого при $n - \Phi/\Phi_0 = 0.5$, вблизи этих значений магнитного потока наблюдается плавное изменение критического тока, в интервале при $0.3 < n - \Phi/\Phi_0 < 0.7$, Рис. 2.

Таким образом, измерения, проведенные на сверхпроводящих кольцах с асимметричным подключением контактов, подтвердили обнаруженное ранее [7,8] отсутствие скачка критического тока, ожидаемого при изменении квантового числа n . Данный результат является крайне парадоксальным, так как критический ток, измеряемый вблизи $n - \Phi/\Phi_0 = 0.5$, должен соответствовать нецелым значениям квантового числа. Это противоречит не только основам квантовой механики, но и наблюдаемой периодичности критического тока [7,8] и

других величин [3–6] в магнитном поле, которое может быть связано только с запретом на сверхпроводящее состояние кольца с нецелым значением квантового числа n , описывающего момент импульса сверхпроводящих пар. Отсутствие скачка является тем более парадоксальным в связи с тем, что скачки критического тока при изменении квантового числа наблюдается в более сложных структурах, состоящих из двух колец [10].

Выявленное противоречие между предсказаниями теории, базирующейся на основных принципах квантования, и экспериментальными результатами еще раз подчеркивают актуальность использования возможностей изготовления сверхпроводящих структур различной геометрии для экспериментального исследования основ квантовой механики. Только дальнейшие исследования могут показать, насколько обнаруженное противоречие затрагивает основы квантовой механики. Но здесь важно подчеркнуть, что подобные измерения не могут быть проведены на атоме и не проводились ранее на кольцах.

Сверхпроводящий контур является квантовой системой с двумя состояниями, имеющими одинаковую энергию при магнитном потоке внутри него равном половине кванта потока. Такие системы в ряде работ рассматриваются в качестве возможных элементов квантового компьютера, квантовых битов. Поэтому полученные нами результаты могут быть важны и для этого направления исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОИТВС РАН в рамках проекта "Квантовый бит на основе микро и нано-структур с металлической проводимостью".

1. O. Astafiev et al., *Science* **327** 840 (2010)
2. J.Q. You and F. Nori, *Nature* **474**, 589 (2011).
3. N.C. Koshnick et al., *Science* **318**, 1440 (2007).
4. А.А. Бурлаков и др., *Письма в ЖЭТФ*, **86**, 589 (2007).
5. V.L. Gurtovoi et al., *Low Temp. Phys.* **36**, 974 (2010)
6. С.В. Дубонос и др., *Письма в ЖЭТФ* **77**, 439 (2003)
7. В.Л. Гуртовой и др., *ЖЭТФ* **132**, 1320 (2007).
8. В.Л. Гуртовой и др., *ЖЭТФ* **132**, 297 (2007).
9. М. Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, Атомиздат (1980).
10. В.Л. Гуртовой и др., *ЖЭТФ* **140**, 777 (2011).

Обнаружение эффекта подавления вихревого механизма резистивности внешним высокочастотным полем в широких сверхпроводящих пленках

И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина, Харьков, 61103, Украина

Показано, что под действием микроволнового облучения резистивность пленки, обусловленная вихревым механизмом уменьшается и при больших уровнях мощности ($P > 0,4P_c$) исчезает, при этом dc резистивность пленки обусловлена только процессами проскальзывания фазы.

Исследовались широкие оловянные пленки высокого качества с хорошим тепловым согласованием с подложкой [1], сделанные по оригинальной технологии [2]. Значения критических токов этих пленок [2] равны токам распаривания, что соответствует предсказаниям теории [3]. В таких пленках роль центров пиннинга можно пренебречь.

Обнаружено, что под действием микроволнового облучения резистивность однородной пленки, обусловленная движением перловских вихрей, уменьшается и при больших уровнях мощности $P > 0,4P_c$ исчезает, при этом dc резистивность пленки будет обусловлена только процессами проскальзывания фазы как в узком безвихревом канале. Здесь P_c – критическая мощность высокочастотного поля, при которой критический ток $I_c = 0$. Найдено, что при мощности облучения $P > P_c$ вихревой механизм резистивности отсутствует и резистивное состояние пленки обусловлено возникновением высокочастотных линий проскальзывания фазы.

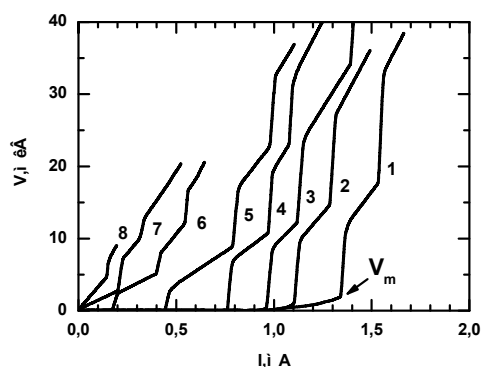


Рис. 1. Семейство экспериментальных ВАХ сверхпроводящей широкой ($w=18 \text{ мкм}$) пленки при различных уровнях мощности облучения: $f = 2,47 \text{ ГГц}$, $T = 3,785 \text{ К}$. Для ВАХ 1 мощность облучения $P=0$, а для остальных она возрастает с увеличением порядкового номера.

Согласно оценкам [3], время развития неустойчивости мейсснеровского состояния, приводящей к образованию вихрей у края пленки, по порядку величины равно времени релаксации τ_L параметра порядка. Для наших образцов время $\tau_L \approx (3 \div 5) \cdot 10^{-9} \text{ с}$ с велико по сравнению с периодом электромагнитной волны ($\sim 10^{-9} \div 10^{-10} \text{ с}$), т.е. $\omega \tau_L \gg 1$, и в этом случае в отсутствие постоянного тока в пленке параметр порядка испытывает слабые осцилляции

около среднего значения, которое определяется средней интенсивностью переменного поля [4]. Исследование эффекта стимуляции сверхпроводимости в пленке позволило нам ответить на вопрос: отсутствие вихревого участка на ВАХ при облучении широкой пленки микроволновым полем с $P > 0,4P_c$ это следствие прекращения движения вихрей или вообще их отсутствие? Ответ однозначный: вихри в пленке при $P > 0,4P_c$ не возникают.

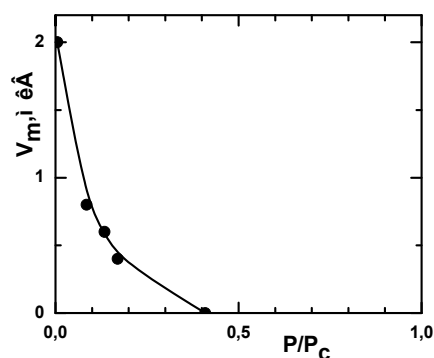


Рис. 2. Зависимость напряжения V_m от микроволновой мощности для образца, ВАХ которого приведены на Рис. 1.

Таким образом обнаружено, что сверхпроводящая широкая пленка ($w < 10\lambda_L$) при оптимальной стимуляции сверхпроводимости микроволновым полем ($P > 0,4P_c$) обладает свойствами узкого безвихревого канала с равномерным распределением плотности тока по поперечному сечению. Это означает, что, в определенных условиях, воздействие внешнего электромагнитного облучения может использоваться как альтернативный метод освобождения токонесущих сверхпроводящих структур от вихревой резистивности. Традиционно этого достигают за счет искусственного увеличения пиннинга вихрей. В этом случае плотность тока распаривания недостижима в силу занятости части поперечного сечения образца запиннированными вихрями.

1. S.B. Kaplan, J. Low Temp. Phys. **37** 343 (1979).
2. V.M. Dmitriev and I.V. Zolochevskii, Supercond. Sci. Technol. **19** 342 (2006).
3. Л.Г. Асламазов, С.В. Лемпицкий, ЖЭТФ **84** 2216 (1983).
4. Е.В. Безуглый и др., ФНТ **13** 906 (1987).

Квантовое сжатие в джозефсоновской параметрической системе — проблема наблюдаемости эффекта

Л.Н. Жерихина, А.М. Цховребов

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

Показано, как, используя нелинейность, отвечающую макроскопической квантовой интерференции в сверхпроводящем кольце со слабой связью, обеспечить возможность наблюдения эффекта квантового сжатия основного состояния электрического осциллятора.

Сверхпроводимость как макроскопическое квантовое явление создает условия для реализации ряда нелинейных эффектов, позволяющих различными способами обеспечить режим квантового сжатия. Однако, чтобы эффект сжатия не оказался латентным, т.е. имела бы какая-то возможность сделать его наблюдаемым, необходимо построить регистрирующую систему, разрешающая способность которой сама была бы на уровне амплитуды квантовых флуктуаций сжатого состояния, что в свою очередь требует использования квантового сжатия. По-видимому, именно эффект Джозефсона [1] дает возможность выйти из этого «методического» тупика: как будет показано ниже джозефсоновская нелинейность позволяет на одном и том же элементе реализовать и процесс сжатия и процесс параметрического преобразования с усилением регистрируемого сигнала («и все в одном флаконе» если выражаться языком назойливой рекламы).

Эффект квантового сжатия [2] вызывается периодическим изменением «статических» недиссипативных параметров исходной невозмущенной колебательной системы (параметрическая модуляция емкости или индуктивности в электрическом LC-контуре, соответственно эффективной массы M или жесткости K в механическом осцилляторе). Результатом подобного воздействия, составляющим собственно эффект сжатия, оказываются периодические колебания среднеквадратичных отклонений $\Delta X = \Delta X(t)$ и $\Delta P = \Delta P(t)$ взаимно дополнительных квантомеханических переменных обеспечивающих полное описание системы, т.е. входящих в ее гамильтониан (обобщенные импульс и координаты, т.е. координата и импульс, отвечающие перемещению массы в механическом осцилляторе; напряжение и магнитный поток поля, запасенного в индуктивности LC-контуре и т.п.). Колеблются эти среднеквадратичные отклонения обычно на удвоенной собственной частоте невозмущенной системы $\Omega_{\text{mod}} = 2\omega_0$ (соответственно $\omega_0 = \sqrt{K/M}$, либо $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, либо...), таким образом, что минимальные значения амплитуды квантомеханических флуктуаций $\Delta X(t_X) = \min\{\Delta X(t)\}$, $\Delta P(t_P) = \min\{\Delta P(t)\}$ могут не удовлетворять соотношению неопределенности Гейзенберга $\Delta X \Delta P \geq \hbar/2$, если последнее трактуется, как ограничивающее их произведение снизу. Получается, что если фиксировать одну из переменных в определенные моменты времени t_X , t_P , отвечающие минимуму соответствующей флуктуации («узлы неопределенности»)

то точность таких стробированных замеров может существенно превзойти квантовые ограничения $\Delta X(t_X) < \Delta X_{\min} = \sqrt{\hbar/(2M\omega_0)}$, $\Delta P(t_P) < \Delta P_{\min} = \sqrt{\hbar\omega_0 M/2}$, где $\Delta X_{\min}$ и $\Delta P_{\min}$ минимальные неопределенности без эффекта сжатия [3].

Для реализации процесса измерения в режиме квантового сжатия применяемый датчик следует включить в состав некоторой колебательной системы. Так в измерительных системах, где используются эффекты слабой сверхпроводимости, квантовое сжатие в принципе может быть введено в систему «как бы естественным путем» - за счет использования собственных плазменных колебаний фазы, возбуждаемых в джозефсоновском туннельном переходе. По существу такие плазменные колебания отвечают резонансу, возникающему в колебательном контуре, состоящем из «обычной» емкости перехода и его джозефсоновской индуктивности $L_J = \left(\frac{dI_J}{d\Phi}\right)^{-1} = \frac{\Phi_0}{2\pi I_C \cos(2\pi\Phi/\Phi_0)}$ (аналогия с

классическими плазменными колебаниями, отвечающими резонансу контура, образованного удельной емкостью плазмы, «замкнутой» на ее кинематическую индуктивность). Однако согласно элементарным оценкам джозефсоновские плазменные частоты лежат в технически слабо освоенной ТГц-области ($I_C \approx 3 \text{ мА}$, $\Phi_0 = \pi\hbar/e \approx 2,07 \times 10^{-15} \text{ Вб}$, $C \approx 0,1 \text{ нФ} \Rightarrow F_p \sim 1 \text{ ТГц}$), да и добротность соответствующей колебательной системы оказывается из-за малых времен релаксации фазы слишком низкой.

По-видимому, более привлекательной возможностью (по крайней мере, в плане ее технической реализуемости) является вариант включения джозефсоновского перехода во внешнюю электрическую цепь, образующую колебательный контур, в котором переход будет играть роль нелинейной управляемой индуктивности L_J , а его емкость явно не используется. Однако, чтобы рабочая частота такого контура снова не получилась бы слишком высокой необходимо каким-то образом повысить эффективное значение L_J . По-видимому, проще всего для этого вместо прямого включения в контур джозефсоновского перехода ввести L_J в колебательную LC-цепь через повышающий трансформатор. Как известно правильно согласованный с трансформатором импеданс Z преобразуется в эффективное значение $Z_{\text{eff}} = n^2 Z$, где n — коэффициент трансформации. Действительно, будучи комплекснозначным отношением напряжения и тока

эффективное значение импеданса возрастает в n^2 -раз за счет n -кратного увеличения $\tilde{U}$ и n -кратного снижения $\tilde{I}$. При этом индуктивность, как мнимая часть импеданса, пропорциональная частоте, должна также возрасти в n^2 -раз: $L_{eff} = n^2 L$.

Очевидно, что технически вводить джозефсоновскую индуктивность в колебательный контур следует в составе безгистерезисного RF-SQUIDA, петля которого будет играть роль первичной обмотки повышающего трансформатора. Однозначность зависимости внутреннего потока $\Phi_{int} = \Phi_{int}(\Phi_{ext})$, наводимого джозефсоновским током $I_J = I_C \sin(2\pi\Phi_{int}/\Phi_0)$ в сверхпроводящем кольце L_0 от потока внешнего магнитного поля $\Phi_{ext} = \Phi_{int} + L_0 I_J$ (т.е. отсутствие гистерезиса перемagnetизации), позволяет использовать безгистерезисный RF-SQUID в качестве нелинейной параметрической индуктивности $\frac{\partial \Phi_{ext}}{\partial I_J} = L(\Phi_{ext}) = L_J(\Phi_{int}(\Phi_{ext})) + L_0$,

управляемой внешним полем Φ_{ext} . Именно эта периодическая зависимость $L(\Phi_{ext}) = L(\Phi_{ext} + \Phi_0)$ делает возможным производить высокоточные измерения внешнего потока в долях кванта $\Phi_0 = \pi\hbar/e = 2,07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$.

