

6-Физика низких температур, сверхпроводимость

Белоглазов Александр Евгеньевич, 3 курс

Новосибирский Государственный Университет, физический

Релаксационные процессы в окрестности структурного фазового перехода в кислородной подсистеме в образцах ВТСП фазы Bi-2223 различной плотности.

Научный руководитель: Романенко Анатолий Иванович, д. ф.-м. н, Ведущий научный сотрудник, Институт неорганической химии

Адрес: Новосибирск, ул. Пирогова, 18

E-Mail: seth@ngs.ru стр. 415

Бессараб Павел Федорович, 2 курс

Калининградский Государственный Университет, физический

Сверхпроводники с d- спариванием: движение доменных границ и осцилляции сверхтока

Научный руководитель: А. В. Радиевский, к. ф.-м. н, с. н. с., ЗО ИЗМИРАН

Адрес: 236000, г.Калининград, Ленинский проспект, д.8, кв.7

Телефон: (0112)43-00-51

E-Mail: pcizmiran@gazinter.net стр. 417

Буряков Тимофей Игоревич, 3 курс

Новосибирский Государственный Университет, физический

Структурный фазовый переход в многослойных бромированных углеродных нанотрубках при температуре 470 К.

Научный руководитель: Романенко Анатолий Иванович, д. ф.-м. н, вед. науч. сотрудник, Институт Неорганической Химии СО РАН

Адрес: г. Новосибирск ул. Героев труда д.33а кв.32 индекс 630055

E-Mail: factorial@gorodok.net стр. 419

Горбачев Роман Владиславович, 4 курс

Новосибирский Государственный Университет, физический

Электрофизические свойства углеродных нанотрубок, интеркалированных бромом

Научный руководитель: Романенко Анатолий Иванович, д. ф.-м. н, Ведущий научный сотрудник, Институт Неорганической Химии СО РАН

Адрес: г. Новосибирск 630090 ул. Пирогова 18 к. 401

E-Mail: eel@ngs.ru стр. 421

Ильевский Артем Анатольевич, аспирант

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, наук о материалах

О глубоких уровнях с малой величиной термоактивационного барьера вблизи гетерограницы GaAs/AlGaAs

Научный руководитель: Минина Наталья Яковлевна, д. ф.-м. н, профессор, МГУ, КФНТ

Адрес: 119992, г. Москва, Ленинские горы, МГУ, физический, КФНТиСП, криогенный корпус

Телефон: (095)939-39-41

E-Mail: min@mig.phys.msu.ru стр. 423

Коноваленко Константин Борисович, аспирант

Омский государственный университет, физический

Туннельные ВАХ междоменных границ ВТСП YBCO пленок

Научный руководитель: Югай Климентий Николаевич, д. ф.-м. н, заведующий кафедрой общей физики,

Омский государственный университет

Адрес: 644077, Омск, проспект Мира, 55-а

E-Mail: konovalenko@list.ru стр. 425

Минкин Александр Владимирович, аспирант

Казанский Государственный Университет, Физфак

Форма линии магнитного резонанса в анизотропных сверхпроводниках с некоррелированным случайным расположением вихрей Абрикосова.

Адрес: 420073 г. Казань, ул. А. Кутуя, д. 2/17, ком. 362
E-Mail: Alexander.Minkin@ksu.ru стр. 427

Ткачев Евгений Николаевич, 3 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Влияние механического измельчения на электрофизические и магнитные свойства многослойных углеродных нанотруб

Научный руководитель: Романенко Анатолий Иванович, д. ф.-м. н, ведущий научный сотрудник,
Институт Неорганической Химии СО РАН
Адрес: Новосибирская обл., Новосибирский район, п. Краснообск, д. 212, кв. 22 630501
E-Mail: b@ngs.ru стр. 429

Релаксационные процессы в окрестности структурного фазового перехода в кислородной подсистеме в образцах ВТСП фазы Bi-2223 различной плотности.

