

5-Физика низких температур, сверхпроводимость

Белов Алексей Андреевич, 6 курс

Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, физический

Низкотемпературная фотолюминесценция длиннопериодных сверхрешёток на основе GaAs/AlGaAs

Научный руководитель: Карузский Александр Львович, к. ф.-м. н., с. н. с., Физический институт им.

П.Н.Лебедева РАН (ФИАН)

Адрес: 119121, Москва, ул. Ростовская наб., д. 3, кв. 37

Телефон: (095) 244-74-17

E-Mail: karuz@sci.lpi.msk.su стр. 265

Белов Алексей Андреевич, 6 курс

Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, физический

Антистоксова люминесценция в кристаллах тройных соединений ZnMgSe при температуре 4,2 К

Научный руководитель: Карузский Александр Львович, к. ф.-м. н., с. н. с., Физический институт им.

П.Н.Лебедева РАН (ФИАН)

Адрес: 119121, Москва, ул. Ростовская наб., д. 3, кв. 37

Телефон: (095) 244-74-17

E-Mail: karuz@sci.lpi.msk.su стр. 267

Горбачев Роман Владиславович, 3 курс

Новосибирский Государственный Университет, физический

Электрофизические свойства углеродных нанотрубок

Научный руководитель: Романенко Анатолий Иванович, ДФМН, профессор кафедры физики низких температур НГУ, ВНС ИНХ СО РАН

Адрес: 630090 г. Новосибирск ул. Пирогова д.18 кв. 116

E-Mail: eel@ngs.ru стр. 269

Исламов Дамир Ревинирович, 4 курс

Новосибирский Государственный Университет, физический

Квантовый фазовый переход сверхпроводник - изолятор - металл в плёнках TiN

Научный руководитель: Батурина Татьяна Ивановна, к.ф.-м.н., научный сотрудник, Институт физики полупроводников СО РАН

Адрес: ул. Пирогова, 18, Новосибирск, 630090, РФ

Телефон: (3832) 34-17-33

E-Mail: damir@land5.nsu.ru стр. 271

Коршунов Максим Михайлович, аспирант

Институт Физики им. Л.В. Киренского СО РАН, физический

Влияние спиновых флуктуаций на спектр парамагнитной фазы в многозонной модели оксидов меди

Научный руководитель: Овчинников С.Г., д.ф.-м.н., зам. директора ИФ СО РАН, Институт Физики им.

Л.В. Киренского СО РАН

Адрес: 660036, г. Красноярск, Академгородок, Институт Физики им. Л.В. Киренского СО РАН

E-Mail: lamdasoft@narod.ru стр. 273

Кречетов Алексей Викторович, 5 курс

Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, физический

Сверхпроводимость новых фуллеридов состава $K(3-X)M(X)C_{60}$ ($X=1-3$, M- элементы VIII группы)

Научный руководитель: Кульбачинский Владимир Анатольевич, доктор физико-математических наук, профессор, МГУ им. Ломоносова, Физический факультет, Кафедра физики низких температур и сверхпроводимости

Адрес: 115580, г. Москва, ул. Ореховый бульвар, д. 49, кор. 2, кв. 343

Телефон: (095) 939-11-47

E-Mail: kulb@mig.phys.msu.su стр. 275

Попков Сергей Иванович, инженер
Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, лаб. СМП
Экспериментальное изучение транспортных свойств композитов ВТСП+ферритмагнетик.
Научный руководитель: Шайхутдинов К.А., к.ф.-м.н, н.с., 660036, Красноярск, Академгородок, ИФ СО РАН
Адрес: 660036, Красноярск, Академгородок, ИФ СО РАН
Телефон: (3912) 49-48-38
E-Mail: sergey_p@iph.krasn.ru стр. 277

Просекина Ирина Геннадьевна, закончила аспирантуру
Ростовский Государственный Университет, физический
Эффект несобственной сверхпроводимости в высокотемпературных сверхпроводниках
Научный руководитель: Гуфан Юрий Михайлович, доктор физико-математических наук, профессор
кафедры теоретической физики, Ростовский государственный университет
Адрес: (664043) г. Иркутск б .Рябикова 21а - 89
Телефон: (3952) 59-75-96
E-Mail: michpro@mail.ru стр. 278

Смирнов Евгений Валерианович, 5 курс
Марийский Государственный Университет, физико-математический
Измерение плотности критического тока в ВТСП-кольцах бесконтактным способом
Научный руководитель: Бувев А.Р., к.ф.м.н., доцент, МарГУ
Адрес: 424038, г.Йошкар-Ола, ул. В.-Интернационалистов, 19-72
E-Mail: s_ewgeniy@inbox.ru стр. 280

Ташлыков Алексей Олегович, 2 магистр
Институт Физики Металлов УрО РАН, физический
Влияние режимов отжига на эффект Холла монокристаллических пленок NdCeCuO
Научный руководитель: Чарикова Татьяна Борисовна, кандидат физико-математических наук, , ИФМ
УрО РАН
Адрес: Екатеринбург ул.Большакова 71 к. 608
E-Mail: lesha@ekat.ru стр. 281

Тетюева Татьяна Николаевна, инженер
Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, лаб. СМП
Сила левитации ВТСП висмутовых керамик низкой плотности в сравнении с редкоземельными соединениями.
Научный руководитель: Петров М.И., к.ф.-м.н, доцент, заведующий лабораторией, Институт физики им.
Л.В. Киренского СО РАН
Адрес: 660036, Красноярск, Академгородок, ИФ СО РАН
Телефон: (3912) 49-46-00
E-Mail: smp@iph.krasn.ru стр. 284

Хрустов Антон Владимирович, 4 курс
Уральский Государственный Университет, физический
Сравнение методов измерения удельного сопротивления анизотропных монокристаллов
Научный руководитель: Чарикова Татьяна Борисовна, кандидат физ.-мат. наук, с. н. с., Институт физики
металлов УрО РАН
Адрес: 620041 ул. Смазчиков, д. 6, кв. 57
Телефон: (3432) 49-02-21
E-Mail: khrustov@imp.uran.ru стр. 285

Низкотемпературная фотолюминесценция длиннопериодных сверхрешёток на основе GaAs/AlGaAs

Белов Алексей Андреевич

Казаков Игорь Петрович, Карузский Александр Львович*, Пересторонин Анатолий Викторович**

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

**Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН*

Карузский Александр Львович, к.ф.-м.н.

karuz@sci.lpi.msk.su

Низкотемпературная фотолюминесценция (ФЛ) является одним из основных методов оценки качества квантово-размерных полупроводниковых структур путём диагностики электронных энергетических состояний. С целью исследования возможностей контроля качества структур с широкими квантовыми ямами на различных этапах технологического процесса их изготовления в работе исследованы спектры низкотемпературной ФЛ сверхрешёточных GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As структур, содержащих 30 периодов чередующихся квантовых ям шириной 25 нм и барьеров шириной 10 нм. Расстояние между основным и первым возбуждённым электронными уровнями размерного квантования в таких длиннопериодных структурах меньше энергии LO фонона. При этом быстрые процессы рассеяния на оптических фононах, определяющие малое время жизни электронов в верхних возбуждённых состояниях, исключаются для переходов между нижними состояниями. Это делает структуры с широкими квантовыми ямами перспективными с точки зрения реализации актуальной задачи создания нового типа узкополосных твердотельных излучателей дальнего ИК диапазона на межподзонных электронных переходах. Однако малое энергетическое расстояние между уровнями размерного квантования усложняет фотолюминесцентные исследования таких структур вследствие частичного наложения полос люминесценции самой квантово-размерной структуры и окружающих её вспомогательных слоёв, включая подложку.

Многослойные структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках GaAs. Исследовались образцы 5 структур, которые отличались друг от друга степенью легирования и различными условиями изготовления. Для сравнительного исследования электрофизических и оптических характеристик выращенных структур методом фотолитографии и селективного травления на подложке были сформированы планарные столбики многослойной структуры диаметром 0,5 мм (меза-структуры). Фотолюминесценция возбуждалась непрерывными АИГ лазером с длиной волны 532 нм и гелий-неоновым лазером с длиной волны 633 нм (соответствующие энергии квантов возбуждающего излучения при этом равны 2,33 и 1,96 эВ). Мощность источников возбуждения варьировалась от 0,02 до 20 мВт. Измерения проводились при температурах 4,2, 77 и 300 К.

Необходимым условием для осуществления процессов резонансного туннелирования в длиннопериодных сверхрешётках является высокая однородность и периодичность структур. Технология изготовления структур методами МЛЭ контролировалась данными измерений низкотемпературной ФЛ. Исследования изменений спектров низкотемпературной ФЛ на основных этапах технологического

процесса изготовления структур, включая выращивание многослойной структуры, процессы фотолитографии и отжиг показали, что основное различие характеристик электронного энергетического спектра обусловлено степенью оптимальности условий выращивания многослойной структуры методом МЛЭ. На *рис. 1* приведены спектры низкотемпературной ФЛ трёх образцов: двух с различной степенью легирования (№1 – $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, №2 – $2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$), выращенных в оптимальных условиях и третьего образца (№3), полученного при отклонениях от оптимальных условий роста (приведены данные до отжига и после отжига). Из *рис. 1* видно, что излучение из квантово-размерной структуры образцов, выращенных в оптимальных условиях (№1 и №2), значительно превышает уровень фонового излучения из вспомогательных слоёв, включая подложку, тогда как излучение квантово размерной структуры образца, полученного в неоптимальных режимах (№3), существенно не превышает фонового излучения, и отжиг не приводит к значительному изменению интенсивности и полуширины линий.