Сама по себе реализуемость эффекта квантового сжатия в отношении LC-контра, куда через повышающий трансформатор включается параметрическая индуктивность $L = L(\Phi_{ext})$, в принципе достаточно очевидна (рис.1). Однако измеряемый поток внешнего магнитного поля подводится не к LC-контру, а в кольцо безгистерезисного SQUIDA, играющего роль той самой параметрической индуктивности. В связи с этим более актуальным оказывается вопрос о реализуемости сжатия именно «со стороны» квантового интерферометра (а не колебательного контра, который «находится по другую сторону» от повышающего трансформатора). Положительный ответ здесь можно получить, если произвести обратный пересчет внешней емкости C подключенной к кольцу безгистерезисного SQUIDA через понижающий трансформатор, имея ввиду что необходимая колебательная система образуется теперь именно со стороны интерферометра в виде $C_{eff} L(\Phi_{ext}) = (n^2 C) L(\Phi_{ext})$, где пересчет эффективного значения емкости из внешнего во внутренний контур $C_{eff} = n^2 C$ осуществляется совершенно аналогично обсуждавшемуся выше преобразованию индуктивности из внутреннего во внешний $L_{eff} = n^2 L$ (емкость — мнимая часть комплексной проводимости пропорциональна частоте, а эффективное значение проводимости возрастает как $\Sigma_{eff} = n^2 \Sigma$, в данном случае n играет роль коэффициента понижения трансформатора). При этом резонансные параметры внешнего и внутреннего контра (собственные частоты и добротности) оказываются идентичными: $\omega_{ext} = 1/\sqrt{C(n^2 L(\Phi_{ext}))} = 1/\sqrt{(n^2 C)L(\Phi_{ext})} = \omega_{int}$, $Q_{ext} = (1/r_{diss})\sqrt{(n^2 L(\Phi_{ext}))/C} = (1/(r_{diss}/n^2))\sqrt{L(\Phi_{ext})/(n^2 C)} = Q_{int}$.

Здесь диссипация во внешнем контуре характеризуется эквивалентным сопротивлением r_{diss} , которое соответственно пересчитывается во внутренний как r_{diss}/n^2 .

«Стандартный» способ [6] осуществить квантовое сжатие во внутреннем контуре — модулировать его параметрическую джозефсоновскую индуктивность, «раскачивая» ее с частотой дважды превышающей среднее резонансное значение $\Omega_{mod} = 2 < \omega_{int} > = 2/\sqrt{(n^2 C) < L(\Phi_{ext}) >}$. При этом измеряемый магнитный поток следует периодически фиксировать в моменты, отвечающие минимальным уровням (узлам) квантовых флуктуаций. Фиксировать поток, по-видимому, проще всего, измеряя саму параметрическую индуктивность $L = L(\Phi_{ext})$, значение которой однозначно зависит от внешнего магнитного потока (см. начало статьи). В свою очередь определять значение $L = L(\Phi_{ext})$ можно по амплитуде падающего на параметрической индуктивности напряжения, создаваемого генератором тока на специально отведенной тестирующей частоте F_{test} . Чтобы произвести «полновесные» измерения в течение небольшой части модуляционного периода, отвечающей минимуму квантовых флуктуаций, необходимо в этом коротком интервале успевать сгенерировать хотя бы несколько периодов тестирующего тока, откуда следует, что F_{test} должна быть примерно на порядок выше Ω_{mod} . При этом трансформатор связи, действующий из внутреннего контра во внешний (SQUID → LC) как повышающий, в ходе измерения индуктивности на тестирующей частоте будет в силу эффекта $L_{eff} = n^2 L(\Phi_{ext})$ играть роль своеобразного усилителя, обеспечивающего коэффициент преобразования $K = n^2$.

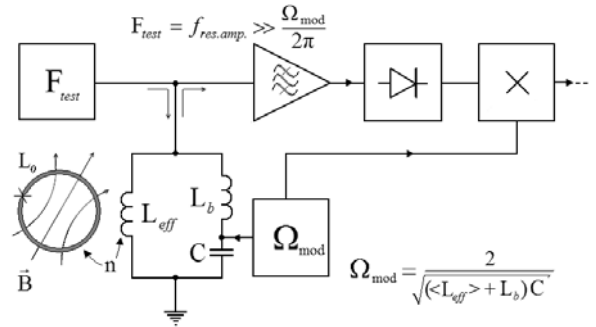


Рис. 1. Электронная блок-схема, предназначенная для обеспечения режима квантового сжатия с использованием безгистерезисного RF-SQUIDA без привлечения ТГц-овых рабочих частот

1. К.К. Лихарев, Б.Т. Ульрих, Системы с джозефсоновскими контактами. Основы теории, Москва, Издательство МГУ (1978).
2. А. Пиппард, Физика колебаний (квантово-механические системы), Москва, «Высшая школа» (1989).
3. Ю.И. Воронцов, Теория и методы макроскопических измерений, Москва, «Наука» (1989).

«Телепортация» магнитного возмущения в сверхпроводящей щелевой линии

М.А. Дресвянников, Л.Н. Жерихина, А.Л. Карузский, А.В. Пересторонин, А.М. Цховребов
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

В контексте ЭПРпарадокса анализируются особенности распространения импульсного магнитного возмущения в замкнутой сверхпроводящей щелевой СВЧ линии передачи

Характерная особенность различных эффектов, связанных с ЭПРпарадоксом [1] заключается в существовании «жесткой» корреляции между результатами измерений, даже когда точки замера разделены пространственно подобными интервалами (т.е. когда расстояния между точками оказываются больше пути, который успевает пройти свет за время между 1-ым и 2-ым измерением $\Delta r^2 - c^2 \Delta t^2 > 0$). Так, распределение интенсивностей, накопленное на выходе двухлучевого интерферометра Маха/Цандера от «по штучного» прохождения фотонов, отвечает «правильной» интерференционной зависимости. Получается, что отдельный фотон, проходя 1-ое плечо, интерферирует с самим же собой во 2-ом плече, при этом расстояние, на которое разнесены плечи, может быть сколь угодно большим. Таким образом, в интерферометре Маха/Цандера каждый фотон распространяется одновременно в обоих плечах, а разлетающиеся частицы при измерении координаты 1-ой и импульса 2-ой в классической формулировке ЭПРпарадокса следует рассматривать, как единую квантовую систему независимо от ее геометрических размеров. Максимальное удаление при наблюдении подобных эффектов составляет в настоящее время без малого 150 км: в работе [2] телепортируемый фотон передавался с острова Пальме на остров Тенерифе, где принимался с помощью телескопа европейского космического агентства. Если точки, где производятся измерения разлетающихся частиц, разделены пространственно подобным интервалом $\Delta r^2 - c^2 \Delta t^2 > 0$, то жесткие корреляции между результатами таких замеров, абсолютно индетерминированных в каждой точке по отдельности (характерный пример так называемых [3] entangled states — запутанных состояний), не могут быть объяснены действием каких-либо классических физических полей. Отсутствие таких полей, безусловно подчиняющихся релятивистским ограничениям, позволяет, возмущая часть единой квантовой системы, фактически создавать условия распространения возмущения на всю систему со сверхсветовой скоростью. Нечто подобное реализуется в экспериментах по телепортации фотонов [4]. Чаще всего там используются коррелированные пары фотонов, играющие роль entangled states, которые излучаются в результате спонтанного параметрического распада ультрафиолетового кванта накачки в кристалле с квадратичной нелинейностью.

Мы предлагаем эксперимент, в ходе которого будет исследовано распространение магнитного возмущения вдоль замкнутой с двух концов сверх-

проводящей щелевой СВЧ линии. Щелевая линия представляет собой направляющую систему, предназначенную для передачи электромагнитных волн. Поле волны сосредотачивается в щелевом зазоре, который прорезается в металлической пластине, образующей передающую линию. Когда металл пластины находится в нормальном (т.е. несверхпроводящем) состоянии, процесс распространения волны полностью подчиняется обычным уравнениям Максвелла, которые показывают, что ее скорость должна быть меньше c в корень квадратный из диэлектрической проницаемости среды в области зазора. Однако, если, металл ниже критической температуры ($T < T_c$) переходит в сверхпроводящее состояние, то теперь свободные носители заряда объединяются в куперовский конденсат, описываемый общей волновой функцией, отвечающей когерентному квантовомеханическому состоянию. Одним из важнейших следствий этого, является неизменность магнитного потока захваченного в замкнутом сверхпроводящем контуре $\sum \Phi_i = \text{const}$ (где i — номер витка включенного в единый контур), причем величина захваченного потока оказывается не просто константой, но должна быть кратна кванту магнитного потока $\text{const} = N \Phi_0$ (где $\Phi_0 = \pi e / \hbar = 2,07 \times 10^{-15} \text{ Вб}$).

Сохранение потока в «заквантованном виде» является прямым следствием коллективного поведения носителей заряда, формирующего сверхпроводящее состояние как единую макроквантовую систему [5]. Для объяснения квантования магнитного потока следует с одной стороны учитывать «жесткость» волновой функции куперовского конденсата, а с другой иметь в виду особенности действия в этих условиях правил квантования Бора/Зоммерфельда. В первую очередь «жесткость» волновой функции проявляется в эффекте Мейснера-Виталкивания магнитного поля из сверхпроводника. Как известно одной только бездиссипативностью сверхпроводящего состояния объяснить эффект Мейснера не удастся (в идеальном проводнике с $R=0$ поле не выталкивается, а сохраняется). Для объяснения эффекта выталкивания поля из сверхпроводника с глубины большей λ , требуется предположение о пропорциональности между вектор-потенциалом и плотностью сверхпроводящего тока $\vec{A} = \mu_0 \lambda^2 \vec{j}$. Здесь коэффициент пропорциональности $\mu_0 \lambda^2$ равняется удельной кинематической индуктивности свободных носителей заряда, а $\lambda = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 e^2 n}}$, соответствует

длине электромагнитных волн на ленгмюровских

плазменных частотах (μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, e и n — соответственно заряд и концентрация свободных носителей). Пересчитывая в отсутствии токов смещения $\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ индукцию поля через вектор-потенциал $\text{rot} \vec{B} = \text{rot}(\text{rot} \vec{A}) = \nabla^2 \vec{A}$ и используя затем пропорциональность A и j , получим уравнение Лондона $\nabla^2 \vec{A} = \lambda^{-2} \vec{A}$, решение которого описывает экспоненциальное падение токов и полей по мере «углубления» в сверхпроводник отвечающее эффекту Мейснера. Таким образом экспериментально наблюдаемый эффект выталкивания поля из сверхпроводника обязан своим происхождением пропорциональности плотности тока и вектор-потенциала $\vec{j} = \frac{1}{\mu_0 \lambda^2} \vec{A} = \frac{e^2 n}{m} \vec{A}$. В

свою очередь пропорциональность $A \sim j$ является следствием квантовомеханической жесткости волновой функции системы. Действительно в силу малости возмущения по отношению к сверхпроводящей щели $|H_{k0}| \ll |E_k - E_0| \approx \Delta$ из $\Psi = \Psi_0 + \sum_{k \neq 0} \frac{H_{k0}}{E_k - E_0} \Psi_k$ следует, что $\Psi \approx \Psi_0$. Квантово-

механическое выражение для плотности тока $\vec{j} = -\frac{e}{2m} (\Psi^+ (-i\hbar \nabla + e\vec{A}) \Psi - \Psi (-i\hbar \nabla + e\vec{A}) \Psi^+)$ с учетом жесткости $\Psi \approx \Psi_0$ преобразуется в $\vec{j} = -\frac{e}{2m} (\Psi_0^+ (-i\hbar \nabla) \Psi_0 - \Psi_0 (-i\hbar \nabla) \Psi_0^+) + \frac{e^2}{m} \vec{A} \Psi_0^+ \Psi_0 = \frac{e^2 n}{m} \vec{A}$. Т.к. $-\frac{e}{2m} (\Psi_0^+ (-i\hbar \nabla) \Psi_0 - \Psi_0 (-i\hbar \nabla) \Psi_0^+) = -e(\vec{v}n_0 - \vec{v}n_0) = 0$.

Особенности применения правил квантования Бора/Зоммерфельда $2\pi\hbar N = \oint \vec{P} d\vec{r}$ к куперовскому конденсату, циркулирующему вокруг сквозного отверстия в сверхпроводнике состоит в том, что замкнутый контур, по которому будет интегрироваться обобщенный импульс $\vec{P} = \vec{p} + 2e\vec{A}$, следует «проложить» в глубине сверхпроводника на расстоянии от боковой поверхности отверстия большим λ . Благодаря экспоненциальному снижению плотности тока на глубине большей λ интеграл от 1-го «чисто механического» слагаемого устремляется к нулю. В то же время вклад 2-го «полевого» слагаемого в соответствии с теоремой Стокса преобразуется, как $2\pi\hbar N = 2e \oint \vec{A} d\vec{r} = 2e \iint \vec{B} d\vec{s} = 2e\Phi$, откуда поток захваченный в отверстие, включающем лондоновский слой λ , выражается целым числом квантов потока $\Phi = (\pi\hbar/e)N = \Phi_0 N$. Таким образом, если поток внешнего магнитного поля, «падающий» на отверстие или на какой-либо замкнутый сверхпроводящий контур оказывается в сумме не кратен своему кванту $\Phi_0 = \pi\hbar/e \approx 2 \times 10^{-15} \text{ Вб}$, то, реагируя на такое несоответствие, сверхпроводник, как единая макроквантовая система, дополнит внутренний поток до целого числа квантов. Получается, что неизменность и заквантованность магнитного потока, захваченного в замкнутом сверх-

проводящем контуре, являются в большей степени не следствием максвелловской электродинамики, а результатом того, что сверхпроводящий куперовский конденсат образует единую квантовомеханическую систему [5]. Именно это обстоятельство демонстрирует возможность проявления свойств, характерных ЭПР парадоксу, в сверхпроводящем контуре с захваченным магнитным потоком.