Белоглазов Александр Евгеньевич

Новосибирский Государственный Университет

Романенко Анатолий Иванович, д.ф.-м.н.

seth@ngs.ru

Характерной особенностью высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является наличие в их кристаллической решетке мобильной кислородной подсистемы. В области температур 400 – 600 К в них наблюдается структурный фазовый переход, связанный с перераспределением кислорода в кислородной подсистеме, что приводит к изменению значений удельного электросопротивления ρ , температуры сверхпроводящего перехода T_c и концентрации носителей тока n . При этом существует зависимость изменения T_c от допированности образца носителями тока. (График зависимости температуры сверхпроводящего перехода T_c от концентрации носителей n выглядит куполообразно, причем вершина «купола» соответствует оптимальной допированности образца).

ВТСП поликристаллы состоят из кристаллитов (сверхпроводящих гранул) и межгранульных контактов, причем наличие дефектов в кристаллитах приводит к подавлению структурного фазового перехода. Соответственно в образцах с более качественными кристаллитами такой переход должен быть более ярко выражен.

В данной работе были исследованы температурные зависимости удельного электросопротивления $\rho(T)$ образцов $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (фаза Bi-2223) - плотных и пониженной плотности (со структурой пены).

Плотный образец был синтезирован в группе В.С. Кравченко в Институте Неорганической Химии СО РАН в г. Новосибирске, образец пониженной плотности – в Институте Физики СО РАН в г. Красноярске в лаборатории М.И. Петрова. В образце пониженной плотности наличие пустот в поликристалле привело к

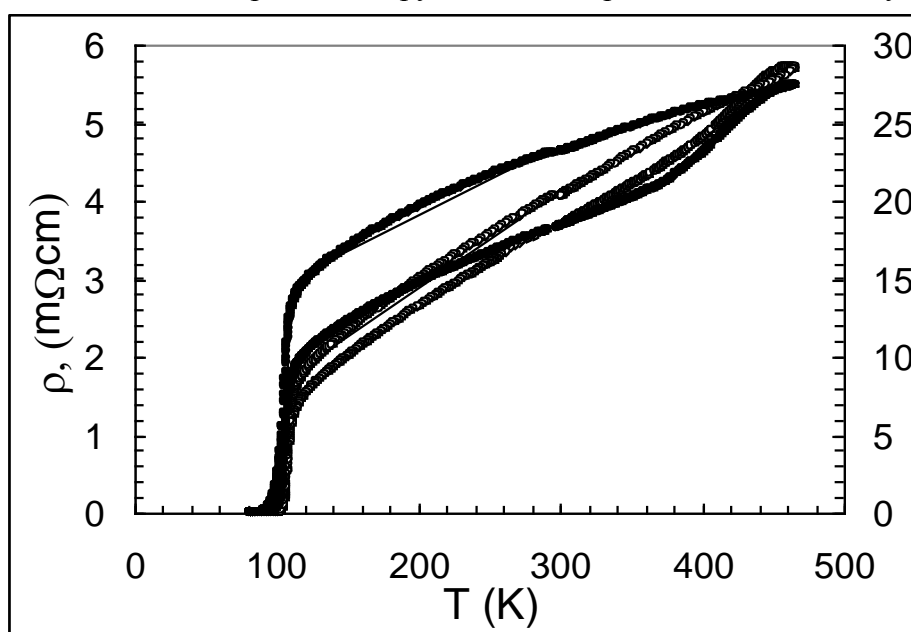


Рис. 1

увеличению объема материала в процессе его роста. Избыточное давление углекислого газа при синтезе также способствовало увеличению объема образца. В результате, плотность материала составила 0.38 от теоретической для $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$.

Целью данной работы являлась проверка предположения о более высоком качестве кристаллитов в образцах ВТСП фазы Bi-2223 пониженной плотности, чем в плотных.

Электрофизические исследования проводились в интервале температур 80 – 600 К. Измерения удельного электросопротивления проводились при помощи 4-контактной схемы. Размеры образцов составляли $\sim 1 \times 1 \times 10$ мм. Подводящие контакты крепились к образцам с помощью серебряной пасты.