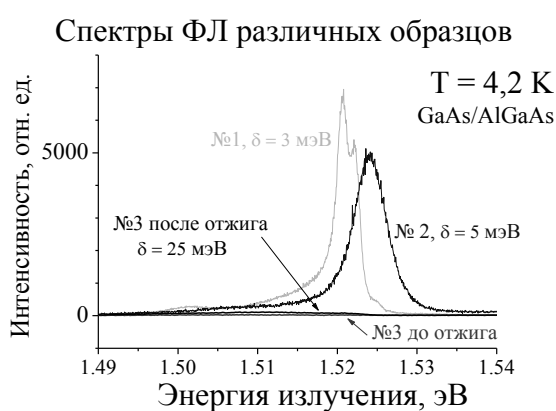


Рис.1

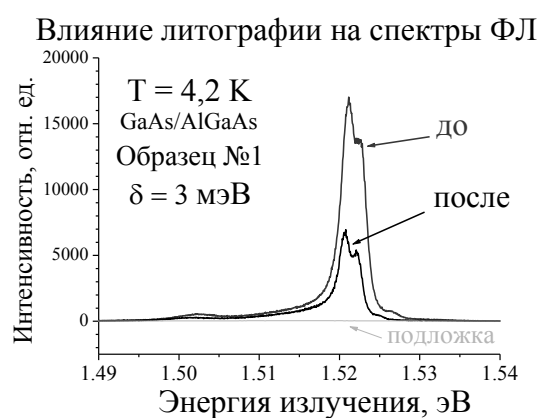


Рис.2

Исследование ФЛ различных участков образцов с меза-структурами показало, что процессы литографии и травления не приводят к значительному изменению интенсивности ФЛ квантово-размерных слоёв. На *рис. 2* представлены спектры ФЛ образца №1, выращенного в оптимальных условиях, до и после литографии. Видно, что линия ФЛ, обусловленная рекомбинацией неравновесных носителей в квантовых ямах (две толстые кривые) в этом образце чётко выражена и намного интенсивнее ФЛ, обусловленной рекомбинацией носителей в подложке (тонкая кривая в нижней части рисунка). Это, вместе с малой полушириной основного пика ($\delta = 3 \text{ мэВ}$), говорит о высокой степени однородности и периодичности выращенной квантово-размерной структуры. Некоторое падение интенсивности ФЛ в меза-структурах, возможно, обусловлено поглощением в контактных слоях. Выводы, полученные на основе результатов измерений низкотемпературной ФЛ, подтверждаются измерениями вольтамперных характеристик (ВАХ). На ВАХ структур, выращенных с отклонениями от оптимальных условий роста, отсутствовали особенности, характерные для резонансного туннелирования, как до, так и после отжига образцов.

Таким образом, в результате представленных исследований разработана и опробована оптическая методика контроля и диагностики качества GaAs/AlGaAs сверхрешёточных структур с широкими квантовыми ямами, основанная на регистрации спектров низкотемпературной фотолюминесценции и позволяющая в экспрессном

режиме осуществлять коррекцию технологии и выращивание структур с необходимыми параметрами и высокой степенью однородности.

Работа поддержана РФФИ (№03-02-06534-мас, №02-02-16977) и ФЦП "Интеграция" (№Б0049).

Антистоксова люминесценция в кристаллах тройных соединений $Zn_{1-x}Mg_xSe$ при температуре 4,2 К

Белов Алексей Андреевич

Горелик Владимир Семёнович, Карузский Александр Львович*, Мечинска Ханна**, Пересторонин Анатолий Викторович*, Свербиль Павел Петрович*, Фиришт Франтишек**, Шатковский Яцек***

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (МГУ)

**Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН)*

***Институт физики Университета им. Н. Коперника, Польша*

Карузский Александр Львович, к.ф.-м.н.

karuz@sci.lpi.msk.su

Для установления степени совершенства кристаллов и их примесного состава весьма перспективным является исследование спектров фотолюминесценции (ФЛ) при гелиевых температурах. В данной работе приводятся результаты таких исследований в нелегированных кристаллах тройных соединений $Zn_{1-x}Mg_xSe$ для значений композиции x от 0 до 0,49 при температуре 4,2К, когда образцы возбуждались несколькими лазерными источниками с энергией квантов, меньших ширины запрещённой зоны. Обнаружено, что при этих условиях в тройных соединениях впервые наблюдалась антистоксова фотолюминесценция (АФЛ), т. е. излучение в области энергий, больших энергии возбуждения.

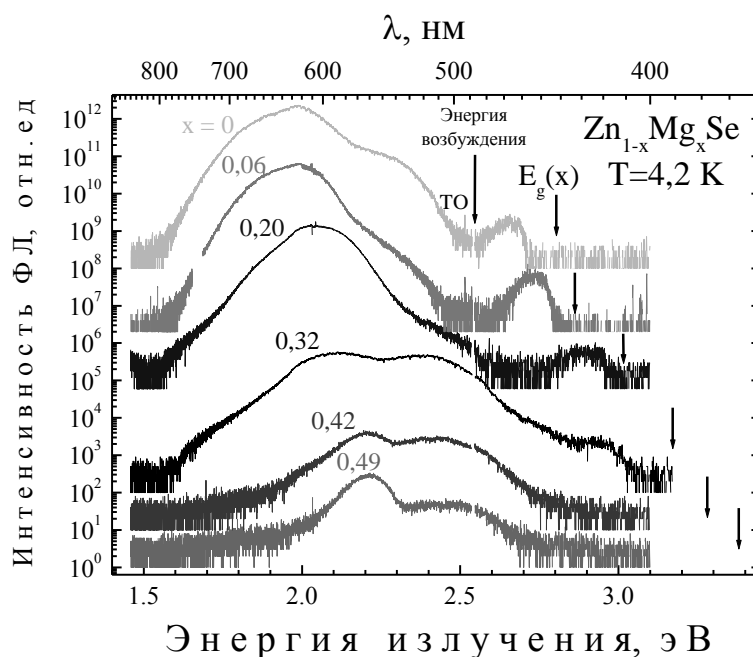


Рис. 1

Кристаллы $Zn_{1-x}Mg_xSe$ были выращены по методу Бриджмена. Для сравнения были исследованы кристаллы $ZnSe$, выращенные из паровой фазы. С ростом концентрации магния ширина запрещённой зоны $Zn_{1-x}Mg_xSe$ возрастает от 2,82 эВ ($x=0$) до 3,38 эВ ($x=0,49$). Фотолюминесценция возбуждалась гелий-неоновым лазером с длиной волны 6328 А (энергия квантов 1,96 эВ), АИГ лазером с длиной волны 5320 А (энергия квантов 2,33 эВ) и аргоновым лазером с длинами волн генерации 5145 4880 и 4765 А (соответствующие энергии квантов возбуждающего излучения 2,41; 2,54 и 2,60 эВ). Также были проведены измерения спектров возбуждения фотолюминесценции, при которых образцы возбуждались лампой накаливания с длиной волны, непрерывно изменяемой от 400 до 650 нм (от 3,10 до 1,91 эВ). В спектрах вторичного излучения присутствовали как стоксовы, так и антистоксовы составляющие. На спектрах наблюдались две широкие полосы люминесценции, соответствующие глубоким уровням с максимумами, изменяющими своё положение от 2,0 и 2,3 эВ (у образца с $x=0$) до 2,2 и 2,5 эВ (у образца с $x=0,49$) соответственно (*рис. 1*, нулевые уровни спектров сдвинуты для наглядности). Эти полосы наблюдались ранее при похожих условиях и могут быть связаны с комплексными дефектами, включающими остаточные примеси меди и кислорода. Также наблюдался краевой пик, связанный с рекомбинацией мелких донорно-акцепторных пар, с максимумом, изменяющим своё положение от 2,66 эВ ($x=0$) до 2,92 эВ ($x=0,32$). Для полосы с максимумом в области 2,0 эВ наблюдалось длительное (несколько десятков секунд) послесвечение. Спектральное положение и кинетика этой полосы указывают на то, что она обусловлена донорно-акцепторной рекомбинацией. Уменьшение интенсивности вторичного излучения при понижении энергии возбуждающих квантов объясняется уменьшением коэффициента поглощения в объёме образца.

По итогам работы можно сделать следующие выводы.

1. Впервые зарегистрирована антистоксова фотолюминесценция в кристаллах тройных соединений $Zn_{1-x}Mg_xSe$. Для всех исследованных образцов изучено поведение стоксова и антистоксова излучения в зависимости от значения композиции x и энергии квантов возбуждающего излучения. На основе полученных результатов для объяснения явления АФЛ предложен механизм двухступенчатого возбуждения через глубокие центры.

2. На основании полученных спектров низкотемпературного объёмного возбуждения фотолюминесценции проведён анализ пространственного распределения центров с мелкими и глубокими уровнями в объёме кристаллов $Zn_{1-x}Mg_xSe$ в условиях предельно низких концентраций неравновесных фотовозбуждённых носителей, не регистрируемых с помощью обычно используемых методов приповерхностной фотолюминесценции.