В случае двух витков ($i=1,2$) соединенных двухпроводной малоиндуктивной линией (т.е. сверхпроводящей щелевой линией с концевыми витками), в силу $\sum \Delta\Phi_i = 0$ импульсный прирост поля в первом витке передается с противоположным знаком во второй виток $\Delta\Phi_1 = -\Delta\Phi_2$. В эксперименте, схема которого представлена на рис.1, предполагается измерять время необходимое для передачи изменения поля из первого витка во второй, т.е. задержку импульса $\Delta\Phi_2$ по отношению к $\Delta\Phi_1$. Результаты эксперимента следует сравнить для случаев его постановки в условиях сверхпроводимости ($T < T_c$) и когда металл щелевой линии находится в нормальном состоянии ($T > T_c$).

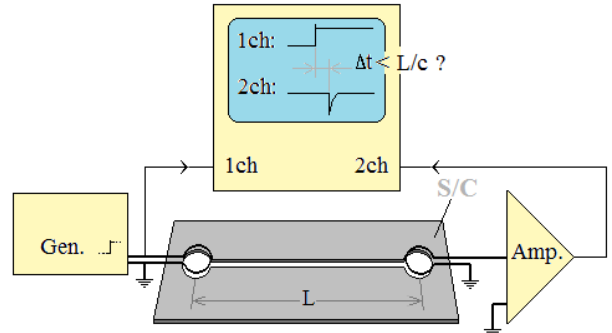


Рис. 1 Схема эксперимента по регистрации времени распространения импульсного магнитного возмущения из первого во второй виток связи. Слева - генератор, формирующий пикосекундный фронт импульса для первого витка связи, а также для запуска развертки осциллографа; справа - широкополосный предусилитель; сверху — быстродействующий осциллограф; в центре — щелевая линия (длины L), которая по условиям эксперимента размещается в криостате.

Если длина щелевой линии L будет составлять примерно 30см ($L \gg 30\text{см}$ из-за неудобств размещения в криостате практически неосуществимо), то для регистрации задержки, понадобится генератор импульсов длительностью не более 100пс ($\tau < 0,1L/c$), а также быстродействующий осциллограф с шириной полосы не менее 10ГГц.

1. А. Einstein, В. Podolsky, N. Rosen, Phys. Rev. **47**, p.777 (1935)
2. Т. Scheidl et al, PNAS vol.107, № 46, p.19708 (2010)
3. Е. Schrödinger Naturwissenschaften, **23**, 807 (1935)
4. И.В. Соколов, А. Гатти, М.И. Колобов, Л.А. Луджиато, УФН, **171**, 1264 (2001)
5. А.И. Головашкин, Л.Н. Жерихина, А.М. Цховребов, Г.Н. Измайлов, В.В. Озолин, ЖЭТФ, **138**(2), 373 (2010)

Аномально широкая область гомогенности сверхпроводящей β -фазы сплавов Fe(SeTe)

М.П. Волков, Б.Т. Мелех, Н.Ф. Картенко, В.И. Бахарев, Д.Д. Прокофьев
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Показано, что при относительно быстром охлаждении расплавов системы $\text{Fe}_{1+d}(\text{Se}, \text{Te})$ сверхпроводящая β -фаза образуется при избытке железа вплоть до $d=1$, что существенно превосходит концентрации железа из области существования β -фазы на равновесной фазовой диаграмме.

В системе Fe(Se,Te) сверхпроводимость связана с образованием тетрагональной β -фазы в окрестности эквиатомного соотношения железа и халькогена. На равновесной фазовой диаграмме системы FeSe область существования этой фазы ограничена концентрациями железа 1.01–1.04, а на диаграмме системы FeTe — 1.09–1.18 [1], и, кроме того, эта область не примыкает к линии ликвидуса, то есть β -фаза не должна образовываться непосредственно при охлаждении расплава. В связи с этим первые работы по получению сверхпроводящей фазы проводились методом твердофазного синтеза при продолжительном отжиге. В этих работах была обнаружена резкая зависимость параметров сверхпроводящего состояния от избытка железа относительно эквиатомного соотношения. Так, в работе [2] для системы FeSe максимальная критическая температура $T_c \sim 8.5\text{K}$ наблюдалась для состава $\text{Fe}_{1.01}\text{Se}$, а уже при составе $\text{Fe}_{1.03}\text{Se}$ сверхпроводимость не наблюдалась до 0.6K. В этой работе использовались времена синтеза и отжига общей продолжительностью более 10 дней. В ряде последующих работ сверхпроводящая β -фаза была получена при большем избытке железа и при меньших временах синтеза, а монокристаллы β -фазы были выращены при охлаждении расплава. В нашей работе [3] было показано, что поли- и монокристаллы сверхпроводящих халькогенидов железа образуются при непродолжительных временах синтеза (~ 6 часов) при охлаждении расплава системы $\text{Fe}(\text{Se}_{1-x}\text{Te}_x)_{0.82}$, т.е. при соотношении железо – халькоген 1,22:1.

В настоящей работе показано, что сверхпроводящая β -фаза может быть получена при еще большем избытке железа вплоть до соотношения железо – халькоген 2:1. Ампульный синтез образцов с исходными составами $\text{FeSe}_{0.1}\text{Te}_{0.4}$ и $\text{FeSe}_{0.2}\text{Te}_{0.3}$ проводился в две стадии: нагрев и выдержка при $T=700^\circ\text{C}$ в течение 6 часов, затем повышение температуры до 920°C (получение расплава), выдержка 3 часа и остывание расплава в режиме выключенной печи со скоростью $\sim 6^\circ\text{C}/\text{мин}$.

Структура и фазовый состав полученных образцов анализировались с использованием рентгеновского дифрактометра ДРОН-2. Образцы практически полностью состояли из тетрагональной β -фазы с параметрами решетки $a=3.815\text{ \AA}$, $c=6.198\text{ \AA}$ для образца $\text{FeSe}_{0.1}\text{Te}_{0.4}$ и $a=3.806\text{ \AA}$, $c=6.055\text{ \AA}$ для $\text{FeSe}_{0.2}\text{Te}_{0.3}$ и следовых количеств фаз Fe и FeO.

На Рис.1 представлены зависимости $R(T)$ полученных образцов, измеренные при $H=0$ и $H=14\text{ T}$.

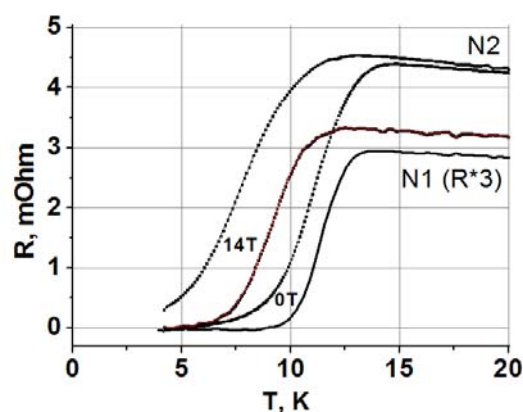


Рис. 1. Зависимости $R(T)$ для образцов $\text{FeSe}_{0.1}\text{Te}_{0.4}$ (1) и $\text{FeSe}_{0.2}\text{Te}_{0.3}$ (2) в поле $H=0$ и $H=14\text{ T}$.

Несмотря на существенный избыток железа, образцы имеют параметры сверхпроводящего перехода, практически не уступающие параметрам образцов с небольшим избытком железа. Так, для образца $\text{FeSe}_{0.1}\text{Te}_{0.4}$ $T_c(R=0.5R_n)=12\text{ K}$, $\Delta T_c=2.5\text{ K}$, $dH_{c2}/dT(T_c)=5\text{ T/K}$, для образца $\text{FeSe}_{0.2}\text{Te}_{0.3}$ $T_c(R=0.5R_n)=11\text{ K}$, $\Delta T_c=3.7\text{ K}$, $dH_{c2}/dT(T_c)=3\text{ T/K}$. В нормальном состоянии выше температуры перехода наблюдается заметное магнитосопротивление, которое практически линейно зависит от магнитного поля и составляет при $T=30\text{ K}$ и $H=7\text{ T}$ $\sim 8\%$ для образца $\text{FeSe}_{0.1}\text{Te}_{0.4}$ и $\sim 0.8\%$ для образца $\text{FeSe}_{0.2}\text{Te}_{0.3}$. При $T=300\text{ K}$ обе системы имеют сильные магнитные свойства, что также отличает их от образцов с небольшим избытком железа.

Таким образом, при использованных температурах синтеза и скоростях охлаждения область β -фазы на (метастабильной) диаграмме состояния существенно расширяется и, вероятно, непосредственно контактирует с линией ликвидуса. Отметим, что именно такой вид фазовой диаграммы для системы FeTe был представлен в ранней работе [4].

1. О. Кубашевски, Диаграммы состояния двойных систем на основе железа, М., Металлургия, 1985.
2. Т.М. McQueen, Q. Huang, V. Ksenofontov, et al. Phys. Rev. B **79** 014522 (2009).
3. М.П. Волков, Б.А.-Т. Мелех, В.И. Бахарев, Н.Ф. Картенко, Письма ЖТФ, т. 36, № 6, с. 8-14, (2010).
4. Н.Х. Абrikосов, К.А. Дюльдина, В.В. Жданова, Халькогениды, вып. 2, с. 98, (1970).

Формирование анизотропных сверхпроводящих областей в квазиодномерном органическом сверхпроводнике $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ под влиянием анионного беспорядка

Я.А. Герасименко¹, В.А. Прудкогляд¹, А.В. Корнилов¹, В.М. Пудалов¹, П.Д. Григорьев²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, 119991, Россия

² Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау, Москва 119334, Россия

Изучено поведение продольного и поперечного электронного транспорта при низких температурах в квазиодномерном органическом сверхпроводнике $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ при различных величинах анионного беспорядка. Обнаружен переход от объемной сверхпроводимости к неоднородному состоянию, в котором макроскопически сосуществуют сверхпроводимость и фаза волны спиновой плотности. При этом вкрапления сверхпроводящей фазы носят филаментарный характер.

Свойства квазиодномерных органических соединений класса $(\text{TMTSF})_2\text{X}$, где X — различные анионы, активно изучаются с 1980 года. Фазовая диаграмма этих соединений устроена так, что сверхпроводящая фаза находится вблизи магнитной диэлектрической фазы, что характерно также для широко известных классов ВТСП [1]. В то же время, электронный спектр в материалах класса $(\text{TMTSF})_2\text{X}$ гораздо проще, чем в ВТСП, что облегчает теоретический анализ их свойств. Это делает их удобной моделью для изучения физики анизотропных слоистых материалов. Наиболее изучены к настоящему моменту свойства двух соединений, $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ и $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$, структура которых является типовой и состоит из проводящих плоскостей TMTSF, разделенных непроводящими плоскостями анионов.

В соединении $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ на границе между сверхпроводящей фазой и диэлектрической фазой волны спиновой плотности, расположенной в области давлений около бкбар, обнаружена область сосуществования фаз [2]. Анализ данных экспериментов говорит о том, что состояние системы в этой области является пространственно неоднородным [2]. Для объяснения необычного увеличения величин верхних критических полей в этом состоянии по сравнению с однородной сверхпроводящей фазой была предложена модель страйп-фазы [3]. Дальнейшие эксперименты выявили анизотропию в установлении сверхпроводимости вдоль различных кристаллографических направлений. Это позволило выдвинуть гипотезу о возникновении в области сосуществования солитонной фазы [4]. В связи с этими результатами важным представляется вопрос о том, какие параметры влияют на структуру сверхпроводящих доменов.

Ответ на этот вопрос может дать изучение других соединений класса $(\text{TMTSF})_2\text{X}$, в частности, $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$. Отличие $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ от $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ состоит в том, что анионы ClO_4 не имеют центра инверсии и при $T=24\text{K}$ подрешетка анионов упорядочивается. Скорость охлаждения в районе температуры структурного перехода влияет на степень упорядоченности системы. В полностью упорядоченном состоянии за счет действия анионного потенциала происходит расщепление поверхности Ферми, состояние волны спиновой плотности

оказывается подавлено и при низких температурах происходит переход в сверхпроводящее состояние. В неупорядоченном же случае, поведение похоже на поведение $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ с центросимметричными анионами — при низких температурах устанавливается волна спиновой плотности. При промежуточных величинах беспорядка, упорядоченная фаза существует в виде вкраплений внутри неупорядоченной фазы [5].

Нами проведены экспериментальные исследования состояния, реализующегося в кристаллах $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ при различных степенях анионного беспорядка. Обнаружено, что при увеличении степени неупорядоченности продольный и поперечный транспорт демонстрируют различное поведение. В продольном транспорте сверхпроводимость достаточно быстро исчезает и начинает наблюдаться диэлектрическая температурная зависимость сопротивления. В то же время в поперечном транспорте наблюдается сверхпроводящий переход при любых величинах беспорядка. Такое поведение говорит о трансформации объемной сверхпроводящей фазы в сильно анизотропную фазу, в которой сверхпроводимость носит филаментарный характер. При этом сверхпроводящие области вытянуты поперек проводящих слоев. Мы также наблюдали сильное увеличение верхнего критического поля поперек слоев при увеличении беспорядка, что может говорить об изменении характерных размеров сверхпроводящих доменов. Кроме того, нами обнаружена немонотонная зависимость температуры сверхпроводящего перехода от степени беспорядка. Мы предлагаем возможное объяснение такого поведения как за счет изменения величины анионной щели при увеличении беспорядка, так и за счет изменения формы и размеров упорядоченных областей.

1. The Physics of Organic Superconductors and Conductors, ed. A.G. Lebed (Springer, Berlin, 2008)
2. T. Vuletic et al., Eur. Phys. J. B **25**, 319 (2002); A.V. Kornilov et al., Phys. Rev. B **69**, 224404 (2004); I.J. Lee et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 197001 (2005)
3. I.J. Lee et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 207002 (2002)
4. N. Kang et al., Phys. Rev. B **81**, 100509 (2010)
5. H. Schwenk et al., Phys. Rev. B **29**, 500 (1984)

Гистерезисные эффекты и «магнитная память» при перемагничивании гибридных структур пермаллой-ниобий

Л.С. Успенская¹, А.А. Чугунов², С.В. Егоров¹

¹ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432, Россия

² ФФХФ Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991, Россия

Изучена кинетика перемагничивания гибридных двуслойных нанопленок пермаллой-ниобий при температуре от 5 К до 300 К. Обнаружены изменения вида и типа доменных границ пермаллоя из-за близости ниобия. Установлено, что низкотемпературное перемагничивание пермаллоя в гибридных структурах пермаллой-ниобий оказывается зависящим от магнитной предыстории при $T > T_c^{Nb}$. Показано, что вихревая структура ниобия запоминает магнитную доменную структуру пермаллоя, существовавшую при охлаждении от T выше T_c^{Nb} и воспроизводит её даже при многократном циклическом перемагничивании плоскостным полем. В то же время «память» стирается при перемагничивании перпендикулярным полем. Обнаруженные эффекты открывают возможность управлять магниторезистивным эффектом, изменяя, например, направление перемагничивающего поля.