Охлаждение образцов происходило в специальной вставке в сосуде Дьюара, нагрев – в специальном нагревателе, работающем в диапазоне температур от комнатной до 1100 К. Температура ниже комнатной измерялась с помощью серийного термометра сопротивления RhFe, а выше – с помощью платинового термометра сопротивления.

В окрестности температур 400 – 600 К наблюдался максимум электросопротивления при $T_{max} \sim 450$ К (см. Рис. 1), связанный со структурным фазовым переходом в кислородной подсистеме. Для образца с пониженной плотностью этот максимум более ярко выражен.

На графике полыми точками изображена зависимость $\rho(T)$ для образца нормальной плотности, сплошными – для образца пониженной плотности; по оси слева – для образца нормальной плотности, справа – для образца пониженной плотности.

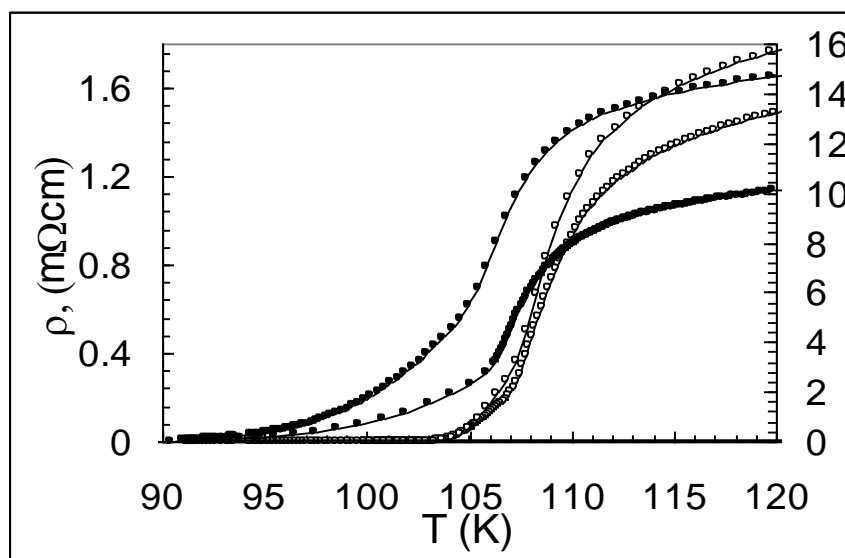


Рис. 2

При охлаждении образцов после достижения температуры максимума удельного электросопротивления, уменьшение T_c для образца пониженной плотности оказалось больше, чем у плотного образца (см. Рис. 2), что говорит о неоптимальной допированности «вспученного» образца.

Структурный фазовый переход у образца пониженной плотности более ярко выражен, из чего можно сделать вывод о более высоком качестве кристаллитов в нем.

Работа поддержана грантом Минобразования РФ по фундаментальным исследованиям в области естественных наук № E02-3.4-57.

Сверхпроводники с d - спариванием: движение доменных границ и осцилляции сверхтока

Бессараб Павел Федорович

Калининградский Государственный Университет

Радиевский Александр Викторович, к.ф.-м.н.

pcizmiran@gazinter.net

В рамках зависящей от времени модели Гинзбурга- Ландау рассмотрено поведение в магнитном поле вихревых структур и доменных стенок (ДС) в сверхпроводниках с многокомпонентным параметром порядка (d - спаривание). Исследуемый функционал Гинзбурга- Ландау (ГЛ) для сверхпроводников с d -спариванием имеет вид [1]:

$$H = \frac{1}{2} \cdot \int dV \{ a \eta \eta^* + \frac{\beta_1}{2} (\eta \eta^*)^2 + \frac{\beta_2}{2} |\eta \eta|^2 + \beta_3 (|\eta_x|^4 + |\eta_y|^4) + K_1 D_i^* \eta_j^* D_i \eta_j + K_2 D_i^* \eta_i^* D_j \eta_j + K_3 D_i^* \eta_j^* D_j \eta_i + K_4 D_z^* \eta_j^* D_z \eta_j + \gamma (rot A)^2 \} \quad (1)$$

где $D_i = \nabla_i - i g A_i$, $i = x, y$; \mathbf{A} - вектор потенциал; $\boldsymbol{\eta} = \{ \eta_x, \eta_y \}$ - параметр порядка.