3. Предлагаемая методика регистрации спектров объёмного возбуждения фотолюминесценции при низких температурах может быть использована в дальнейшем для проведения качественного и количественного анализа примесей, присутствующих внутри объёма полупроводников и совершенствования технологии получения сверхчистых полупроводниковых материалов.

Список публикаций:

[1] A. A. Belov, F. Firszt, V. S. Gorelik, A. L. Karuzskii, E. I. Mahov, H. Meczynska, A. V. Perestoronin, P. P. Sverbil, J. Szatkowski, "ANTI-STOKES LUMINESCENCE IN TERNARY $ZnMgSe$ COMPOUNDS AT LIQUID HELIUM TEMPERATURE", 10th International Conference on Shallow-Level Centers in Semiconductors (SLCS-10), Warsaw 2002, Program & Abstracts, ThP-16, p. 40.

[2] A. A. Belov, F. Firszt, V. S. Gorelik, A. L. Karuzskii, E. I. Mahov, H. Meczynska, A. V. Perestoronin, P. P. Sverbil, and J. Szatkowski, "Anti-Stokes Luminescence in ternary $Zn_{1-x}Mg_xSe$ compounds at liquid helium temperature", *physica status solidi c*, **0**, № 2, 613-617 (2003).

Работа поддержана РФФИ (№ 03-02-06534-мас) и ФЦП "Интеграция" (№ Б0049).

Электрофизические свойства углеродных нанотрубок

Горбачев Роман Владиславович

*Окотруб Александр Владимирович, Кудашов Алексей Геннадьевич
Татьяна Валентиновна Решетенко, Исмаилов Зинфер Ришатович
Абросимов Олег Геннадьевич, Чувилин Андрей Леонидович
Асанов Игорь Петрович*

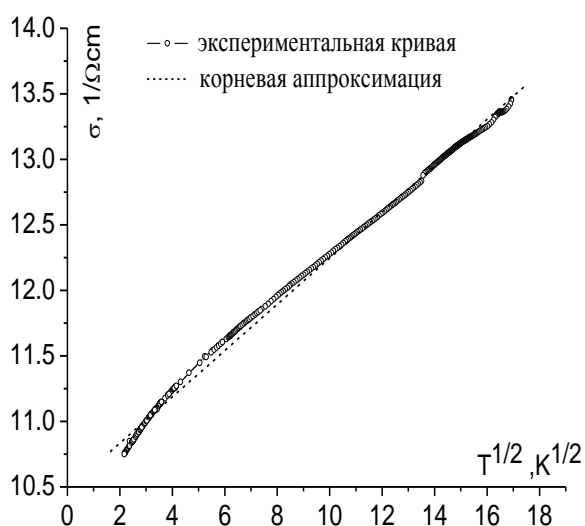
Новосибирский Государственный Университет

Романенко Анатолий Иванович д.ф.–м.н.

eel@ngs.ru

Нанотрубки – протяженные цилиндрические структуры, диаметром от одного до нескольких сотен нанометров и длиной до нескольких микрон, состоящие из одного (однослойные) или нескольких (многослойные) свернутых в трубку гексагональных графеновых слоев.

Многослойные углеродные нанотрубки (МУНТ), синтезированные разными методами, значительно различаются как морфологически, так и на уровне микроструктуры. Существенные достижения в технологии получения МУНТ основаны на проведении реакций термохимического разложения углеродосодержащих соединений на поверхности металлического катализатора. Установка синтеза нанотрубок представляет собой трубчатую печь длиной 1000 мм и диаметром 36 мм, температура в



которой варьировалась от 200⁰С до 1000⁰С. В качестве буферного газа использовался аргон при атмосферном давлении, в смеси с которым в реактор подавались пары ацетонитрила. В качестве катализатора использовалась Co/Ni/Fe соль малеиновой кислоты, при прогреве до 450⁰С она разлагалась на наночастицы Co/Ni/Fe сплава, с которых, при дальнейшем повышении температуры, происходил рост нанотрубок. Углерод поступал в результате распада ацетонитрила. Диаметр полученных нанотрубок лежит в пределах 10 – 50 нанометров.

Электронно-микроскопические изображения показывают, что трубы обладают довольно толстыми

стенками, т.е. состоят из большого количества слоев, внутренние каналы практически пусты, а частицы металла катализатора находятся на концах труб.

На основе рентгеноэлектронных спектров установлено наличие в образце до 10% азота, причем в трех химически неэквивалентных соединениях. В данной работе проводится сравнение электрофизических свойств образцов допированных азотом и безазотных МУНТ, синтезированных на основе разложения не содержащих азота углеводородов. Также в объемных образцах, представляющих собой порошок, остаются частицы металла катализатора (несколько объемных процентов), однако основной вклад в проводимость дают именно нанотрубы в силу своей протяженности.

Измерение проводимости σ объемных образцов проводилось по четырехконтактной схеме в интервале температур 4.2 К – 300 К. Экспериментальные зависимости электропроводности от корня температуры ($\sigma \sim T^{1/2}$) приведены на графиках. На *рис. а* изображена кривая, соответствующая образцам без азота, на *рис. б*, – для азотосодержащих МУНТ. Видно, что в области температур 50 К – 300 К для обоих типов нанотруб зависимость имеет корневой характер. Для азотосодержащих МУНТ зависимость остается таковой на все интервале температур, однако для чистых МУНТ характер зависимости в районе 4.2 К – 40 К меняется на логарифмический ($\sigma \sim \ln T$).

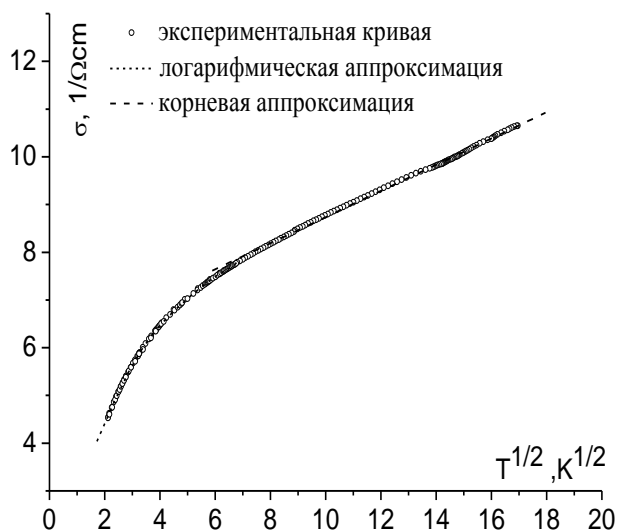


Рис а. зависимости электропроводности от корня температуры *а)* для о содержащих азот, *б)* для чистых образцов

Полученные зависимости сильно отличаются от зависимостей $\sigma(T)$ многослойных нанотрубок, полученными другими методами (например методом распыления графита в электрической дуге), в которых дефектность трубок меньше. С другой стороны, корневая и логарифмическая зависимости наблюдаются в системах с локальным беспорядком. Доминирующий вклад в проводимость в таких системах дают квантовые поправки. Такие квантовые поправки к проводимости имеют место в неупорядоченных системах при низких температурах. Характерные расстояния, на которых имеет место квантовые поправки – длина когерентности L_1 . При понижении температуры длина когерентности носителей заряда (L_1) растет, и если она становится порядка или больше характерной толщины стенки труб, движение электрона можно считать квазидвумерным. При этом принципиально меняет свой характер вклад в электропроводность, связанный с квантовой интерференцией волновой функции электрона проводимости, при его диффузном движении в системах с дефектами. Оценка длины когерентности L_1 из температурной зависимости электропроводности дает величину $L_1 \sim 100 \text{ \AA}$ при температуре 40 К - 50 К, что примерно соответствует толщине стопки графитовых слоев, образующих стенку трубки. При этом именно в этой области температур для МУНТ без азота наблюдается резкая смена корневой

зависимости (характерной для трехмерных квантовых поправок) на логарифмическую (характерную для двумерного случая).

Таким образом, наличие локального беспорядка в многослойных углеродных нанотрубках, полученных каталитическим методом, приводит к доминированию вклада в температурную зависимость электропроводности квантовых поправок для взаимодействующих электронов. Обнаружен кроссовер от трехмерных (при $T > 50$ К) к квазидвумерным (при $T < 50$ К) квантовым поправкам к проводимости в нанотрубках, не содержащих азот. Отсутствие логарифмического поведения проводимости у второго типа образцов позволяет предположить, что наличие азота снимает двумеризацию движения носителей тока. Возможно, происходит сшивка графитовых слоев атомами азота.

Квантовый фазовый переход сверхпроводник – изолятор – металл в плёнках TiN

Исламов Дамир Ревинирович

Новосибирский Государственный Университет

Батурина Татьяна Ивановна, к.ф.-м.н.

damir@land5.nsu.ru

Квантовый фазовый переход сверхпроводник – изолятор является переходом второго рода и вызван флуктуациями квантовой природы. Одно из описаний этого перехода для двумерной системы предложено Фишером в работе [1], где предполагается, что транспорт осуществляется бозонами: в сверхпроводящей фазе присутствуют делокализованные куперовские пары и локализованные вихри, а в диэлектрической фазе вихри делокализованы, а пары локализованы. В работе [1] показано, что сопротивление системы вблизи перехода сверхпроводник – изолятор, индуцированного внешним магнитным полем, при низких температурах в окрестности критического поля B_c является функцией скейлинговой переменной $\delta = (B - B_c)/T^{1/\nu}$, где ν и z – критические индексы перехода. Настоящая работа посвящена исследованию перехода сверхпроводник – изолятор и его эволюции в сильных магнитных полях в тонких плёнках TiN толщиной 5 нм.