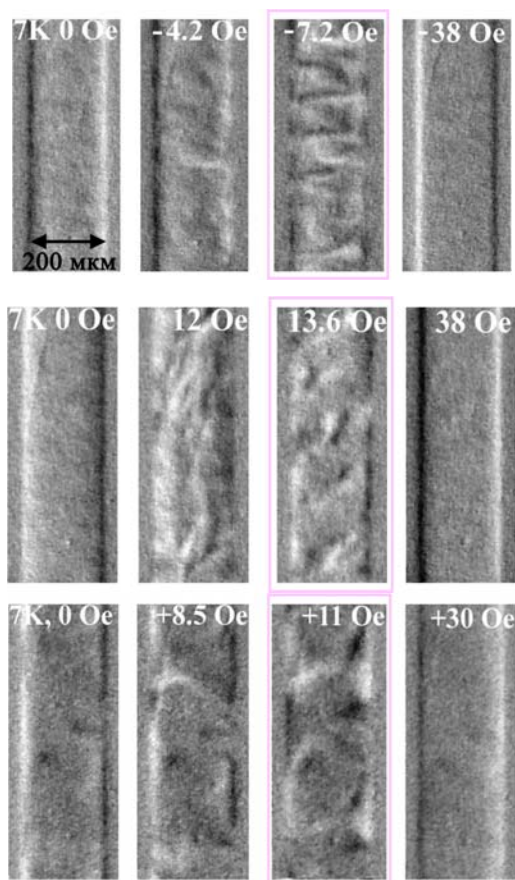


Рис. 1. Магнитная доменная структура пермаллоя, формирующаяся при перемагничивании одной и той же пермаллой-ниобиевой пленки, имеющей форму полоски шириной 200 мкм и длиной 3 мм, зависит от магнитной предыстории. Даны 3 серии фотографий по 4 кадра при перемагничивании полем, направленным по диагонали. Температура, поле и масштаб приведены на рисунках. Видно, что отличаются плотность границ, их направление, и поля, при которых происходит перемагничивание.

Магнитные пиннинг в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик (S/F) и гистерезисные эффекты при протекании тока и перемагничивании, могут определять характер и величину низкотемпературного магнитосопротивления структур.

Например, на S/F гетероструктурах наблюдался эффект переключения сопротивления под действием магнитного поля, и экспериментально было показано, что знак этого эффекта зависит от толщины магнитного слоя, что связывалось авторами с изменением типа доменных границ при вариации толщины слоя. Однако при интерпретации результатов за кадром остались несимметричность кривых по развертке поля в +/- направлениях, изменение вида доменной структуры в магнитомягком слое из-за искажения поля сверхпроводником и анализ исходного магнитного состояния структуры, что может иметь решающее значение.

Данная работа посвящена прямому экспериментальному наблюдению кинетики перемагничивания гетероструктур пермаллой/ниобий. Эксперименты проводились на пленках, выращенных магнетронным распылением на кремниевых подложках. Визуализация магнитной доменной структуры производилась с помощью тонких индикаторных плёнок образцы, [1]. Кинетика перемагничивания исследовалась при температурах выше и ниже T_c^{Nb} .

Было установлено, что в результате взаимодействия вихревой системы ниобия с доменными границами в пермаллое, кинетика перемагничивания последнего оказывается, во первых, отличной от кинетики перемагничивания одного слоя пермаллоя, и, во вторых, кинетика перемагничивания пермаллоя оказывается зависящей от магнитной предыстории. Например, на рис.1 показано, как изменяется вид доменной структуры при перемагничивании одной и той же гибридной плёнки в поле одного и того же направления при одной и той же температуре в зависимости от предыстории (см. подписи к рисунку). Изменение направления поля приводит к более существенной модификации структуры. Наиболее интересным является обнаружение эффекта «памяти», приводящего к существенной асимметрии процессов при инверсии поля.

1. А.А. Полянский, В.К. Власко-Власов, М.В. Инденбом, В.И. Никитенко. Письма ЖТФ, **15**, 1 (1989).

Создание и эксплуатация криомагнитной системы с криокулером на 9 Тл с «теплым полем»

Т.Е. Демихов¹, Е.И. Демихов¹, Г.Н. Михайлова², А.В. Троицкий², Е.А. Костров¹,
В.В. Лысенко¹, Н.А. Пискунов¹

¹ Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

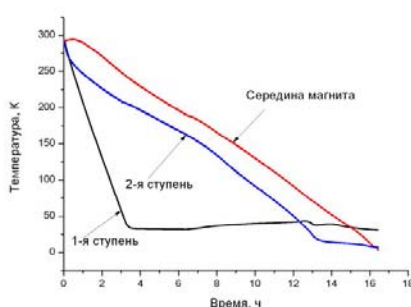
² Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва 119991, Россия

В докладе представлены разработка и испытания сверхпроводящего соленоида на 9 Тл с отверстием комнатной температуры диаметром 50 мм и криорефрижератором. Устройство магнитной системы позволяет выполнять исследования при комнатной или азотной температурах, а также при любой температуре при создании дополнительного устройства термостабилизации.

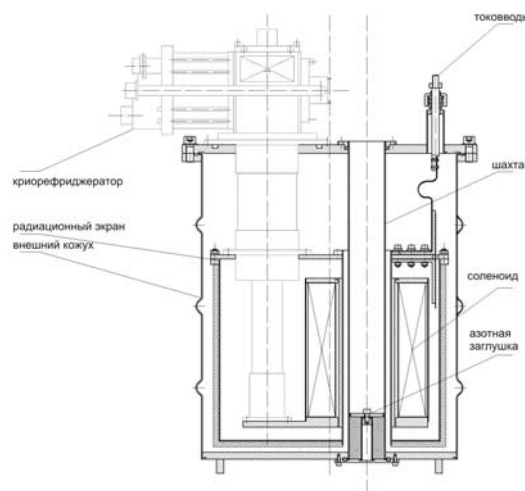
Магнит охлаждается с помощью 2-ступенчатого криорефрижератора Гиффорда-МакМагона с производительностью 1,5 Вт при 4,2К от Sumitomo [1]. Для снижения теплопритока к магниту используются токовводы из стабилизированной ВТСП-ленты.



Внешний вид криостата приведен на рисунке.



Охлаждение магнита от комнатной температуры до 3,5 К занимает 16,5 часов.



На приведенном рисунке хорошо видна азотная заглушка, которая позволяет заливать в «теплое» отверстие криостата около 0,75 л жидкого азота. К 1-й ступени рефрижератора (40К) присоединен радиационный экран, а также на нем происходит охлаждение ВТСП-токовводов. Вторая ступень (4,2К) непосредственно связана с каркасом магнита, что дает отличные характеристики при охлаждении [2].

В настоящее время магнит используется для изучения критических токов промышленных ВТСП лент в магнитных полях. С помощью созданной системы проведены измерения зависимости критических токов от магнитного поля для коротких образцов ленты (SF12100, SCS4050 от Superpower), облученных высокоэнергетичными ионами инертных газов, а также после действия ударной волны в установке «Плазменный фокус». Результаты исследования также приводятся в данной работе.

1. <http://www.shicryogenics.com>

2. E. Demikhov, E. Kostrov, V. Lysenko, N. Piskunov, and V. Troitskiy, "8 T Cryogen Free Magnet With a Variable Temperature Insert Using a Heat Switch", IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 20, No. 3, 612-616, 2010.

Авторский указатель

- Abdel-Hafiez M., 139
Abrosimov N.V., 120
Ager III, Joel, 120
Analytis J., 243
Antonov V.N., 284
Asano Y., 245
Baran M., 80
Bardosova M., 275
Bažela W., 110
Baziljevich M., 243
Becker P., 120
Bergli J., 200
Bermejo F.J., 37
Büchner B., 108, 139, 140, 141, 142, 145
Bykov A.A., 169
Demokritov S.O., 9
Dietrich Scott, 169
Dmitriev D.V., 169
Dyakonov V., 110
Eaves L., 3, 171, 172
Eshurun Y., 243
Fang L., 243
Fear M.J., 19
Fisher I., 243
Gladilin A., 145
Glazkov V.N., 104, 106
Golov A.I., 19
Golubov A.A., 245
Gondek Ł., 110
Haller E.E., 120
Hopkinson M., 3
Hoser A., 110
Hüvonen D., 106
Inyushkin A.V., 120
Johansen T.H., 15
Kishine J., 70
Klimov E.A., 184
Klingeler R., 108, 139
Kravchenko Z., 110
Kwok Wai K., 243
Lahderanta E., 168
Lashkul A.V., 273
Lee S.I., 255
Levchenko A.A., 19
Lin C.T., 243
Lin J.-Y., 140
Makarovsky O., 3, 171
Makhonin M.N., 3
Maslova I., 145
Misko V.R., 261
Moshchalkov V., 133
Pakpour F., 19
Pardo L.C., 36
Patane A., 3, 171
Peeters F.M., 261
Pohl H.-J., 120
Reznikov M., 7
Riemann H., 120
Ruiz-Martin M.D., 36
Shaginyan V.R., 53
Shaikhaidarov R., 284
Skoblin G.M., 106
Sun D.L., 243
Szytuła A., 110
Taldenkov A.N., 120
Tamarit J.Ll., 36
Tanaka Y., 245
Tartakovskii A.I., 3
Teneh N., 7
Tompsett P.A., 19
Tristan N., 108
Vanacken J., 133
Vasiliev A., 145
Vasilievskii I.S., 184
Vitkalov S.A., 169
Volkova O., 145
Walmsley P.M., 19
Welp U., 243
Wolter A., 145
Wulf E., 104
Yankova T., 106
Zakharov K., 145
Zhao S., 106
Zheludev A., 104, 106
Zmeev D.E., 19
Абдурахимов Л.В., 46, 47
Авдеев М.В., 257, 278
Аверкиев Н.С., 59, 168
Агзамова П.А., 85
Агринская Н.В., 167
Азаревич А.Н., 90, 143, 155, 197, 253
Аксенов С.В., 213
Алакшин Е.М., 35
Алейников А.Б., 191
Александров А.С., 246
Алиев А.М., 161, 210
Андреев А.Ф., 12
Андрианов Г.О., 279
Андрійчук М.Д., 221
Анисимов М.А., 129, 148, 149
Ансермет Ж.-Ф., 237
Арапов Ю.Г., 223
Аронзон Б.А., 218
Асхадуллин Р.Ш., 43, 44
Афанасьев С.Б., 58
Бабичев А.В., 233
Бабушкина Н.А., 94
Байбаков Р.Ф., 227
Бакай С.А., 100
Балаев Д.А., 99
Балакришнан Г., 138
Балымов К.Г., 97, 112

- Баранов Н.В., 131, 154
 Барило С.Н., 127
 Барышников К.А., 59
 Батдалов А.Б., 161, 210
 Батурина Т.И., 271
 Бахарев В.И., 301
 Бахарев С.М., 63, 76
 Безматерных Л.Н., 162
 Бейсенгулов Н.Р., 157
 Белевцев Б.И., 56
 Белов А.Г., 20
 Беляев Е.Ю., 56
 Березин В.А., 249
 Березовец В.А., 191
 Берсукер И.Б., 59
 Биличи И.А., 255
 Биличи И.В., 96
 Блудов М.А., 20
 Богач А.В., 90, 133, 143, 148, 149, 197, 253
 Богач А.Н., 155
 Богданов Е.В., 189
 Божко А.Д., 180, 229
 Болдарев С.Т., 41
 Больгинов В.В., 280, 282
 Большаков А.П., 113
 Борблик В.Л., 191
 Борисенко Д.Н., 204
 Борисенко И.Ю., 204
 Бострем И.Г., 72
 Бражников М.Ю., 47
 Булатов А.С., 100
 Бурова Л.И., 219
 Бураков Т.И., 216
 Бутко В.Ю., 233, 235
 Буш А.А., 124
 Вавилова Е.Л., 142
 Вальков В.В., 212, 213, 267
 Ванакен Й., 143, 253
 Васильев А.М., 124
 Васильев А.Н., 108, 137, 139, 140, 141, 142, 146, 151
 Васильчикова Т.М., 139
 Васильковский В.О., 97, 112
 Вдовин Е.Е., 3, 171, 172
 Вдовиченко Г.А., 36
 Вебер Х.В., 215
 Вейнгерт А.И., 83
 Великодний А.Н., 236
 Вербенко И.А., 164
 Верховский С.В., 127
 Вещунов И.С., 243
 Виглин Н.А., 215
 Винников Л.Я., 243
 Вишнякова В.В., 137
 Волегов А.С., 131, 154
 Волков А.Г., 248
 Волков Д.В., 153
 Волков М.П., 195, 301
 Волкова О.С., 137, 139, 142, 151
 Волчков Н.А., 286, 292
 Воробьев Г.П., 162
 Габани С., 143, 149, 155
 Гавва В.А., 114
 Гаврилкин С.Ю., 133, 149, 155, 253
 Газизулин Р.Р., 35
 Галиев Г.Б., 184
 Галисту Дж., 176
 Гальперин Ю.М., 15, 167, 200
 Гамзатов А.Г., 161, 210
 Гапонцева Н.Н., 86
 Гасумянц В.Э., 158, 233
 Герасименко Я.А., 302
 Герасимов Е.Г., 154
 Геращенко А.П., 102, 127
 Гермаш К.В., 207
 Гибин А.М., 114
 Глазков В.Н., 124, 138
 Глушков В.В., 54, 90, 126, 129, 133, 143, 148, 149, 155, 160, 197, 227, 253
 Говоркова Т.Е., 221
 Головенчиц Е.И., 78
 Голощапов С.И., 83
 Гончарь Л.Э., 88
 Гребёнкин А.П., 230
 Григорьев П.Д., 302
 Григорьев С.В., 129
 Груздев Н.Б., 134
 Гудим И.А., 96, 153, 162
 Гудин С.А., 86
 Гудина С.В., 223
 Гудков В.В., 59
 Гулин В.Н., 133
 Гуртовой В.Л., 284, 290, 294
 Гусев А.В., 114
 Гусев Р.Б., 41
 Далакова Н.В., 56
 Данилин С.И., 41
 Дворецкий С.А., 174
 Де Виссер А., 176
 Демидов А.А., 153
 Демихов Е.И., 304
 Демихов Т.Е., 304
 Демишев С.В., 54, 90, 126, 129, 133, 143, 148, 149, 155, 160, 180, 197, 227, 253
 Дмитриев А.В., 188, 206
 Дмитриев В.В., 13, 43, 44
 Долженко В.Ф., 100
 Дресвянников М.А., 299
 Дричко И.Л., 200
 Духненко А.В., 133, 227, 253
 Дьяконов А.М., 200
 Евстигнеева М.А., 141, 142
 Егоров С.В., 303
 Еремин Е.В., 96, 153
 Ермаков А.Е., 134
 Ефименко Е.Е., 44
 Жанг Г., 253
 Жевстовских И.В., 59
 Жеков К.Р., 96, 255