В присутствии медленно изменяющегося со временем внешнего магнитного поля динамика рассматриваемого сверхпроводника может быть описана на основе уравнений

$$\frac{\partial \eta_j}{\partial t} = \{ \Delta \eta_j - (-1)^j (2A \nabla \eta_k + \eta_k \nabla A) - \eta_j [A^2 - 1 + S] + b_2 M \frac{\partial M}{\partial \eta_j} + b_3 L \frac{\partial L}{\partial \eta_j} \} + \gamma \eta (-1)^j \{ j \Rightarrow k \}; \quad (j=1, \dots, 4, k = j - (-1)^j), \quad (2)$$

$$g_A^{-1} \frac{\partial A}{\partial t} = -rot(rot A) + \frac{1}{k^2} \{ [\eta_1 \nabla \eta_2 - \eta_2 \nabla \eta_1] + [\eta_3 \nabla \eta_4 - \eta_4 \nabla \eta_3] - AS \};$$

Для определенности, будем рассматривать фазу $\boldsymbol{\eta} = (1, i)$. В [1] были найдены физические свойства ДС. Внутри ДС, на ширине порядка Δ , параметр порядка по абсолютной величине значительно меньше, чем в основном массиве сверхпроводника и достигает минимума в центре ДС, равного $(1 - b_2/2)S_0$ от равновесного значения S_0 . Формально, при гипотетическом выборе $b_2 \rightarrow 2$ (т.е. на границе устойчивости функционала ГЛ (1)), параметр порядка внутри ДС стремится к нулю и в этом предельном случае мы получаем своеобразный SNS контакт. В задачах, представляющих практический интерес, феноменологическая константа b_2 имеет некоторое промежуточное значение $0 < b_2 < 2$. ДС представляют собой слабую связь и, следовательно, могут сильно изменять поведение сверхпроводника в токовом состоянии. Для демонстрации джозефсоновских свойств ДС рассмотрим простейшую модель СКВИДА на d - сверхпроводнике.

Для численного интегрирования системы уравнений (2), так же как и в [1, 2], использовались конечно- разностные явные схемы.

Начальные условия для параметра порядка $\eta_i(x, y)|_{t=0}$ задавались таким образом, что обеспечивали образование доменной стенки вдоль диаметра кольца.

При включении внешнего однородного поля, в образец на глубину порядка λ начинает проникать магнитный поток Φ , возникают экранирующие сверхпроводящие токи. Последние, за счет Холловской составляющей увлекают за собой внешние концы ДС. ДС начинает медленно двигаться (рис.1).