На рисунке 1 представлена зависимость сопротивления плёнки «на квадрат» в нулевом магнитном поле. Сопротивление не монотонно: при понижении температуры сопротивление растёт, достигая максимума при $T \sim 1$ К, а далее рост сменяется падением. Переход в сверхпроводящее состояние сильно затянут по температуре при $T > T_c$, что указывает на большой вклад сверхпроводящих флуктуаций. $R(T)$ с учётом квантовой поправки Асламазова-Ларкина к проводимости $\Delta G_{AL} = e^2/(16\hbar \ln(T/T_c))$ (где T_c – температура перехода в приближении среднего поля) хорошо описывается зависимостью, предложенной Альтшулером и Ароновым для «грязного» металла вблизи перехода металл – изолятор [2]

$$G_{AA}(T) = a + bT^{1/3}. \quad (1)$$

Знак параметра a позволяет определить состояние системы: если $a > 0$, то при $T = 0$ проводимость конечна ($G(0) = a$), и данное состояние является металлом, при $a < 0$ – диэлектриком и проводимость имеет активационную природу. Поскольку в

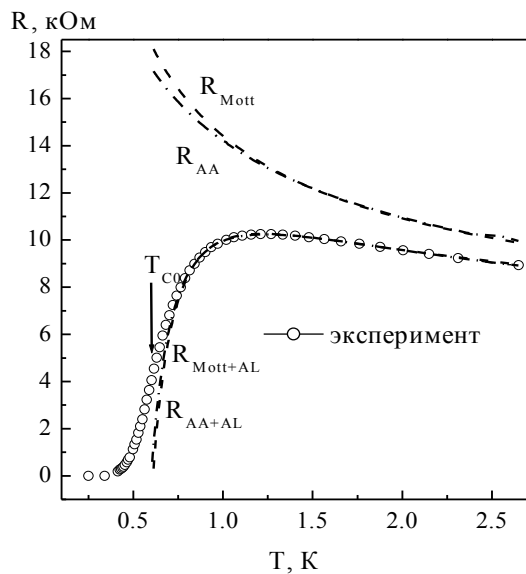


Рис.1. Зависимость сопротивления плёнки от температуры в нулевом магнитном поле

нашем случае $G(0) < 0$, мы можем заключить, что в отсутствие сверхпроводящих флуктуаций данная плёнка была бы диэлектриком. Для более детального исследования механизма транспорта проведён анализ сопротивления плёнки в терминах прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (закон Мотта) $R(T) = R_0 \exp((T_0/T)^{1/4})$. Видно, что закон Мотта (на рис. 1 он соответствует зависимостям R_{Mott} и $R_{Mott+AL}$) позволяет описать $R(T)$ также хорошо, как и зависимость Альтшулера-Аронова (R_{AA} и R_{AA+AL}). В результате обеих процедур найдена $T_c = 0.61$ К.

Магнитопольные зависимости сопротивления плёнки при температурах 0.25, 0.38, 0.42, 0.52, 0.61 и 0.67 К приведены на рис. 2. Отличительной особенностью представленных изотерм является пересечение в одной точке (B_c, R_c) и отрицательное магнитосопротивление в сильных полях. Значения $B_c = 1.52$ Тл, $R_c = 10.9$ кОм. Для полученных данных проведена скейлинговая процедура и получено значение $\nu = 1.1 \pm 0.1$. Такое поведение, ранее считавшееся достаточным подтверждением наблюдения перехода сверхпроводник – изолятор, в действительности, как было показано в работе [3] не доказывает перехода в диэлектрическое состояние при $B > B_c$. Система может переходить как в диэлектрическое, так и в металлическое состояние. Следуя авторам [3], мы проанализировали температурную зависимость сопротивления в сильных полях в терминах «грязного» металла вблизи перехода металл - изолятор (1).

Температурная зависимость проводимости в сильных полях (рис. 2) хорошо описывается (1), что позволяет не только определить поле перехода изолятор-металл B_{IM} , но и магнитопольную зависимость проводимости при абсолютном нуле (врезка рис. 2). Поскольку в нашем случае $G(0) < 0$ в некотором диапазоне полей $B_c < B < B_{IM}$, мы можем заключить, что данная фаза является диэлектриком. Уменьшение сопротивления при повышении поля согласуется с концепцией локализованных куперовских пар и их разрывом магнитным полем. При $B > B_{IM}$ проводимость хорошо описывается эмпирической зависимостью $G(B) = e^2/h (1 - \exp[-(B_{IM} - B)/B^*])$,

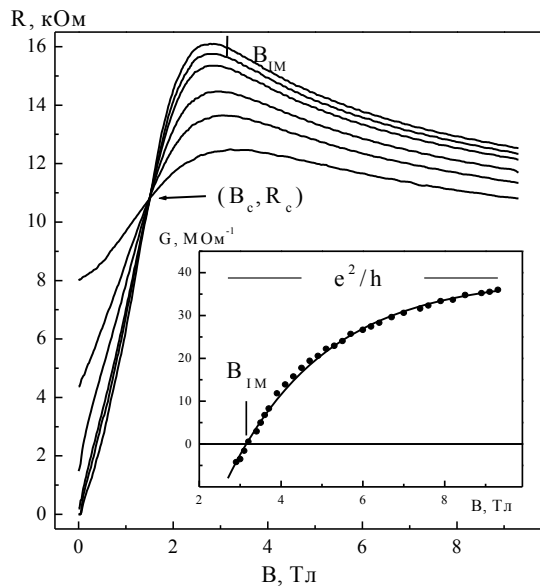


Рис.2. Низкотемпературные изотермы в плоскости (B, R) . На нижней врезке представлена магнитопольная зависимость проводимости при нулевой температуре, определённой из экстраполяции в соответствии с (1) (символы)

показанной сплошной линией. Заметим, что в сильных полях асимптотическое значение проводимости при $T=0$ равно кванту сопротивления для фермиевского металла e^2/h .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Список публикаций:

[1] M.P.A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 932 (1990).

[2] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, *Письма в ЖЭТФ*, **37**, 349 (1983).

[3] V.F. Gantmakher, M.V. Golubkov, V.T. Dolgoplov, G.E. Tsydynzharov, A.A. Shashkin, *Письма в ЖЭТФ*, **68**, 337 (1998).

Влияние спиновых флуктуаций на спектр парамагнитной фазы в многозонной модели оксидов меди

Коршунов Максим Михайлович

Институт Физики им. Л.В. Киренского Сибирского Отделения РАН

Овчинников Сергей Геннадьевич, д.ф.-м.н.

mkor@iph.krasn.ru

На сегодняшний день не существует удовлетворительной теории сверхпроводящего спаривания в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). Наиболее интересным в этом аспекте является рассмотрение CuO_2 - слоя, так как, по всей видимости, именно наличие этого слоя и трансформациям электронной структуры в нем при допировании, обязаны столь высокие значения критических температур T_c для веществ, содержащих этот слой. Механизм БКШ и его развитие, основанное на электрон-фононном механизме спаривания, пока не привело к положительным результатам. Такое положение вещей объясняется прежде всего тем, что кристаллы ВТСП являются антиферромагнитными диэлектриками, в то время как низкотемпературная сверхпроводимость наблюдается в металлах. Для ВТСП это приводит к необходимости учета спиновых флуктуаций, взаимодействие с которыми формирует квазичастичный спектр электронов и может приводить к куперовскому спариванию. Подход к описанию сверхпроводящего спаривания за счет спиновых флуктуаций в рамках таких упрощенных моделей CuO_2 -слоя, как трехзонная модель Эмери, модель Хаббарда и t-J модель не приводит к количественному согласию с экспериментом. Основную информацию о зонной структуре ферми-подобных квазичастиц дает фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES). Логично исследовать механизмы сверхпроводимости в купратах, основываясь на модели, согласующейся с экспериментальными ARPES данными в несверхпроводящем парамагнитном и антиферромагнитном состояниях. Такой моделью является многозонная реалистичная p-d модель [1]. Развитие этой модели в рамках обобщенного метода сильной связи и результаты расчетов закона дисперсии потолка валентной зоны недопированного CuO_2 -слоя оказались в хорошем согласии с экспериментальными данными ARPES-спектроскопии для $\text{Sr}_2\text{CuO}_2\text{Cl}_2$ -соединения. Как было показано, в системах с дырочным допированием имеет место спиновый экситон, связанный с синглет-триплетным возбуждением двухдырочного терма. Также было показано, что разница Δ энергий двухчастичных синглета $^1A_{1g}$ и триплета $^3B_{1g}$ существенно зависит от различных параметров модели (расстояния и энергии апиического кислорода,

разницы энергий $d(x^2-y^2)$ и $d(z^2)$ орбиталей меди) и для реалистичных значений этих параметров $\Delta \sim 0.5$ эВ (для трехзонной модели $\Delta \sim 2$ эВ, что позволяло не учитывать триплетные состояния).