- Желудев А., 124
 Жерихина Л.Н., 297, 299
 Жилиев Ю.В., 182
 Забазнов Ю.В., 234
 Забродский А.Г., 83
 Залесский В.Г., 78
 Зарубин А.В., 202
 Зверева Е.А., 140, 141, 142
 Звягин А.А., 96
 Звягина Г.А., 96, 255
 Злотников А.О., 267
 Золочевский И.В., 296
 Иванов В.Ю., 54, 126, 129, 133, 162
 Иванова Г.И., 119
 Иванова Т.А., 119
 Игнатъева Т.А., 236
 Ильин А.И., 294
 Ильин А.Н., 290
 Инюшкин А.В., 63, 76, 113, 114
 Ионов А.М., 204
 Ионов А.Н., 269
 Ирхин В.Ю., 80, 202
 Истомин С.Я., 137
 Ичкитидзе Л.П., 251
 Ищенко Т.В., 180
 Кабанов В.В., 246
 Кабирова Л.Р., 248
 Каган В.Д., 195
 Кадомцева А.М., 162
 Казанцев В.А., 154
 Калинов А.В., 94
 Калитка В.С., 161
 Каменев А.А., 94, 139
 Карачевцева Л.А., 28
 Картенко Н.Ф., 301
 Карузский А.Л., 286, 292, 299
 Катаева Е.А., 180
 Кауль А.Р., 94, 139, 210, 219
 Кашиваги Т., 124
 Кимура С., 124
 Кипарисов С.Я., 99
 Кириченко О.В., 193
 Киссель Х., 189
 Кишине Дж., 69, 72
 Киямов А.Г., 232
 Климин С.А., 108
 Клочко В.С., 100
 Клочков А.В., 35, 122
 Кобяков А.В., 98
 Коваленко В.И., 178
 Козуб В.И., 167
 Козырев Е.А., 114
 Колесников Н.Н., 204
 Конов В.И., 113
 Конопко Л.А., 237
 Константинов Г.М., 164
 Коптев Е.С., 200
 Кораблева С.Л., 35, 122
 Корниец А.В., 100
 Корнилов А.В., 302
 Коровушкин М.М., 212
 Королев А.В., 86, 215
 Королюк О.А., 36
 Костров Е.А., 304
 Котосонов А.С., 238
 Коуров Н.И., 215
 Краснихин Д.А., 13, 43, 44
 Краснорусский В.Н., 65, 67
 Кривчиков А.И., 36
 Кропотин П.Н., 271
 Кротов В.И., 122
 Крупская Ю., 139, 140, 141, 142
 Крынецкий И.Б., 178
 Кугель К.И., 94
 Кузнецов А.В., 133, 148, 253
 Кузнецов В.И., 259
 Кузнецов В.Л., 216
 Кузьменко А.М., 162
 Кузьмин В.В., 35, 122
 Кузьмова Т.Г., 139
 Кузьмова А.В., 94
 Кулеев И.Г., 63, 76
 Кулеев И.И., 63, 76
 Кулеш Н.А., 97, 112
 Кульбачинский В.А., 178, 184, 219
 Кумзеров Ю.А., 235, 273, 275
 Кунцевич А.Ю., 7
 Куприна Ю.А., 164
 Куркин М.И., 52, 86
 Кыгин В.Г., 219
 Ланди К., 92
 Левченко А.А., 46, 47
 Левченко А.В., 90, 143, 148, 149, 197, 227
 Лескова Ю.В., 85
 Ли М.Р., 138
 Литвиненко О.А., 28
 Лобанов М.В., 137
 Лобанова И.И., 54, 129
 Лончаков А.Т., 186, 221, 225
 Лунин Р.А., 184
 Лысенко В.В., 304
 Лысогогорский Ю.В., 38, 232
 Ляпилин И.И., 209
 Лященко А.Б., 253
 Магомедов М.Н., 21, 23, 25
 Мазов И.Н., 216
 Макарова Т.Л., 83
 Малкин Б.З., 122
 Малыш В.А., 200
 Маркина М.М., 146
 Мартынов П.Н., 43, 44
 Мартынова О.А., 158
 Марченков В.В., 186, 215, 225
 Марченкова Е.Б., 215
 Масюков Н.А., 206
 Маякин В.Ю., 59
 Мейлихов Е.З., 74
 Мелех Б.Т., 301

- Мельников А.С., 288
 Мельниковский Л.А., 45
 Меньшенин В.В., 82
 Микитик Г.П., 199
 Милль Б.В., 146
 Мингалиева Л.В., 119
 Минина Н.Я., 189
 Миннуллин А.Н., 278
 Михайлин Н.Ю., 275
 Михайлов Г.М., 290
 Михайлов Н.Н., 174
 Михайлова Г.Н., 304
 Мицен К.В., 133, 149, 155, 253
 Монахов А.М., 59
 Морозов И.В., 151
 Мошалков В.В., 143, 253
 Мурзин В.Н., 286
 Мухамедшин И.Р., 122
 Мухин А.А., 162
 Налбандян В.Б., 140, 141, 142
 Нарожный В.Н., 65, 67
 Неведомский В.Н., 235
 Неверов В.Н., 176, 223
 Недопекин О.В., 39, 232
 Нейфельд Э.А., 86
 Нижанковский В.И., 61
 Никитина Т.О., 88
 Никифоров А.Е., 85, 88
 Никифоров А.И., 200
 Никифоров В.Н., 80
 Николаев Е.Г., 238
 Николаева А.А., 237
 Николаенко В.А., 28
 Никулов А.В., 284, 294
 Обознов В.А., 282
 Овчинников А.С., 69, 70, 72
 Овчинников И.В., 119
 Оглобличев В.В., 102, 127
 Окулов В.И., 186, 221, 225, 234
 Окулова К.А., 186, 221, 225
 Омура К., 124
 Оприщенко Г.А., 273
 Орлова Н.Б., 52
 Орлова Т.А., 182
 Осипов А.А., 43, 44
 Осмоловская О.М., 56
 Осмоловский М.Г., 56
 Павленко А.В., 164
 Пальчик М.Г., 99
 Памятных Е.А., 234
 Панков М.А., 218
 Пантелеев В.Н., 182
 Паранчич Л.Д., 221
 Парфеньев Р.В., 273, 275, 279
 Паршин А.Я., 41
 Патрин Г.С., 98, 99, 118
 Патрин К.Г., 98
 Пересторонин А.В., 286, 292, 299
 Песчанский В.Г., 193
 Петренко О.А., 138
 Петров С.В., 109
 Петрова А.В., 39
 Пилюгин В.П., 215
 Писарев Р.В., 5
 Пискунов Н.А., 304
 Пискунов Ю.В., 102, 127
 Платонов Е.П., 215
 Плешаков И.В., 182
 Поваров К.Ю., 92, 109
 Повзнер А.А., 248
 Погосов В.В., 261, 263
 Подгорных С.М., 174, 176, 221, 223, 265
 Полетаев Н.К., 182
 Поляков В.В., 118
 Полякова К.П., 118
 Попов Ю.Ф., 162
 Попова Е.А., 108
 Попова М.Н., 108
 Преображенский В.Б., 230
 Пресняков И.А., 142
 Прибыткова Ю.В., 229
 Прозорова Л.А., 124
 Прокофьев Д.Д., 301
 Проскурин И.В., 69, 70
 Проскурина Е.П., 131
 Прошин Ю.Н., 257, 276, 278
 Прошкин А.В., 131, 154
 Прудкогляд В.А., 302
 Пудалов В.М., 7, 302
 Пустоваров В.А., 134
 Пушин В.Г., 215
 Ральченко В.Г., 113
 Редько Н.А., 195
 Резниченко Л.А., 164
 Ремизов И.А., 46, 47
 Рожанский И.В., 168
 Романова И.В., 122
 Романцова О.О., 36
 Россоленко А.Н., 282
 Рубин П.Э., 79
 Рукин А.С., 33
 Рязанов В.В., 280, 282
 Сабитова А.М., 35
 Савельев А.П., 176
 Савельева О.А., 140, 141, 142
 Савинов С.А., 286
 Садыков А.Ф., 102, 127
 Саленкова Т.В., 296
 Самарин Н.А., 148, 149
 Самойленков С.В., 210
 Самохвалов А.В., 288
 Самохвалов Е.А., 142
 Санина В.А., 78
 Санников И., 253
 Сарычев М.Н., 59
 Сафин Т.Р., 35
 Сафонов А.И., 29, 31
 Сафонова И.И., 29, 31

- Свалов А.В., 97, 112
 Свистов Л.Е., 51, 124
 Седов В.Е., 59
 Селезнева Н.В., 131
 Семенихин П.В., 83
 Семено А.В., 54, 126, 129, 133, 160
 Сенин А.А., 13, 43, 44
 Синицын Вл.Е., 72
 Случанко Н.Е., 54, 90, 129, 133, 143, 148, 149, 155, 160, 197, 227, 253
 Смирнов А.И., 92, 109
 Смирнов И.Ю., 200
 Смольников А.Г., 127
 Смородин А.В., 28
 Сныткина С.А., 182
 Соболев А.В., 142
 Соколов В.И., 134
 Соколов С.С., 28
 Сосин С.С., 138
 Старых О.А., 109
 Степанова Е.А., 112
 Степина Н.П., 200
 Столяров В.С., 280
 Стратан М.И., 141
 Стрельцов С.В., 94
 Сузуки Х., 122
 Суровцев Е.В., 27
 Суслов А.В., 174
 Суханов А.А., 119
 Сыромятников А.В., 116
 Сысоева А.А., 273
 Тагиров М.С., 35, 122
 Талденков А.Н., 94, 113, 114
 Таюрский Д.А., 38, 39, 157, 232
 Темеров В.Л., 162
 Тиснек Т.В., 83
 Титов Я.Д., 140
 Ткачев Е.Н., 216
 Ткачёва Е.С., 188
 Толмачев Т.П., 215
 Троицкий А.В., 304
 Трошина А.Г., 243
 Труханов С.В., 135
 Тулин В.А., 249, 284, 290, 294
 Тулина Н.А., 204
 Туранова О.А., 119
 Турлапов А.В., 11
 Турпанов И.А., 98
 Угрюмова Н.А., 86
 Уймин М.А., 134
 Уланов Е.А., 213
 Урусова Н.В., 97
 Успенская Л.С., 303
 Фарзетдинова Р.М., 74
 Фатеев М.П., 100
 Федоров Л.М., 182
 Филатов С.В., 47
 Филипов В.Б., 90, 143, 148, 149, 197, 227, 253, 156
 Филь В.Д., 255
 Филь Д.В., 207, 255
 Флахбарт К., 143, 149, 155
 Фокин А.В., 235, 273, 275
 Фомин И.А., 27
 Фомина К.А., 215
 Фоминов Я.В., 245
 Фофанов Я.А., 182
 Французенко Т.В., 140
 Хагивара М., 124
 Халатников И.М., 46
 Ханин Ю.Н., 3, 171, 172
 Ханов Л.Н., 210
 Харченко А., 236
 Хлюстиков И.Н., 14
 Хубер Т.Е., 237
 Хусаинов М.Г., 257, 276, 278
 Хусаинов М.М., 276, 278
 Цебро В.И., 238
 Цикунов А.В., 178
 Цховребов А.М., 297, 299
 Черных А.В., 290
 Черняев А.В., 273, 279
 Черняев А.П., 292
 Чиркова А.М., 154
 Чугунов А.А., 303
 Чурманов В.Н., 134
 Шабанова Н.П., 178
 Шамшур Д.В., 167, 273, 275, 279
 Шапиро А.Я., 109
 Шарапова И.В., 36
 Шарлай Ю.В., 199
 Шварц М.М., 191
 Шварц Ю.М., 191
 Шевченко С.И., 33
 Шерман А.В., 79
 Шерокалова Е.М., 131
 Шицевалова Н.Ю., 90, 133, 143, 148, 149, 155, 197
 Шмаков С.В., 218
 Шмелёв С.С., 286
 Шмытько И.М., 204
 Шрайбер М., 79
 Шредер Е.И., 215
 Шумилин А.А., 167
 Шутов В.В., 151
 Эфрос А.Л., 6
 Юдин А.Н., 13, 43, 44
 Юзеева Н.А., 184
 Юркин Г.Ю., 98, 118
 Юшков В.И., 98
 Якубовский А.Ю., 127
 Якунин М.В., 173, 175, 223
 Ясников И.С., 29, 31