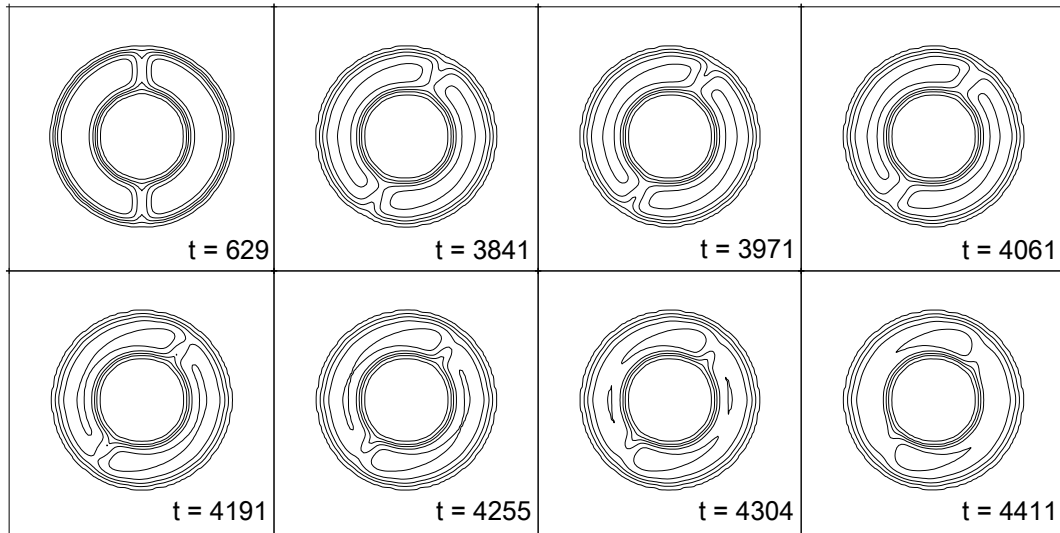


рис.1

При нарастании величины поля, при некотором значении поля $H < H_{c1}$, магнитный поток начинает проникать в ДС образца (которая является слабой связью) в виде вихрей с одним квантом Φ_0 . Одноквантовые вихри входят в ДС парами (одновременно), по одному на каждом из концов ДС. В момент вхождения вихрей скорость движения ДС возрастает, а затем снова стабилизируется до момента вхождения новой пары вихрей. Вихри, зайдя в ДС, перемещаются во внутрь кольца. Весь этот процесс сопровождается осцилляциями сверхтока J_s (рис.2).

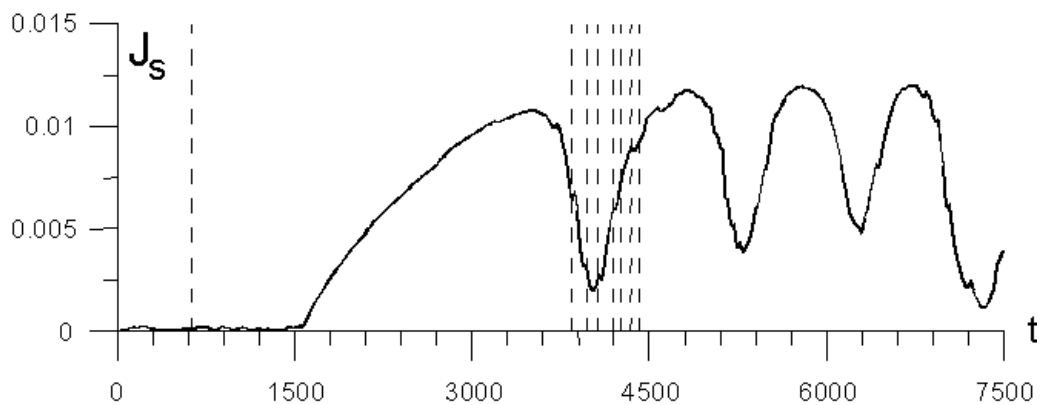


рис.2

Таким образом, разработанные численные методы пригодны для моделирования динамического поведения сложных систем в магнитных полях.

Список публикаций:

- [1]. А.С. Зельцер, А.В. Радиевский, А.Е. Филиппов, *ЖЭТФ* **112**, 1351 (1997).
 [2]. А.Е. Филиппов, А.В. Радиевский, А.С. Зельцер, *Phys. Rev. B*, (1996).

Структурный фазовый переход в многослойных бромированных углеродных нанотрубках при температуре 470 К.

Буряков Тимофей Игоревич

Новосибирский Государственный Университет

Романенко Анатолий Иванович д.ф.-м.н.

factorial@gorodok.net

В последнее время появился большой интерес к исследованию наноструктур на основе углерода, это связано с тем, что они обладают целым рядом интересных электрофизических свойств. В частности некоторые авторы наблюдали изменение электрофизических свойств углеродных наноструктур при температуре 400 К, что они связывают с возможным сверхпроводящим переходом в них. Объектом исследования данной работы являлись бромированные многослойные углеродные нанотрубки. Нанотрубки - протяженные цилиндрические структуры, диаметром от одного до нескольких нанометров, длиной несколько микрон, состоящих из нескольких свернутых в трубку гексагональных графеновых слоев. Целью исследования являлось измерение электрофизических свойств бромированных многослойных углеродных нанотрубок. Были измерены зависимость удельного электросопротивления от температуры и эффект Холла при температуре 4.2 К. Данные зависимости позволяют получить информацию о концентрации носителей, дефектности и неоднородности образца. В процессе исследования происходило поэтапное удаление брома из образца, что приводило к изменению электрофизических свойств многослойных нанотрубок. Результаты, приведенные в этом докладе, показывают существование структурного фазового перехода в окрестности 470 К.