Для последовательного изучения сверхпроводящей фазы купратов, исходя из многозонной $p-d$ модели, мы получили эффективную синглет-триплетную модель CuO_2 -слоя [2,3]. Полученный гамильтониан имеет вид обобщенной на случай наличия двухчастичного триплета $t-t'-J$ модели. Однако учет этого триплета приводит к очень важному свойству синглет-триплетной модели: асимметрии относительно систем p - и p' - типа. Этот факт известен экспериментально. В частности то, что дырки подавляют антиферромагнетизм сильнее, чем электроны, наблюдалось для $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ по сравнению с $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$. Асимметричны также области существования сверхпроводящих фаз для дырочных и электронных сверхпроводников. Ограничиваясь только электронными механизмами сверхпроводимости, мы также видим, что для сверхпроводника p -типа имеет место спин-флуктуационный механизм, известный для $t-J$ модели, в то время как для сверхпроводников p' -типа со сложной структурой зон на потолке валентной зоны, кроме спин-флуктуационного механизма спаривания может проявляться спаривание за счет синглет-триплетных переходов. Учет триплетных состояний приводит также к перенормировке обменного интеграла.

Анализ возможных процессов в эффективной синглет-триплетной модели показал, что помимо типичного для $t-J$ модели спин-флуктуационного механизма сверхпроводящего спаривания, присутствует спаривание за счет синглет-триплетных переходов. При этом промежуточным бозоном является спиновый экситон, который дает вклад в параметр порядка.

Исследования эффективной синглет-триплетной модели в парамагнитной несверхпроводящей фазе показывают, что в приближении среднего поля ширина валентной зоны оказывается слишком велика (~ 2.5 эВ) по сравнению с экспериментальными значениями ($\sim 0.3 \div 1.0$ эВ). Это связано с пренебрежением спиновыми корреляторами. Как показано в [4], ширина зоны уменьшается при их учете. Так как спиновая часть эффективной синглет-триплетной модели совпадает со спиновой частью обычной $t-J$ модели, мы можем использовать в наших вычислениях спиновые корреляторы, самосогласованно полученные в рамках $t-J$ модели [4]. В рамках такого подхода мы смогли получить дисперсию и плотность состояний в парамагнитной несверхпроводящей фазе с учетом спиновых флуктуаций. Рассчитанные дисперсионные зависимости находятся в хорошем согласии с экспериментальными ARPES-данными, полученными на $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$.

Список публикаций

- [1] Yu.B. Gaididei, V.M. Loktev, *Phys. Status Solidi B*, 147, p. 307 (1988).
- [2] М.М. Коршунов, С.Г. Овчинников, *Физика Твёрдого Тела*, 43, с. 399 (2001).
- [3] Ovchinnikov, I. O. Baklanov, A. A. Borisov, V. A. Gavrichkov, M. M. Korshunov, E. V. Kuz'min, I.S. Sandalov, O. Eriksson, *The Physics of Metals and Metallography*, 93, Suppl. 1, p. S124 (2002).
- [4] A. Sherman, M. Schreiber, *Phys. Rev. B*, V. 65, p. 134520 (2002).

Сверхпроводимость новых фуллеридов состава $K_{3-x}M_xC_{60}$ (X=1-3, M=Fe, Co, Ni)

Кречетов Алексей Викторович

Московский Государственный Университет имени М. В. Ломоносова

Кульбачинский Владимир Анатольевич, д.ф.-м.н.

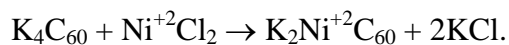
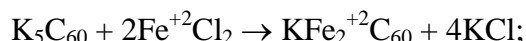
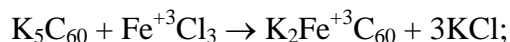
Kulb@mig.phys.msu.ru

В 1985 году был открыт ряд новых аллотропных модификаций углерода, названных фуллеренами [1]. Среди них самой распространённой и наиболее изученной в настоящее время формой является C_{60} . Молекулы фуллеренов могут объединяться в кристаллы, называемые фуллеритами. Фуллериты, интеркалированные атомами металлов, называются фуллеридами. Исследования физических свойств фуллерита, интеркалированного атомами щелочных металлов (K, Rb, Cs), привело к открытию в 1991 в этих соединениях высокотемпературной сверхпроводимости со средними значениями температур 18-22 К [2]. Несмотря на большое количество публикаций, посвященных фуллеридам, синтез новых соединений и исследование их физических свойств остается актуальной задачей.

В данной работе представлены результаты исследования сверхпроводящих свойств новых фуллеридов предполагаемого состава $K_{3-x}M_xC_{60}$ (X=1-3, M=Fe, Co, Ni) и данные Мессбауэровской спектроскопии. Также в ходе работы были определены температуры сверхпроводящего перехода (T_C) ряда других гетерофуллеридов с участием следующих элементов: Al, Yb, Cu, Mg, Rb, Lu.

Гетерофуллериды были получены новым методом синтеза с использованием органических растворителей (толуола и тетрагидрофурана) и вакуумной техники при температурах не выше 340 К. Образцы синтезированных веществ были запаяны в стеклянные ампулы, заполненные He для обеспечения теплообмена при проведении измерений.

В качестве примера приводим реакции синтеза $K_2Fe^{+3}C_{60}$, $KFe_2^{+2}C_{60}$ и $K_2Ni^{+2}C_{60}$.



Для анализа получаемых продуктов с участием железа использовался метод Мессбауэровской спектроскопии (рис. 1). Наличие или отсутствие нового соединения определялось сравнением Мессбауэровского спектра синтезированного соединения со спектром чистого железа. Точками на рис. 1 представлены экспериментальные данные. Сплошные линии на рис. 1а соответствуют теоретической аппроксимации и имеют форму лоренцевых кривых. Расщепление на два пика означает, что атомы железа находятся в кристаллической решетке как минимум в двух различных позициях [3], причем их степень окисления независимо от степени окисления в исходном хлориде находится в промежуточном положении между 0 и +3.

Переход образцов в сверхпроводящее состояние регистрировался по температурной зависимости магнитной восприимчивости χ . Измерение χ проводилось низкочастотным индуктивным методом. T_C определялась по началу сверхпроводящего

перехода. На рис. 2 в качестве примера приведены зависимости магнитной восприимчивости от температуры для некоторых из синтезированных сверхпроводящих соединений.

Измерение магнитной восприимчивости позволило установить, что гетерофуллериды на основе Со не обладают сверхпроводящими свойствами и при температуре жидкого гелия являются парамагнетиками.

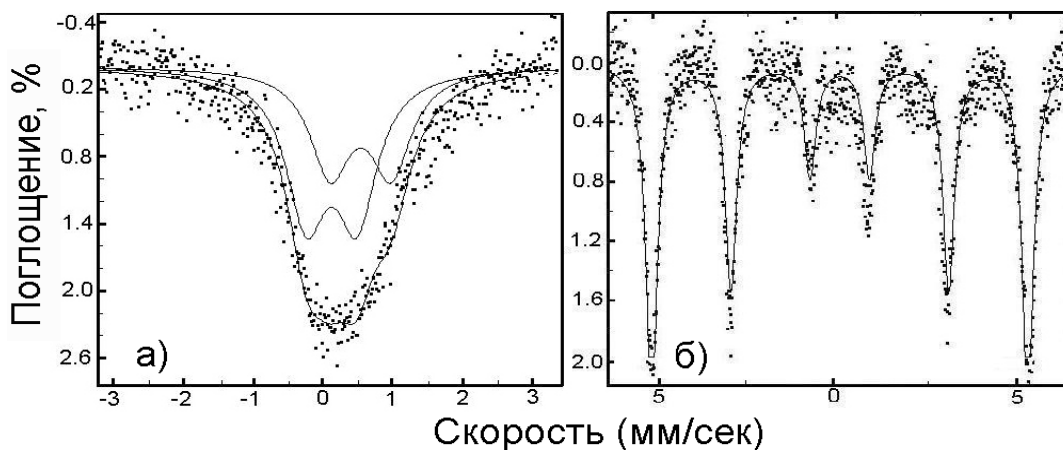


Рис.1 Мессбауэровские спектры: а) K_2FeC_{60} , б) чистое железо.

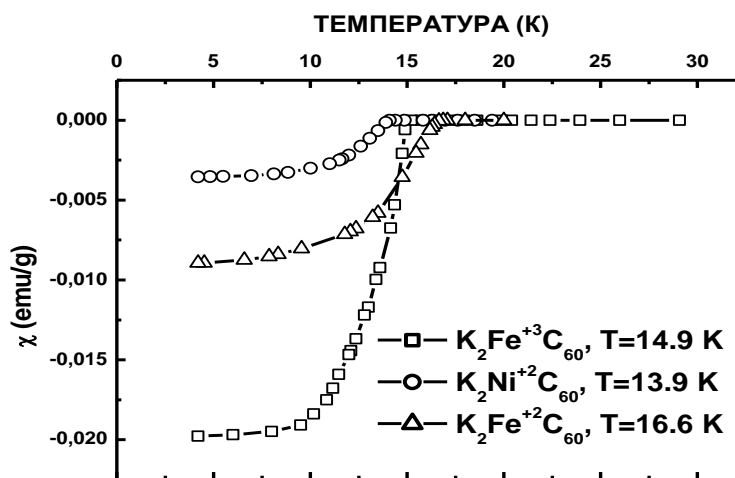


Рис.2 Температурная зависимость удельной магнитной восприимчивости χ образцов состава K_2MC_{60} ($M=Fe, Ni$).