Содержание

Пленарные доклады

Plen1. <i>O. Makarovskiy, E.E. Вдовин, Ю.Н. Ханин, A. Patane, L. Eaves, M.N. Makhonin, A.I. Tartakovskii, and M. Hopkinson</i> Лазерная локализация и управление каналами резонансного туннелирования через отдельные квантовые точки макроскопической гетеросистемы	3
Plen2. <i>P.B. Писарев</i> Сверхбыстрое размагничивание, намагничивание и переключение намагниченности в металлах и диэлектриках	5
Plen3. <i>A.Л. Эфрос</i> Электронные стёкла	6
Plen4. <i>A.Ю. Кунцевич, N. Teneh, M. Reznikov, B.M. Пудалов</i> Ферромагнитные спиновые капли в двумерной электронной Ферми жидкости	7
Plen5. <i>S.O. Demokritov</i> Spin Waves and Spin Currents in Magnetic Systems	9
Plen6. <i>A.B. Турлапов</i> Ультрахолодный ферми-газ атомов и бозе-газ молекул	11
Plen7. <i>A.Ф. Андреев</i> Резонансные туннелирующие системы в кристаллах ^4He : альтернатива сверхтекучести	12
Plen8. <i>B.B. Дмитриев, Д.А. Краснихин, А.А. Сенин, А.Н. Юдин</i> Сверхтекучий ^3He в анизотропном аэрогеле	13
Plen9. <i>И.Н. Хлюстиков</i> Поверхностная сверхпроводимость в сверхпроводниках I-ого рода	14
Plen10. <i>Ю.М. Гальперин, T.H. Johansen</i> Лавинное проникновение магнитного поля в сверхпроводящие пленки	15

Q. Квантовые жидкости и кристаллы

Q1i <i>A.I. Golov, P.M. Walmsley, A.A. Levchenko, P.A. Tompsett, M.J. Fear, D.E. Zmeev, F. Pakpour</i> Quantum Turbulence in Superfluid ^4He in the $T = 0$ Limit	19
Q1. <i>А.Г. Белов, М.А. Блудов</i> «Пленение» экситонных возбуждений в криокристаллах криптона с примесями молекулярного дейтерия	20
Q2. <i>М.Н. Магомедов</i> О температуре Дебая и параметрах Грюнайзена для ГПУ кристаллов $p\text{-H}_2$ и $o\text{-D}_2$	21
Q3. <i>М.Н. Магомедов</i> О поверхностных свойствах ГПУ кристаллов из молекул $p\text{-H}_2$ и $o\text{-D}_2$	23
Q4. <i>М.Н. Магомедов</i> О вакансионных и диффузионных параметрах для ГПУ кристаллов из $p\text{-H}_2$ и $o\text{-D}_2$	25
Q5. <i>Е.В. Суровцев, И.А. Фомин</i> Влияние коррелированного беспорядка на термодинамические свойства сверхтекучего ^3He	27
Q6. <i>А.В. Смородин, В.А. Николаенко, С.С. Соколов, Л.А. Карачевцева, О.А. Литвиненко</i> Транспортные характеристики поверхностных электронов над гелием в макропорах структурированной кремниевой подложки	28
Q7. <i>А.И. Сафонов, И.И. Сафонова, И.С. Ясников</i> Нелинейность спектра двухуровневых бозонов, вызванная контактным сдвигом частоты перехода	29
Q8. <i>А.И. Сафонов, И.И. Сафонова, И.С. Ясников</i> Усиленный взаимодействием двойной резонанс в холодных газах	31
Q9. <i>С.И. Шевченко, А.С. Рукин</i> О двух способах описания разреженных сверхтекучих бозе-газов	33

Q10. <i>Е.М. Алакиин, Р.Р. Газизулин, А.В. Ключков, С.Л. Кораблева, В.В. Кузьмин, А.М. Сабитова, Т.Р. Сафин, М.С. Тагиров</i> Низкотемпературный магнетизм нанопорошков PrF_3	35
Q11. <i>А.И. Кривчиков, О.О. Романцова, О.А. Королюк, Г.А. Вдовиченко, И.В. Шарапова, L.C. Pardo, M.D. Ruiz-Martin, J.Ll. Tamarit, and F.J. Bermejo</i> Универсальное поведение теплопроводности стеклоподобных молекулярных кристаллов при низких температурах	36
Q12. <i>Ю.В. Лысогоорский, Д.А. Таюрский</i> Гидродинамическая модель сверхтекучей жидкости во фрактальном пространстве	38
Q13. <i>А.В. Петрова, О.В. Недопекин, Д.А. Таюрский</i> Исследование флуктуаций в Бозе-газе	39
Q14. <i>С.Т. Болдарев, Р.Б. Гусев, С.И. Данилин, А.Я. Паршин</i> Об использовании кварцевого камертона в качестве термометра в рефрижераторе растворения	41
Q15. <i>Р.Ш. Асхадуллин, В.В. Дмитриев, Д.А. Краснихин, П.Н. Мартынов, А.А. Осипов, А.А. Сенин, А.Н. Юдин</i> Фазовая диаграмма сверхтекучего ^3He в «упорядоченном» аэрогеле	43
Q16. <i>Р.Ш. Асхадуллин, В.В. Дмитриев, Е.Е. Ефименко, Д.А. Краснихин, П.Н. Мартынов, А.А. Осипов, А.А. Сенин, А.Н. Юдин</i> Влияние дополнительной анизотропии типа «сжатие» на сверхтекучесть ^3He в «упорядоченном» аэрогеле	44
Q17. <i>Л.А. Мельниковский</i> Вторичная сверхтекучесть	45
Q18. <i>Л.В. Абдурахимов, А.А. Левченко, И.А. Ремизов, И.М. Халатников</i> Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца на поверхности сверхтекучего гелия	46
Q19. <i>Л.В. Абдурахимов, М.Ю. Бражников, А.А. Левченко, И.А. Ремизов, С.В. Филатов</i> Кинетическая и дискретная турбулентность на поверхности квантовой жидкости	47
L. Низкотемпературный магнетизм и низкотемпературная физика диэлектриков	
L1i. <i>Л.Е. Свистов</i> Нематические фазы в квазиодномерных фрустрированных магнетиках	51
L1. <i>М.И. Куркин, Н.Б. Орлова</i> Модель для количественного описания магнитооптики фемтосекундных лазерных импульсов	52
L2. <i>V.R. Shaginyan</i> Discovering Strongly Correlated Spin Liquid	53
L3. <i>С.В. Демидов, В.В. Глушков, И.И. Лобанова, В.Ю. Иванов, Н.Е. Случанко, А.В. Семенов</i> Магнитное рассеяние и магнитная фазовая диаграмма MnSi	54
L4. <i>Н.В. Далакова, Б.И. Белевцев, Е.Ю. Беляев, М.Г. Осмоловский, О.М. Осмоловская</i> Низкотемпературная проводимость прессованных порошков CrO_2 с различными типами межгранульных диэлектрических прослоек	56
L5. <i>С.Б. Афанасьев</i> Низкотемпературное акустическое поглощение в условиях структурного локального перехода	58
L6. <i>Н.С. Аверкиев, К.А. Барышников, В.В. Гудков, И.Б. Берсукер, И.В. Жевстовских, В.Ю. Маякин, А.М. Монахов, М.Н. Сарычев, В.Е. Седов</i> Ультразвуковые исследования эффекта Яна–Теллера в кристалле GaAs:Cu	59
L7. <i>В.И. Нижанковский</i> Спонтанная намагниченность границы металл–диэлектрик	61
L8. <i>И.И. Кулеев, И.Г. Кулеев, С.М. Бахарев, А.В. Инюшкин</i> Фокусировка фононов и фононный транспорт в кристаллах кремния в режиме граничного рассеяния	63

L9. <i>В.Н. Нарожный, В.Н. Краснорусский</i> К вопросу о магнитной фазовой диаграмме геликоидального магнетика MnSi	65
L10. <i>В.Н. Нарожный, В.Н. Краснорусский</i> Исследование магнитных свойств монокристаллов CoSi	67
L11. <i>А.С. Овчинников, И.В. Проскурин, Дж. Кишине</i> Магнитные текстуры и электронный транспорт в киральном гелимагнетике.....	69
L12. <i>А.С. Овчинников, И.В. Проскурин, J. Kishine</i> Дифракционная картина лоренцевской электронной микроскопии в соединении $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$	70
L13. <i>А.С. Овчинников, Вл.Е. Сеницын, И.Г. Бострем, Дж. Кишине</i> Генерация спин движущей силы в магнитной солитонной решетке.....	72
L14. <i>Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова</i> Кумулятивный рост частных петель гистерезиса в модели Колмогорова.....	74
L15. <i>И.И. Кулеев, И.Г. Кулеев, С.М. Бахарев, А.В. Инюшкин</i> Влияние дисперсии на фокусировку фононов и анизотропию теплопроводности монокристаллов кремния в режиме граничного рассеяния.....	76
L16. <i>Е.И. Головенщиц, В.А. Санина, В.Г. Залесский</i> Спин-волновые резонансы в естественно формируемых сверхрешетках в ряде мультиферроиков.....	78
L17. <i>П.Э. Рубин, А.В. Шерман, М. Шрайбер</i> Магнитные свойства $S=1$ J_1 - J_3 модели Гайзенберга на двумерной треугольной решетке.....	79
L18. <i>В.Н. Никифоров, М. Baran, В.Ю. Ирхин</i> Ферромагнитная решетка Кондо CeRuSi_2 с нефермижикостным поведением.....	80
L19. <i>В.В. Меньшенин</i> Магнитоэлектрический и антиферромагнитный фотогальванический эффекты в оксидах RMn_2O_5 . Симметричный подход.....	82
L20. <i>А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.Л. Макарова, Т.В. Тиснек, С.И. Голощапов, П.В. Семенухин</i> Низкотемпературное изменение магнитного упорядочения в немагнитном $n\text{-Ge:As}$ вблизи фазового перехода изолятор – металл.....	83
L21. <i>П.А. Агзамова, Ю.В. Лескова, А.Е. Никифоров</i> Сверхтонкие взаимодействия в титанатах: исследование орбитального упорядочения и локальных магнитных свойств.....	85
L22. <i>М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.А. Угрюмова, С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева</i> Магнитосопротивление магнитных полупроводников $\text{La}_{0.85}\text{Ba}_{0.15}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$. Связь с эффектом колоссального магнитосопротивления.....	86
L23. <i>Л.Э. Гончарь, Т.О. Никитина, А.Е. Никифоров</i> Особенности формирования магнитной структуры в орбитально-вырожденном манганите BiMnO_3	88
L24. <i>Н.Е. Случанко, А.Н. Азаревич, А.В. Богач, В.В. Глушков, С.В. Демишев, А.В. Левченко, В.Б. Филипов, Н.Ю. Шицевалова</i> Эффект Холла в окрестности квантовой критической точки в $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$	90
L25. <i>К.Ю. Поваров, А.И. Смирнов, К. Ланди</i> Аномальная мода магнитного резонанса в двухосном $S=1/2$ антиферромагнетике $\text{Cu}(\text{pz})_2(\text{ClO}_4)_2$	92
L26. <i>Н.А. Бабушкина, А.Н. Талденков, А.В. Калинов, А.В. Кузьмова, А.А. Каменев, А.Р. Кауль, К.И. Кугель, С.В. Стрельцов</i> Фазовое расслоение и массовая зависимость в кобальтите $(\text{Pr}_{1-y}\text{Eu}_y)_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{CoO}_3$ при кислородном изотопическом замещении $^{16}\text{O} - ^{18}\text{O}$	94
L27. <i>Г.А. Звягина, К.Р. Жеков, И.В. Билыч, А.А. Звягин, И.А. Гудим, Е.В. Еремин</i> Магнитноупругие эффекты в редкоземельном ферроборате $\text{Nd}_{0.75}\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$	96
L28. <i>Н.А. Кулеш, В.О. Васьковский, А.В. Свалов, К.Г. Балымов, Н.В. Урусова</i> Магнетизм Co в аморфных пленках La-Co	97
L29. <i>Г.С. Патрин, И.А. Турпанов, Г.Ю. Юркин, К.Г. Патрин, В.И. Юшков, А.В. Кобяков</i> Магнитные и резистивные свойства двухслойных пленок Ge/Co	98

L30. Г.С. Патрин, М.Г. Пальчик, Д.А. Балаев, С.Я. Кипарисов Магнетизм многослойных пленок $(\text{CoNiP}_{\text{soft}}/\text{CoP}_{\text{hard}})_n$	99
L31. С.А. Бакай, А.С. Булатов, В.Ф. Долженко, В.С. Клочко, А.В. Корниец, М.П. Фатеев Низкотемпературные акустические свойства объемного металлического стекла $\text{Zr}_{52,5}\text{Ti}_5\text{Cu}_{17,9}\text{Ni}_{14,6}\text{Al}_{10}$	100
L32. А.Ф. Садыков, А.П. Геращенко, Ю.В. Пискунов, В.В. Оглобличев Геликоидальный магнетизм LiCu_2O_2	102
L33. V.N. Glazkov, E. Wulf, A. Zheludev ESR Modes of the Spin-gap Magnet with Incommensurate Field-induced Ordered State	104
L34. G.M. Skoblin, V.N. Glazkov, D. Hivonen, S. Zhao, T. Yankova, A. Zheludev Spatial Modulation of the Energy Gap in a Spin-gap Magnet with a Bond Disorder Revealed by Electron Spin Resonance.....	106
L35. Е.А. Попова, С.А. Климин, М.Н. Попова, R. Klingeler, N. Tristan, B. Büchner, А.Н. Васильев Особенности поведения магнитных подсистем в $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$	108
L36. А.И. Смирнов, К.Ю. Поваров, О.А. Старых, А.Я. Шапиро, С.В. Петров Магнитный резонанс спинов в квазидвумерном антиферромагнетике Cs_2CuCl_4	109
L37. W. Bazela, V. Dyakonov, Ł. Gondek, A. Hoser, A. Szytuła, Z. Kravchenko Magnetic Structures of the Polycrystalline and Nano-particle TbMnO_3 Studied by Neutron Diffraction	110
L38. К.Г. Балымов, В.О. Васьяковский, Н.А. Кулеш, А.В. Свалов, Е.А. Степанова Влияние немагнитной прослойки и температуры на гистерезисные свойства плёнок $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}/\text{Tb-Co}$ с однонаправленной анизотропией	112
L39. А.В. Инюшкин, А.Н. Талденков, В.Г. Ральченко, А.П. Большаков, В.И. Конов Теплопроводность монокристаллического CVD-алмаза, обогащенного до 99.96% по изотопу ^{12}C	113
L40. А.В. Инюшкин, А.Н. Талденков, А.В. Гусев, А.М. Гибин, В.А. Гавва, Е.А. Козырев Теплопроводность кремния с высоким обогащением по изотопу ^{29}Si	114
L41. А.В. Сыромятников Нематическая спиновая фаза в квазиодномерном фрустрированном магнетике, находящемся в сильном магнитном поле	116
L42. В.В. Поляков, Г.С. Патрин, Г.Ю. Юркин, К.П. Полякова Магнитные свойства поликристаллических пленок мультиферроиков Fe_3O_4 , CoCr_2O_4 , $\text{CoCr}_{1,5}\text{Fe}_{0,5}\text{O}_4$	118
L43. И.В. Овчинников, Т.А. Иванова, О.А. Туранова, Г.И. Иванова, А.А. Суханов, Л.В. Мингалиева Термо- и фотоиндуцированная спиновая лабильность соединений Fe(III) с пентадентатным и монодентатным лигандами	119
L44. A.V. Inyushkin, A.N. Taldenkov, Joel Ager, III, E.E. Haller, N.V. Abrosimov, H. Riemann, H.-J. Pohl, P. Becker High Thermal Conductivity of Silicon Highly Enriched in ^{28}Si	120
L45. И.В. Романова, А.В. Клочков, С.Л. Кораблева, В.И. Кротов, В.В. Кузьмин, Б.З. Малкин, И.Р. Мухамедшин, Х. Сузуки, М.С. Тагиров Магнитные и спектральные свойства монокристалла LiDyF_4	122
L46. А.А. Буш, А.М. Васильев, В.Н. Глазков, А. Желудев, Т. Кашиваги, С. Кимура, К. Омура, Л.А. Прозорова, Л.Е. Свистов и М. Хагивара Магнитная фазовая диаграмма квазиодномерного фрустрированного антиферромагнетика LiCu_2O_2 со спином $S = 1/2$	124
L47. А.В. Семенов, В.В. Глушков, В.Ю. Иванов, С.В. Демишев Электронный спиновый резонанс в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$	126
L48. А.Г. Смольников, В.В. Оглобличев, А.Ю. Якубовский, А.Ф. Садыков, Ю.В. Пискунов, С.В. Верховский, А.П. Геращенко, С.Н. Барило $^{63,65}\text{Cu}$ ЯМР/ЯКР исследование мультиферроика CuCrO_2	127