Таким образом, в работе синтезированы новые сверхпроводящие гетерофуллериды, и определены температуры их переходов в сверхпроводящее состояние T_C .

Список публикаций:

- [1] H. W. Kroto, J. R. Heath, S. C. O'Brien, R. F. Curl and R. E. Smalley – C_{60} : Buckminsterfullerene – *Nature*, **318**, 162 (1985).
- [2] A.F. Hebard, M.J. Rosseinsky, R.C. Haddon et al, *Nature*, **350**, 600 (1991).
- [3] Г. Вертхейм, "Эффект Мессбауэра", Москва, изд-во Мир, 172 стр. (1966)

Экспериментальное изучение транспортных свойств композитов ВТСП+ферритмагнетик

Попков Сергей Иванович

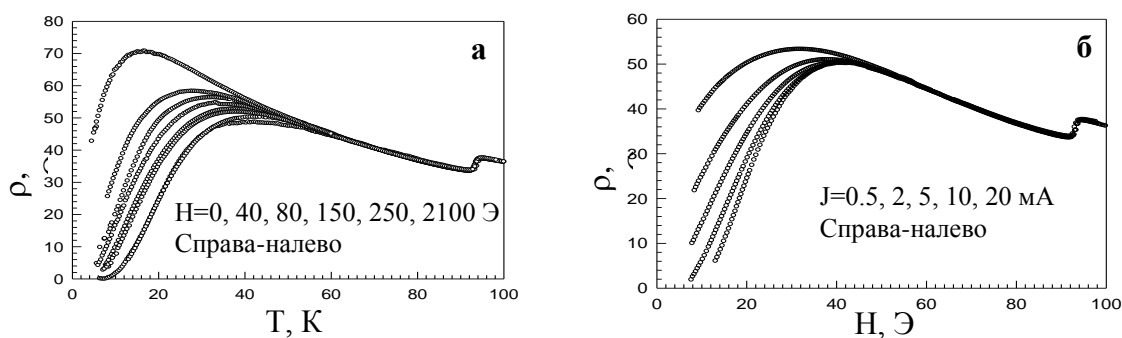
Институт физики СО РАН

Шайхутдинов Кирилл Александрович, к.ф.-м.н.

sergey_p@iph.krasn.ru

Двухфазные композитные материалы на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) представляют собой сеть слабых связей джозефсоновского типа. Несверхпроводящий компонент композита (диэлектрик, полупроводник, нормальный металл), выполняет роль искусственно созданной слабой связи между гранулами ВТСП. Изменяя объемную концентрацию исходных ингредиентов в таких композитах, можно в широких пределах варьировать эффективную протяженность (или «силу») слабой связи.

В работе синтезированы композитные образцы из высокотемпературного сверхпроводника ($Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$) и железо-иттриевого граната ($Y_3Fe_5O_{12}$) с различным объемным содержанием исходных ингредиентов, которые моделируют сеть слабых связей джозефсоновского типа сверхпроводник – ферритмагнетик – сверхпроводник (SFS). Исследованы транспортные характеристики композитов: температурные зависимости электросопротивления $\rho(T)$, критического тока $J_C(T)$ и вольт – амперные характеристики (ВАХ). Обнаружено, что ниже температуры сверхпроводящего перехода T_C зависимости $\rho(T)$ имеют неизменный характер (при различных значениях транспортного тока j и внешнего магнитного поля H) вплоть до некоторой температуры T_m . В этом диапазоне температур ($T_C \div T_m$) ВАХ имеют линейный характер. Ниже температуры T_m кривые $\rho(T)$ сильно зависят от транспортного тока j и внешнего магнитного поля H . В этом диапазоне ВАХ нелинейны.



Экспериментальные зависимости электросопротивления от температуры для образца ВТСП+7,5% $Y_3Fe_5O_{12}$. При различных значениях внешнего магнитного поля H (рис.а) и транспортного тока j (рис.б).

Такой вид $\rho(T)$ композитов ВТСП + ферритмагнетик объяснен особенностями туннелирования носителей сверхпроводящего тока через ферритмагнитные прослойки, разделяющие гранулы ВТСП.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ-ККФН «Енисей», № 02-0297711 и грантом Лаврентьевского конкурса молодежных проектов СО РАН 2002 г.

Эффект несобственной сверхпроводимости в высокотемпературных сверхпроводниках

Просекина Ирина Геннадьевна

Ростовский Государственный Университет

Гуфан Юрий Михайлович, д.ф-м.н.

michpro@mail.ru

Уже много лет орбитальная симметрия сверхпроводящего параметра порядка в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) является предметом дискуссии. Экспериментально хорошо изучены такие соединения как $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ и $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Проведены многочисленные и многолетние измерения термодинамических и транспортных характеристик; фотоэмиссионных спектров с угловым разрешением; джозефсоновского туннелирования. Однако при интерпретации экспериментальных данных мнения разделяются. Одни эксперименты согласуются с d -волновой симметрией параметра порядка волновой функции куперовской пары ($d_{x^2-y^2}$), другие – анизотропной s -волновой симметрией ($s_{2z^2-y^2-x^2}$), а некоторые можно объяснить присутствием изотропной s волны ($s_{z^2+y^2+x^2}$), как и в обычных сверхпроводниках.

Проблема в том, что вся совокупность экспериментальных данных не согласуется ни с "чистой" d -волновой, ни с "чистой" s -волновой симметрией. Например, для $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+x}$ результаты согласуются с s -волновой симметрией, для $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ - с d -волновой симметрией, для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ - и с той, и с другой (по данным разных авторов). Если говорить о механизме спаривания то, высокотемпературная сверхпроводимость в данных соединениях обусловлена именно d -спариванием. Поэтому для понимания наблюдаемых свойств ВТСП важным является вопрос обо всех возможных состояниях d - конденсата в сверхпроводнике и допускаемых симметрией фазах и фазовых переходах.

Нетривиальное спаривание, описывается многокомпонентным параметром порядка. (ПП) В рамках феноменологической теории, опирающейся на неравновесный термодинамический потенциал по компонентам ПП, члены которого инвариантны относительно группы симметрии задачи (целый рациональный базис инвариантов - ЦРБИ) проведено изучение фазовой диаграммы и физических свойств каждой из реализуемых фаз.

При фазовом переходе в сверхпроводящее состояние, описываемое многокомпонентным ПП может измениться симметрия кристалла, и это подтверждает ряд экспериментальных данных. Изменения в кристаллохимической и магнитной структуре сверхпроводника, вынужденные симметрией сверхпроводящего состояния, и определяемые взаимодействием с анизотропным бозе-конденсатом, описываются несобственными ПП кристаллической или магнитной природы. Некоторые несобственные доупорядочения структуры являются характеристиками, которые определяют макроскопические свойства вещества, возникшие в результате фазового перехода.

В сверхпроводнике с нетривиальным спариванием может проявляться также и другой эффект – эффект несобственной сверхпроводимости, который невозможен при фазовых переходах другой природы. Кроме собственной сверхпроводимости, обеспечиваемой куперовскими парами в d , p , f – состояниях возможно возникновение несобственной сверхпроводимости, описываемой несобственными ПП более высокой симметрией, чем собственный. Носителями несобственной сверхпроводимости могут быть как комплексы состоящие из нечетного числа куперовских пар собственного бозе-конденсата, так и пары непосредственно обладающие симметрией несобственного сверхпроводящего ПП. Существование последних обусловлено новыми каналами спаривания, которые открываются в некоторых фазах сверхпроводников с пониженной симметрией.

В работе рассматривается, как возникает несобственная s сверхпроводимость в кубических кристаллах, если собственное спаривание идет в состоянии с $L = 2$. Симметрия задачи определяется группой:

$$U(G_c) = G_c R U_1(\alpha), \quad (1)$$

где G_c – группа симметрии кристаллического класса, $U_1(\alpha)$ – группа градиентных преобразований электродинамики, R – операция инверсии времени.

Пять комплексных функций (компоненты волновой функции d -конденсата), образующих базис неприводимого представления O_3 в поле кубической симметрии разделяются на два набора, образующих базисы для представлений E_g и F_{2g} группы O_h . Соответственно, вместо одного канала образования трехчастичных комплексов, макроскопическая волновая функция которых построена в соответствии с теорией БКШ (Бардина Купера Шрифера) из функций куперовских пар, имеем два канала:

$$(\eta_+^2 \eta_-^* + \eta_3^* \eta_4 \eta_-^2) \xi + KС, \quad (2)$$

$$(\eta_3^* \eta_4 \eta_5) \xi + KС, \quad (3)$$

где η_i – линейные комбинации волновых функций пар Ψ_{ik} : $\eta_1 \sim 2k_z^2 - k_x^2 - k_y^2$; $\eta_2 \sim \sqrt{3}(k_x^2 - k_y^2)$; $\eta_3 \sim k_y k_z$; $\eta_4 \sim k_x k_z$; $\eta_5 \sim k_y k_x$; $\eta_{\pm} \sim \eta_{1 \pm} + i \eta_2$; $\xi \sim k_z^2 + k_x^2 + k_y^2$.

Рассматривается образование несобственной s – сверхпроводимости в канале (2) и (3). Выявлены фазы, в которых несобственная сверхпроводимость может наблюдаться, а также переходы между ними. Макроскопическая волновая функция несобственной s – сверхпроводимости оказывается скореллированной по фазе с волновой функцией, соответствующей собственной. Если пренебречь многочастичными взаимодействиями, то эти функции либо синфазны, либо антифазны.

Эффект несобственной сверхпроводимости существенно влияет на вид сверхпроводящей щели, джозефсоновский ток, глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводник и другие характеристики. Симметричные запреты на существование чистой d -волны необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных. При этом снимаются многие противоречия, например в структуре щели. Также становится понятным, что анизотропный s -конденсат может возникнуть за счет d - спаривания, а изотропный s -конденсат только за счет эффекта доупорядочения, то есть образования комплексов пар.

Измерение плотности критического тока в ВТСП-кольцах бесконтактным способом.

Смирнов Евгений Валерианович

Буев А.Р., Иванов В.В., Игумнов В.Н.

Марийский Государственный Университет

Буев Андрей Романович, к.ф.-м.н

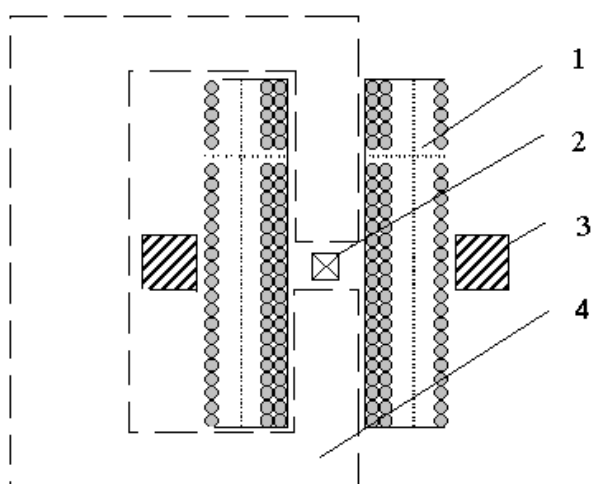
s_ewgeniy@inbox.ru

В связи с устойчивым интересом исследователей к прикладной сильноточной проводимости, обусловленным проблемой практического применения массивных ВТСП, вопрос адекватности определения критериев, описывающих характеристики технических сверхпроводящих материалов встает особенно остро. В первую очередь это относится к таким важнейшим понятиям, как “критический ток” и “плотность критического тока”, определяющим токонесущую способность. Публикуемые значения этих величин в значительной степени отражают особенности способов их определения, так как ни критический ток, ни плотность критического тока непосредственно при $\rho=0$ не измеряются. Вместе с тем, исследование процессов токопереноса представляет интерес не только с технической, но и с физической точки зрения, позволяя получить дополнительную информацию о параметрах сверхпроводящего состояния, что особенно существенно в объемных поликристаллических ВТСП-образцах в силу их известной неоднородности, сложности явлений на границе гранул.

При измерении плотности критического тока в ВТСП используются четырехконтактный и бесконтактный методы.

Недостатки четырехконтактного способа общеизвестны: во-первых, неоднозначность определения точки СП-перехода в резистивное состояние, положение которой зависит от точности измерений, во-вторых, сложность нанесения контактных площадок, удельное сопротивление

которых не должно превышать 10^{-7} Ом см^2 (при токе 10^4 А/ см^2), в-третьих, четырехконтактный метод обладает плохой воспроизводимостью, связанной с деградацией ВТСП-материала под контактными площадками. Кроме того, этот метод достаточно трудоемок.



*Рис.1. Измерительная ячейка
1-соленоид, 2-датчик Холла, 3- образец,
4-магнитомягкий сердечник*

Известны способы бесконтактного измерения критического тока ВТСП, заключающиеся в возбуждении магнитного момента в ВТСП кольце путем пропускания переменного тока через соленоид, в поле которого находится ВТСП- кольцо, и регистрации этого магнитного момента с помощью датчика магнитного поля. ВТСП материалы часто содержат мелкие

трещины, через которые может протекать переменный ток и измеренное значение критического тока в этом случае не соответствует действительному, соответствующему протеканию постоянного, транспортного тока

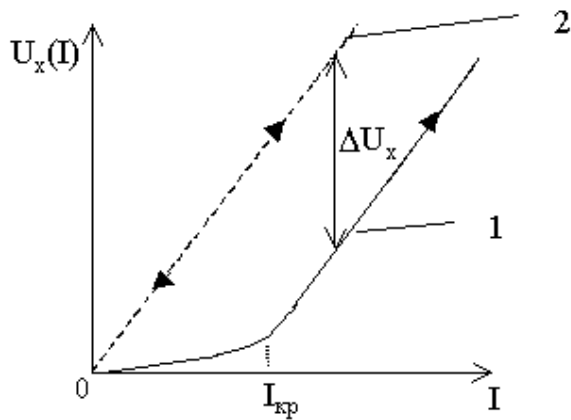


Рис. 2. ВАХ измерительной ячейки:
1 - для соленоида с ВТСП-кольцом,
2 - для соленоида в отсутствии ВТСП-кольца,
 U_x – напряжение датчика Холла
 I – ток соленоида

В данной работе рассматривается бесконтактный метод измерения плотности критического тока, позволяющий избежать вышеперечисленные недостатки.

Для проведения исследований была разработана измерительная ячейка, которая представляет собой тонкостенный соленоид и датчик Холла, размещенный внутри соленоида (рис.1). Образец в форме кольца надевается на соленоид и устанавливается в одной плоскости с датчиком Холла. По соленоиду пропускается постоянный ток, создающий магнитное поле, которое возбуждает в ВТСП-кольце экранирующий ток. Устанавливается зависимость $U_x(I)$ (рис.2), по которой определяется величина критического тока, прямо

пропорциональная ΔU_x . Для расширения диапазона измеряемой плотности критического тока измерительная ячейка дополняется магнитомягким сердечником. С целью уменьшения времени обработки полученных экспериментальных данных была разработана методика с применением калибровочных колец, благодаря которой процесс измерения неизвестных образцов занимает от 1 до 3 минут.

Для ВТСП с большими значениями j_c (5000- 200000 А/см²) применяются многослойные соленоиды, магнитные сердечники с большими μ и B_s , учитывается нелинейность ВАХ измерительной ячейки, вследствие нелинейности кривой намагничивания сердечника.

Влияние режимов отжига на эффект Холла в монокристаллических пленках $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$

Ташлыков Алексей Олегович

А. И. Пономарев*, А. Н. Игнатенков*, Т. Б. Чарикова*, А. О. Ташлыков*, Л. Д. Сабирзянова*, Г. И. Харус*, Н. Г. Шелушинина*, А. А. Иванов**

* Институт Физики Металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

** Московский Государственный Инженерно – Физический Институт (технический университет)

Чарикова Татьяна Борисовна, к.ф.-м.н Игнатенков Андрей Николаевич, к.ф.-м.н lesha@ekat.ru

С целью изучения влияния нестехиометрических кислородных дефектов были исследованы температурные зависимости сопротивления в плёнках $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с различным содержанием кислорода в температурном интервале 4.2-300 К и эффект Холла при температуре $T=77$ К и в постоянном магнитном поле $H=0.5$ Т. Было

исследовано 14 монокристаллических плёнок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ (толщина $d=2500\text{\AA}$), выращенных методом импульсного лазерного напыления [1]. Были синтезированы четыре серии образцов с содержанием церия $x=0.12$; 0.15 ; 0.17 ; 0.20 . Образцы каждой серии были подвергнуты термообработке (отжигу) при разных условиях для получения образцов с разным содержанием нестехиометрического кислорода. Для нескольких плёнок с содержанием церия $x=0.12$ была получена зависимость коэффициента Холла от температуры в диапазоне температур ($77 - 300$) К.

Было обнаружено, что для всех серий образцов с фиксированным содержанием церия увеличение содержания кислорода приводит к существенному (на один – два порядка) росту сопротивления во всей области температур вплоть до комнатной, что соответствует росту степени беспорядка в системе. Для всех образцов, отожженных в вакууме (30 мин, 780 C^0 , $P=10^{-2}$ мм.рт.ст.), наблюдался положительный температурный коэффициент сопротивления в нормальной фазе с преимущественно квадратичной по T зависимостью $\rho(T)$. В образцах, отожженных в воздухе (60 мин, 700 C^0 , $P=1\text{ атм.}$) температурная зависимость сопротивления имела отрицательный температурный коэффициент ($d\rho/dT < 0$) и соответствовала активационному закону изменения сопротивления с температурой. Для неотожженных образцов и образцов отожженных на воздухе ситуация следующая: наблюдается "металлическое" поведение $\rho(T)$ при $T > (50 - 100)$ К и логарифмический рост сопротивления с уменьшением температуры ($T < 50$ К), что может быть связано с эффектами слабой локализации.