L49. В.В. Глушков, И.И. Лобанова, М.А. Анисимов, А.В. Семенов, Н.Е. Случанко, В.Ю. Иванов, С.В. Демидов, С.В. Григорьев Режим квантовой критичности в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$	129
L50. А.В. Прошкин, Е.М. Шерокалова, Е.П. Проскура, Н.В. Селезнева, А.С. Волегов, Н.В. Баранов Магнитные фазовые превращения и магнитотранспортные свойства квазидвумерных интеркалированных соединений Fe_xTiS_2	131
L51. В.В. Глушков, А.В. Семенов, А.В. Богач, С.В. Демидов, В.Ю. Иванов, Н.Е. Случанко, С.Ю. Гаврилкин, К.В. Мицен, А.В. Кузнецов, А.В. Духненко, Н.Ю. Шицевалова, В.Н. Гури, J. Vanacken, V. Moshchalkov Двойной магнитный переход в EuB_6	133
L52. В.И. Соколов, В.А. Пустоваров, В.Н. Чурманов, Н.Б. Груздев, М.А. Уймин, А.Е. Ермаков Проявление сильной d-p гибридизации в спектрах фотолюминесценции $\text{Zn}_{1-x}\text{M}_x\text{O}$ (M-Mn, Co, Ni).....	134
L53. С.В. Труханов Подавление низкотемпературного зарядово-упорядоченного антиферромагнитного состояния в стехиометрическом наноразмерном манганите $\text{La}_{0.50}\text{Ca}_{0.50}\text{MnO}_3$	135
L54. В.В. Вишнякова, С.Я. Истомин, М.В. Лобанов, О.С. Волкова, А.Н. Васильев Кристаллическая структура и магнитные свойства перовскитоподобных оксидов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Fe}_{2/3}\text{Mo}_{1/3}\text{O}_3$, $x = 0, 1/2, 1$	137
L55. В.Н. Глазков, С.С. Сосин, Г. Балакришнан, М.Р. Ли, О.А. Петренко Новые магнитные фазы в пироклорном антиферромагнетике $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$	138
L56. Т.М. Васильчикова, О.С. Волкова, Т.Г. Кузьмова, А.А. Каменев, А.Р. Кауль, R. Klingeler, Ю. Крупская, M. Abdel-Hafiez, B. Büchner, А.Н. Васильев Термодинамические свойства в семействе редкоземельных кобальтитов $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{CoO}_{3-\delta}$ ($x = 0-0.2$).....	139
L57. Е.А. Зверева, О.А. Савельева, Т.В. Французенко, Я.Д. Титов, В.Б. Налбандян, J.-Y. Lin, Ю. Крупская, А.Н. Васильев, B. Büchner Спиновая динамика в новом слоистом антимонате $\text{Na}_4\text{FeSbO}_6$	140
L58. Е.А. Зверева, О.А. Савельева, М.И. Стратан, В.Б. Налбандян, М.А. Евстигнеева, Ю. Крупская, А.Н. Васильев, B. Büchner Магнитные свойства нового антимоната $\text{Ag}_3\text{Co}_2\text{SbO}_6$ со структурой дельтафосфита.....	141
L59. Е.А. Зверева, О.А. Савельева, Е.А. Самохвалов, В.Б. Налбандян, М.А. Евстигнеева, Е.Л. Вавилова, И.А. Пресняков, А.В. Соболев, Ю. Крупская, О.С. Волкова, А.Н. Васильев, B. Büchner Магнитные свойства смешанно-валентных теллуридов $\text{LiMn}_{2-x}\text{Fe}_x\text{TeO}_6$	142
L60. А.В. Богач, Н.Е. Случанко, В.В. Глушков, С.В. Демидов, А.Н. Азаревич, В.Б. Филипов, Н.Ю. Шицевалова, А.В. Левченко, Й. Ванакен, В.В. Мощалков, С. Габани, К. Флахбарт Намагниченность твердых растворов замещения $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ в постоянном и импульсном магнитных полях.....	143
L61. O. Volkova, A. Gladilin, K. Zakharov, I. Maslova, A. Vasiliev, A. Wolter, B. Büchner Basic Properties of $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_{4-x}\text{Sc}_x\text{O}_{12}$ System.....	145
L62. М.М. Маркина, Б.В. Милль, А.Н. Васильев Фазовая диаграмма нового мультиферроика $\text{Pb}_3\text{TeCo}_3\text{V}_2\text{O}_{14}$	146
L63. М.А. Анисимов, В.В. Глушков, А.В. Богач, С.В. Демидов, Н.А. Самарин, В.Б. Филипов, Н.Ю. Шицевалова, А.В. Левченко, А.В. Кузнецов, Н.Е. Случанко Подавление спонтанной намагниченности в парамагнитной фазе PrB_6	148
L64. М.А. Анисимов, В.В. Глушков, А.В. Богач, С.В. Демидов, Н.А. Самарин, С.Ю. Гаврилкин, К.В. Мицен, В.Б. Филипов, Н.Ю. Шицевалова, А.В. Левченко, С. Габани, К. Флахбарт и Н.Е. Случанко Теплоемкость $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ в пределе малой концентрации церия $x \leq 0.03$	149
L65. В.В. Шутков, О.С. Волкова, И.В. Морозов, А.Н. Васильев Состояние спиновой жидкости в низкоразмерном магнетике $\text{Rb}_3\text{Ni}_2(\text{NO}_3)_7$	151

L66. <i>А.А. Демидов, Д.В. Волков, И.А. Гудим, Е.В. Еремин</i> Особенности магнитных свойств редкоземельного ферробората $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$	153
L67. <i>А.М. Чиркова, А.С. Волегов, В.А. Казанцев, Е.Г. Герасимов, А.В. Прошкин, Н.В. Баранов</i> Магнитотепловые свойства и электросопротивление сплавов FeRh в области магнитного фазового перехода «порядок-порядок».....	154
L68. <i>А.Н. Азаревич, Н.Е. Случанко, А.Н. Богач, В.В. Глушков, С.В. Демишев, В.Б. Филиппов, Н.Ю. Шицевалова, С. Габани, К. Флахбарт, С.Ю. Гаврилкин, К.В. Мицен</i> Низкотемпературные аномалии теплоёмкости в каркасных стёклах $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$	155
L69. <i>Н.Р. Бейсенгулов, Д.А. Таюрский</i> Неэкстенсивная термодинамика в теории фазовых переходов Гинзбурга-Ландау	157
L70. <i>О.А. Мартынова, В.Э. Гасумянц</i> Аномальное поведение кинетических коэффициентов в манганитах системы $\text{Sm}_{1-x-y}\text{Ce}_x\text{Sr}_y\text{MnO}_3$	158
L71. <i>А.В. Семенов, В.В. Глушков, Н.Е. Случанко, С.В. Демишев</i> Электронный спиновый резонанс в $\text{Eu}_x\text{Ca}_{1-x}\text{B}_6$	160
L72. <i>А.М. Алиев, А.Г. Гамзатов, А.Б. Батдалов, В.С. Калитка</i> Магнитокалорические свойства катион-упорядоченных манганитов RBaMn_2O_6 ($\text{R}=\text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}$).....	161
L73. <i>А.А. Мухин, В.Ю. Иванов, А.М. Кузьменко, Г.П. Воробьев, Ю.Ф. Попов, А.М. Кадомцева, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, В.Л. Темеров</i> Магнитные и магнитоэлектрические свойства мультиферроика $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$	162
L74. <i>А.В. Павленко, Ю.А. Куприна, И.А. Вербенко, Г.М. Константинов, Л.А. Резниченко</i> Кристаллическая структура, микроструктура и диэлектрические свойства в области низких температур керамик твердых растворов системы $\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$ ($x=0.4\div 0.5$)	164
N. Электронные явления (включая наноструктуры и низкоразмерные системы)	
N1i. <i>В.И. Козуб, Н.В. Агринская, Ю.М. Гальперин, Д.В. Шамиур, А.А. Шумилин</i> Явления медленной релаксации в кулоновских стеклах	167
N2i. <i>Н.С. Аверкиев, И.В. Рожанский, E. Lahderanta</i> Резонансное туннелирование и косвенный обмен в гетероструктурах с δ -слоями парамагнитных ионов	168
N3i. <i>Scott Dietrich, S.A. Vitkalov, D.V. Dmitriev, A.A. Bykov</i> Quantum Lifetime of 2D Electron in Magnetic Field	169
N1. <i>Е.Е. Вдовин, Ю.Н. Ханин, O. Makarovsky, A. Patane, L. Eaves</i> Многоканальное резонансное туннелирование через электростатически связанные молекулярные состояния в квантовой яме	171
N2. <i>Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин, L. Eaves</i> Подавление магнитотуннелирования электронов между параллельными GaAs/InAs двумерными электронными системами корреляционным взаимодействием	172
N3. <i>М.В. Якунин, А.В. Суслов, С.М. Подгорных, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий</i> Эффекты псевдоспиновой поляризации и ферромагнетизм в режиме квантового эффекта Холла в квазидвумерном слое HgTe	174
N4. <i>М.В. Якунин, С.М. Подгорных, В.Н. Неверов, А.П. Савельев, А. де Виссер, Дж. Галисту</i> Интерференция спиновых и псевдоспиновых щелей в квантовом магнитотранспорте двойной квантовой ямы $\text{n-InGaAs}/\text{GaAs}$	176
N5. <i>И.Б. Крынецкий, В.А. Кульбачинский, Н.П. Шабанова, А.В. Цикунов, В.И. Коваленко</i> Аномальное тепловое расширение слоистого полупроводника InSe в области низких температур	178
N6. <i>С.В. Демишев, Т.В. Иценко, А.Д. Божко, Е.А. Катаева</i> Холловская асимметрия и перколяция в гетерогенных средах	180
N7. <i>Ю.В. Жиляев, Т.А. Орлова, В.Н. Пантелеев, Н.К. Полетаев, И.В. Плешаков, Л.М. Федоров, Я.А. Фофанов, С.А. Сныткина</i> Низкотемпературная фотолюминесценция как метод диагностики сверхчистого GaAs	182

N8. В.А. Кульбачинский, Р.А. Лунин, Н.А. Юзеева, Г.Б. Галиев, I.S. Vasilievskii, Е.А. Klimov Электронные подвижности в изоморфных квантовых ямах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ на InP	184
N9. А.Т. Лончаков, В.В. Марченков, В.И. Окулов, К.А. Окулова Низкотемпературная теплопроводность и эффект Маджи–Риги–Ледюка в полупроводниковом сплаве Гейслера $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$	186
N10. А.В. Дмитриев, Е.С. Ткачёва Вычисление термоэлектрических характеристик PbTe с использованием трёхзонной модели электронного энергетического спектра	188
N11. Е.В. Богданов, Х. Киссель, Н.Я. Минина Смешивание состояний валентной зоны и поляризационные моды в структурах $p\text{-AlGaAs/GaAsP/n-AlGaAs}$	189
N12. А.Б. Алейников, В.А. Березовец, В.Л. Борблик, М.М. Шварц, Ю.М. Шварц Влияние магнитного поля на гистерезисные характеристики кремниевых диодов в условиях низкотемпературного примесного пробоя	191
N13. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский Угловые осцилляции магнитосопротивления слоистых проводников с многолистной поверхностью Ферми	193
N14. Н.А. Редько, В.Д. Казан, М.П. Волков Квантовые осцилляции кинетических коэффициентов в сплаве $n\text{-Bi-Sb}$ при отклонении направления магнитного поля от тригональной оси	195
N15. А.Н. Азаревич, А.В. Богач, В.В. Глушков, С.В. Демшиев, А.В. Левченко, В.Б. Филипов, Н.Ю. Шицевалова, Н.Е. Случанко Особенности магнитосопротивления при переходах металл–изолятор и антиферромагнетик– парамагнетик в $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$	197
N16. Г.П. Микитик, Ю.В. Шарлай Фаза Берри в двумерных металлах и осцилляции Шубникова–де Гааза в топологических изоляторах	199
N17. И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, В.А. Малыш, И.Ю. Смирнов, Е.С. Контев, А.И. Никифоров, Н.П. Степина, Ю.М. Гальперин, J. Bergli Особенности высокочастотной прыжковой проводимости в системе с квантовыми точками Ge в Si. Акустические методы исследования	200
N18. В.Ю. Ирхин, А.В. Зарубин Особенности электронного спектра и переход металл–изолятор в пределе сильных корреляций	202
N19. Н.А. Тулина, И.Ю. Борисенко, И.М. Шмытько, А.М. Ионов, Н.Н. Колесников, Д.Н. Борисенко Эффект резистивных переключений в структурах на основе топологического изолятора легированного Bi_2Se_3	204
N20. А.В. Дмитриев, Н.А. Масюков Горячие электроны в полупроводниках-нитридах	206
N21. Д.В. Филь, К.В. Гермаш Сверхтекучесть магнитоэкситонов в пленке топологического диэлектрика	207
N22. И.И. Ляпилин Спиновый ток, индуцированный градиентом температуры в 2Д-электронном газе	209
N23. А.Б. Батдалов, Л.Н. Ханов, А.М. Алиев, А.Г. Гамзатов, С.В. Самойленков, А.Р. Кауль Электро- и теплофизические свойства ленточных сплавов Ni-Cr-W	210
N24. В.В. Вальков, М.М. Коровушкин Влияние дальних межузельных кулоновских корреляций на энергетическую структуру и плотность состояний сильно коррелированной системы	212
N25. В.В. Вальков, С.В. Аксенов, Е.А. Уланов Индукцирование спин-флип процессами резонанса Фано при туннелировании электрона через спиновые структуры атомного масштаба	213