В результате измерения эффекта Холла при фиксированной температуре ($T = 77\text{ К}$) было установлено, что оставаясь отрицательным, коэффициент Холла в оптимально отожженном образце с $x=0.17$ на порядок меньше по величине по сравнению с образцом с $x=0.15$ и почти на два порядка меньше по сравнению с образцом с содержанием церия $x=0.12$, что, по видимому, свидетельствует о появлении второго типа носителей – дырок, концентрация которых существенно зависит от режима отжига. (Рис. 1) У образцов с $x=0.2$ коэффициент Холла имел положительную величину, здесь преобладающий вклад в проводимость вносят дырки.

В результате расчета подвижности и концентрации носителей для серии образцов с содержанием церия $x=0.12$ и $x=0.15$ получено следующее: концентрация носителей слабо меняется при отжиге образцов, однако подвижность носителей изменяется существенно. Самую большую подвижность носителей имели образцы, отожженные в вакууме, меньшую подвижность имели неотожженные образцы, и самая маленькая подвижность у образцов, отожженных на воздухе. Таким образом, было установлено, что увеличение концентрации нестехиометрических кислородных дефектов приводит к уменьшению подвижности и длины свободного пробега носителей, что в свою очередь ведет к увеличению сопротивления.

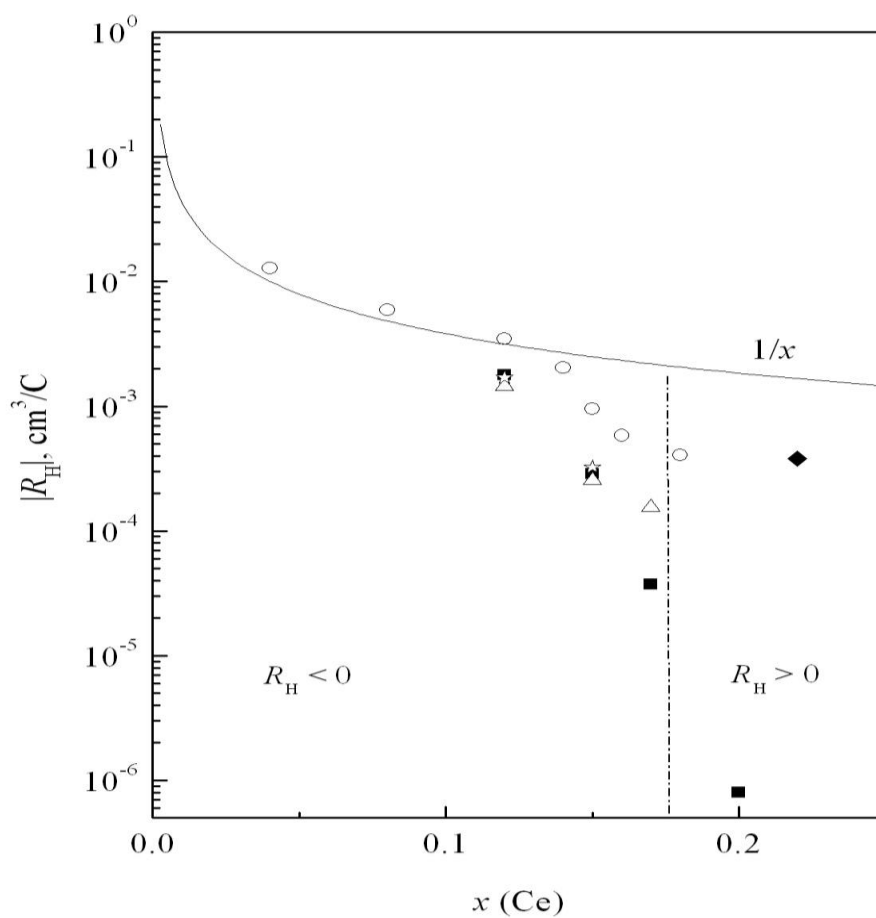


Рис. 1. Зависимость R_H от содержания Ce

Работа выполнена при поддержке Госконтракта № 40.012.1.1.1146 (Договор № 15/02) и грантов 6-го конкурса молодых ученых РАН (№ 64).

Список публикаций:

[1] A.A. Ivanov, S.G. Galkin, A.V. Kuznetsov, et al, *Physica C* 180 (1991) 69.

Сила левитации ВТСП висмутовых керамик низкой плотности в сравнении с редкоземельными соединениями

Тетюева Татьяна Николаевна

Институт физики СО РАН

Петров Михаил Иванович, к.ф.-м.н.

smp@iph.krasn.ru

Наибольшая сила левитации достигается в ВТСП однозеренных и монокристаллических образцах со структурой 1-2-3 [1]. В данной работе показано, что сверхпроводники на основе висмута с макроструктурой пены имеют практически такую же силу левитации при взаимодействии с постоянным магнитом, что и иттриевая керамика. Эксперимент проводился при следующих условиях а) постоянный магнит Nd-Fe-B с параметрами $d = 9\text{ мм}$, $h = 6\text{ мм}$, $m = 2,97\text{ г}$, б) YBCO образцы $d = 22\text{ мм}$, $h = 6\text{ мм}$, в) температура измерения 77К. Зависимость силы от расстояния между ВТСП и постоянным магнитом показана на рис.1,2.

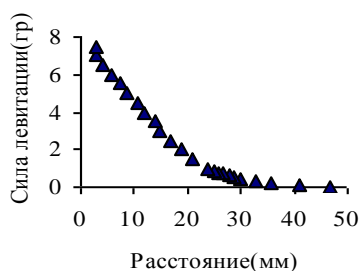


Рис.1. Зависимость силы левитации от расстояния для YBCO

Для BSCCO условия эксперимента были аналогичными. В результате специальной термообработки объем первоначальной таблетки соединения $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ увеличился в 1,6 раза. Такая термообработка позволила получить пенообразную структуру. Экспериментальные результаты

обрабатывались по формуле:

$$F(x) = a \exp(-kx)$$

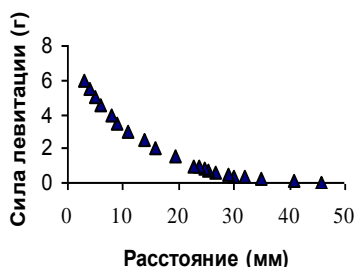


Рис.2. Зависимость силы левитации от расстояния для BSCCO

Наилучшая подгонка достигнута при значениях $k(\text{YBCO}) = 0,13$, $k(\text{BSCCO}) = 0,11$.

Таким образом полученные результаты говорят о перспективности использования вспененной Bi керамики в качестве активного элемента левитатора.

Работа выполнена при поддержке совместной программы КФН и РФФИ “Енисей”, грант № 02-02-97711, а также СО РАН в рамках лаврентьевского конкурса молодёжных проектов 2002 г.

Список публикаций:

[1].In-Gann Chen и др., *Chinese Journal of Phys.*, V.36, 420 (1998).

Сравнение методов измерения удельного сопротивления анизотропных монокристаллов.

Хрустов Антон Владимирович

Уральский Государственный университет

Чарикова Татьяна Борисовна, к.ф.-м.н.

Khrustov@imp.uran.ru

Исследование электрического сопротивления анизотропных кристаллов ВТСП представляет большой интерес для выяснения механизма сверхпроводимости и вместе с тем является основным способом их диагностики. При измерении сопротивления монокристаллов результаты зависят не только от качества исследуемых образцов, но и от взаимного расположения токовых и потенциальных контактов и их размеров.

Были исследованы температурные зависимости сопротивления ρ_c (вдоль оси c кристалла) и ρ_{ab} (в плоскости CuO_2) анизотропных монокристаллов высокотемпературного сверхпроводника $\text{Nd}_{1.8}\text{Ce}_{0.2}\text{CuO}_4$ и пракисталла Nd_2CuO_4 в интервале температур (77 - 300) К. Измерения были проведены методом Зеемана-Ищенко [1] и предложенным нами методом прямого измерения удельного сопротивления [2]. Были рассчитаны и построены температурные зависимости ρ_c и ρ_{ab} в рамках метода Зеемана-Ищенко. В результате сравнения измерений двумя методами было получено, что метод Зеемана-Ищенко имеет ряд ограничений:

1. В случае диэлектрического кристалла (Nd_2CuO_4) получение величины ρ_c затруднено.
2. В случае анизотропного кристалла с металлической проводимостью ($\text{Nd}_{1.8}\text{Ce}_{0.2}\text{CuO}_4$) затруднено измерение ρ_{ab} .

Метод прямого измерения удельного сопротивления, предложенный нами, не имеет таких ограничений и применим для измерения ρ_c и ρ_{ab} (и коэффициента анизотропии ρ_c/ρ_{ab}) в широком интервале температур.

Представлены, измеренные нашим методом, температурные зависимости удельного сопротивления $\rho_c(T)$, $\rho_{ab}(T)$, $\rho_c/\rho_{ab}(T)$ монокристаллов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с $x = 0.035; 0.1; 0.121; 0.129; 0.17; 0.2$.

Список публикаций:

[1] G. Saemann-Ischenko, R. Busch, et al., *Resistive Measurement with Flux Transformer Geometry on $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ and $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Single Crystals in the Mixed State*. 6th Trilateral Russia – Germany – Ukrainian Seminar on HTSC, Dubna, (1993).

[2] Т. Б. Чарикова, А. И. Пономарев, А. Н. Игнатенков, *Влияние беспорядка на транспортные свойства высокотемпературного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$* ЖЭТФ, т. 119, вып. 6, (2001), с. 1250-1256.