N26. <i>В.В. Марченков, К.А. Фомина, Е.П. Платонов, Н.И. Коуров, Е.Б. Марченкова, В.Г. Пушин, Е.И. Шредер, Н.А. Виглин, Т.П. Толмачев, В.П. Пилюгин, А.В. Королев, Х.В. Вебер</i> Влияние интенсивной деформации кручением и быстрой закалки из расплава на низкотемпературные электронные свойства сплавов Гейслера X_2YZ ($X=Co, Fe, Ni, Cu$; $Y=Cr, Fe, Mn$; $Z=Al, Ga, Si, In$).....	215
N27. <i>Е.Н. Ткачев, Т.И. Буряков В.Л. Кузнецов, И.Н. Мазов</i> Электропроводящие свойства бумаги, состоящей из многослойных углеродных нанотрубок.....	216
N28. <i>М.А. Панков, С.В. Шмаков, Б.А. Аронзон</i> Особенности аномального эффекта Холла в двумерных полупроводниковых структурах: GaAs/InGaAs/GaAs квантовые ямы с удаленным δ -слоем Mn.....	218
N29. <i>В.Г. Кытин, В.А. Кульбачинский, Л.И. Бурова, А.Р. Кауль</i> Особенности переноса заряда в тонких плёнках ZnO:Ga при низких температурах	219
N30. <i>В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, А.Т. Лончаков, К.А. Окулова, С.М. Подгорных, Л.Д. Паранчич, М.Д. Андрийчук</i> Низкотемпературные аномалии электронной концентрации и теплоёмкости и определение параметров гибридизации и спиновой поляризации донорных электронов примесных 3d-состояний кобальта в кристаллах селенида ртути	221
N31. <i>Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, В.Н. Неверов, С.М. Подгорных, М.В. Якунин</i> Неупругое электрон-электронное рассеяние в структурах n-InGaAs/GaAs с двойными сильно-связанными квантовыми ямами.....	223
N32. <i>А.Т. Лончаков, В.В. Марченков, В.И. Окулов, К.А. Окулова</i> Низкотемпературные аномалии и проявления узкой псевдощели в температурных и магнитопольевых зависимостях термоэдс в полупроводниковых сплавах железо–ванадий–алюминий	225
N33. <i>В.В. Глушков, Р.Ф. Байбаков, С.В. Демишев, А.В. Левченко, А.В. Духненко, В.Б. Филипов, Н.Е. Случанко</i> Аномалии коэффициента термоэдс в ряду $Ca_{1-x}Eu_xB_6$	227
N34. <i>Ю.В. Прибыткова, А.Д. Божко</i> Топологический вклад в проводимость молибден-углеродных нанокомпозитов	229
N35. <i>В.Б. Преображенский, А.П. Гребёнкин</i> Проскальзывание фазы движущейся волны зарядовой плотности в квазиодномерном o-TaS ₃	230
N36. <i>А.Г. Киямов, Ю.В. Лысогорский, О.В. Недопекин, Д.А. Таюрский</i> Ab initio моделирование поверхностных состояний топологического изолятора Bi ₂ Se ₃ под давлением.....	232
N37. <i>А.В. Бабичев, В.Э. Гасумянц, В.Ю. Бутко</i> Удельное сопротивление и термоэдс монослойного графена большой площади	233
N38. <i>В.И. Окулов, Е.А. Памятных, Ю.В. Забазнов</i> Эффекты сильного межэлектронного взаимодействия в условиях проявления характерных особенностей плотности состояний в температурной зависимости электронной теплоёмкости	234
N39. <i>В.Ю. Бутко, А.В. Фокин, В.Н. Неведомский, Ю.А. Кумзеров</i> Влияние интерфейса на низкотемпературный транспорт в углеродных нанотрубках и родственных структурах.....	235
N40. <i>Т.А. Игнатьева, А.Н. Великодный, А. Харченко</i> О проявлении особенностей электронного спектра Mo в физических характеристиках.....	236
N41. <i>Л.А. Конопко, А.А. Николаева, Т.Е. Хубер, Ж.-Ф. Ансермет</i> Влияние поверхностных состояний на магнитные квантовые осцилляции в монокристаллических нанонитях Bi	237
N42. <i>Е.Г. Николаев, А.С. Котосов, В.И. Цebro</i> Локальная диамагнитная восприимчивость квазидвумерного графита	238

S. Фундаментальные вопросы сверхпроводимости (исключая высокотемпературную)

S1i. Л.Я. Винников, А.Г. Трошина, И.С. Вещунов, J. Analytis, I. Fisher, D.L. Sun, C.T. Lin, L. Fang, U. Welp, Wai K. Kwok, M. Baziljevich, Y. Eshurun Вихревая структура, роль допирования и пиннинг в железосодержащих сверхпроводниках	243
S1. Y. Asano, A.A. Golubov, Я.В. Фоминов, Y. Tanaka Аномальный поверхностный импеданс в случае сверхпроводимости, нечётной по частоте.....	245
S2. В.В. Кабанов, А.С. Александров Низкотемпературная сверхпроводимость с кулоновским отталкиванием	246
S3. А.А. Повзнер, А.Г. Волков, Л.Р. Кабирова Спин-флуктуационный механизм возникновения сверхпроводимости в системе сильно коррелированных электронов	248
S4. В.А. Тулин, В.А. Березин Исследование смешанного состояния поверхностной сверхпроводимости ($H_{c2} < H < H_{c3}$).....	249
S5. Л.П. Ичкиитидзе Сверхпроводниковый пленочный концентратор магнитного поля с наноразмерными ветвями.....	251
S6. Н.Е. Случанко, А.Н. Азаревич, А.В. Богач, С.Ю. Гаврилкин, В.В. Глушков, С.В. Демишев, А.В. Духненко, А.В. Кузнецов, А.Б. Лященко, К.В. Мицен, И. Санников, В.Б. Филипов, Й. Ванакен, Г. Жанг, В.В. Моцалков Сверхпроводимость в каркасных стеклах ZrB_{12} и LuB_{12} при изотопическом замещении ^{10}B – ^{11}B	253
S7. В.Д. Филь, К.Р. Жеков, И.А. Билыч, Г.А. Звягина, Д.В. Филь, S.I. Lee Возможный след недиагональной компоненты динамической массы Копнина в акустоэлектрическом отклике.....	255
S8. Ю.Н. Прошин, М.В. Авдеев, М.Г. Хусаинов Переключатели тока на основе асимметричных наноструктур ферромагнетик-сверхпроводник с учетом триплетного канала во внешнем магнитном поле	257
S9. В.И. Кузнецов Множественная резистивная аномалия в сверхпроводящей проволочке.....	259
S10. В.В. Погосов, V.R. Misko, F.M. Peeters Температурные и квантовые флуктуации в ультратонких сверхпроводящих наноструктурах.....	261
S11. В.В. Погосов Вероятностный подход к уравнениям Ричардсона	263
S12. С.М. Подгорных Давление электронного газа как причина аномалии теплоемкости сверхпроводников	265
S13. В.В. Вальков, А.О. Злотников Формирование фазы сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости вблизи квантовой критической точки в редкоземельных интерметаллидах	267
S14. А.Н. Ионов Резонансное туннелирование куперовских пар в джозефсоновском переходе сверхпроводник – полимер – сверхпроводник.....	269
S15. П.Н. Кропотин, Т.И. Батурина Влияние сверхпроводящих флуктуаций на ширину сверхпроводящего перехода в тонких плёнках	271
S16. Ю.А. Кумзеров, Р.В. Парфеньев, А.В. Черняев, Д.В. Шамшур, А.В. Фокин, А.А. Сысоева, Г.А. Оприщенко, A.V. Lashkul Низкотемпературная проводимость и магнитные свойства нанокompозита индий–пористое стекло в области сверхпроводящего перехода.....	273
S17. Р.В. Парфеньев, Ю.А. Кумзеров, Д.В. Шамшур, Н.Ю. Михайлин, А.В. Фокин, М. Bardosova Сверхпроводящие свойства тонкопленочного нанокompозита In–опал.....	275

S18. <i>М.Г. Хусаинов, М.М. Хусаинов, Ю.Н. Прошин</i> Зондирование электронных корреляций и обменных полей на основе эффекта близости в слоистых наноструктурах ферромагнетик-сверхпроводник.....	276
S19. <i>М.М. Хусаинов, М.Г. Хусаинов, А.Н. Миннуллин, М.В. Авдеев, Ю.Н. Прошин</i> Трех- и четырехслойные асимметричные наноструктуры ферромагнетик–сверхпроводник: уединенная возвратная сверхпроводимость	278
S20. <i>Г.О. Андрианов, Р.В. Парфеньев, А.В. Черняев, Д.В. Шамиур</i> Влияние гидростатического сжатия на низкотемпературные электрофизические свойства PbSnTe:In.....	279
S21. <i>В.В. Больгинов, В.С. Столяров, В.В. Рязанов</i> Реализация магнитной джозефсоновской памяти на основе переходов с магнито-мягкой ферромагнитной прослойкой	280
S22. <i>В.В. Больгинов, В.А. Обознов, А.Н. Россоленико, В.В. Рязанов</i> Оптимизация инверторов сверхпроводящей фазы на основе джозефсоновских переходов Nb-CuNi-Nb	282
S23. <i>В.Л. Гуртовой, V.N. Antonov, R. Shaikhaidarov, А.В. Никулов, В.А. Тулин</i> Новый сверхпроводящий интерферометр как детектор квантовых состояний	284
S24. <i>А.Л. Карузский, А.В. Пересторонин, Н.А. Волчков, С.А. Савинов, С.С. Шмелёв, В.Н. Мурзин</i> Эффект сильной нелинейности свойств РТД в резонансно усиленном СВЧ поле в высокочастотных сверхпроводящих микрополосковых резонаторах.....	286
S25. <i>А.С. Мельников, А.В. Самохвалов</i> Депиннинг вихря Абрикосова с цилиндрического дефекта и электронные топологические переходы в коре вихря.....	288
S26. <i>В.Л. Гуртовой, А.В. Черных, А.Н. Ильин, Г.М. Михайлов, В.А. Тулин</i> Монокристаллические сверхпроводящие наноструктуры	290
S27. <i>Н.А. Волчков, А.Л. Карузский, А.В. Пересторонин, А.П. Черняев</i> Пространственные эффекты в полуклассической модели аномального скин-эффекта	292
S28. <i>В.Л. Гуртовой, А.И. Ильин, А.В. Никулов, В.А. Тулин</i> Экспериментальные исследования проблемы изменения квантового числа в сверхпроводящих кольцах.....	294
S29. <i>И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова</i> Обнаружение эффекта подавления вихревого механизма резистивности внешним высокочастотным полем в широких сверхпроводящих пленках	296
S30. <i>Л.Н. Жерихина, А.М. Цховребов</i> Квантовое сжатие в джозефсоновской параметрической системе — проблема наблюдаемости эффекта	297
S31. <i>М.А. Дресвянников, Л.Н. Жерихина, А.Л. Карузский, А.В. Пересторонин, А.М. Цховребов</i> «Телепортация» магнитного возмущения в сверхпроводящей щелевой линии	299
S32. <i>М.П. Волков, Б.Т. Мелех, Н.Ф. Картенко, В.И. Бахарев, Д.Д. Прокофьев</i> Аномально широкая область гомогенности сверхпроводящей β -фазы сплавов Fe(SeTe)...	301
S33. <i>Я.А. Герасименко, В.А. Прудкогляд, А.В. Корнилов, В.М. Пудалов, П.Д. Григорьев</i> Формирование анизотропных сверхпроводящих областей в квазиодномерном органическом сверхпроводнике (TMTSF) ₂ ClO ₄ под влиянием анионного беспорядка.....	302
S34. <i>Л.С. Успенская, А.А. Чугунов, С.В. Егоров</i> Гистерезисные эффекты и «магнитная память» при перемагничивании гибридных структур пермаллой-ниобий.....	303
S35. <i>Т.Е. Демихов, Е.И. Демихов, Г.Н. Михайлова, А.В. Троицкий, Е.А. Костров, В.В. Лысенко, Н.А. Пискунов</i> Создание и эксплуатация криомагнитной системы с криокулером на 9 Тл с «теплым полем».....	304
Авторский указатель	305

XXXVI СОВЕЩАНИЕ
ПО ФИЗИКЕ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР
(НТ-36)
Тезисы докладов

Дизайн: Н.Г. Всесветский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
194021, Санкт-Петербург, Политехническая, 26
Издательская лицензия ЛР № 040971 от 16 июня 1999 г.
Подписано к печати 04.06.2012. Формат 60х84 1/8. Бумага офсетная.
Гарнитура Times New Roman. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 37.8
Тираж 250 экз. Тип. зак. № 139.

Отпечатано в типографии ФГБУ «ПИЯФ»

ISBN 978-5-93634-026-0