Образец для измерения был изготовлен в ИНХ СО РАН в группе В. А. Окотруба электродуговым методом. Бромирование производилось в ИНХ СО РАН Н.Ф. Юдановым в парах Br_2 в течение 7 дней при комнатной температуре. Исследование образцов проводилось восьмиконтактным методом с помощью системного вольтметра типа Solartron. Для проверки воспроизводимости данных, измерения удельного сопротивления бромированного образца производились с двух сторон объекта, эффект

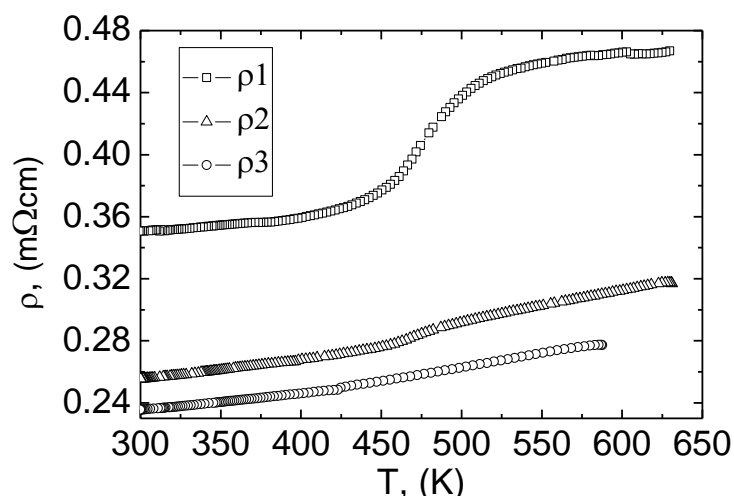


Рис.1. Зависимость удельного электросопротивления от температуры.

Холла снимался в трех местах, равномерно распределенных по длине образца одновременно с измерением магнитосопротивления при температуре 4.2 К. Размеры исследуемого образца: ширина 0.17 см, толщина 0.02 см, расстояние между потенциальными контактами 0.23 см. Измерение температуры проводилось: в интервале температур 4.2 – 300 К - железо-родиевым термометром сопротивления, от 300 до 650 К - платиновым

термометром сопротивления. Магнитное поле величиной 0 – 12000 Э создавалось сверхпроводящим соленоидом.

В бромированных нанотрубках основной вклад в константу Холла вносит дырочная проводимость, которая в 8 раз выше, чем электронная [1]. Известно, что, зная константу Холла, можно вычислить изменение концентрации носителей в образце. Удаляя бром из образца, мы уменьшаем концентрацию дырок, что приводит к увеличению удельного сопротивления образца и, соответственно, к увеличению константы Холла, но прямой зависимости между ними нет. Это связано с тем, что у электронов и дырок разная подвижность и, следовательно, разная эффективная масса. Поэтому концентрация носителей входит в удельное электросопротивление с коэффициентами, учитывающими эффективную массу. Таким образом, мы можем посмотреть исключительно тенденцию - удаляя бром из образца, мы повышаем удельное электросопротивление образца, что показано на (Рис. 1), и увеличивается константа Холла. На графике кривая ρ_3 соответствует зависимости удельного сопротивления от температуры до дебромирования, кривой ρ_2 соответствует та же зависимость после первого дебромирования, а ρ_1 соответствует зависимости после второго дебромирования. Константа Холла после первого прогрева возросла в 2.3 раза, после второго прогрева в 3 раза, по отношению к начальному значению константы Холла.

Как можно видеть из данных (Рис. 1), в области 470 К наблюдается аномалия роста удельного электросопротивления. При нагреве образца данный эффект не наблюдался. Была выдвинута гипотеза, объясняющая данное явление. При нагреве бром начинает диффундировать в образце, и часть его удаляется из образца.

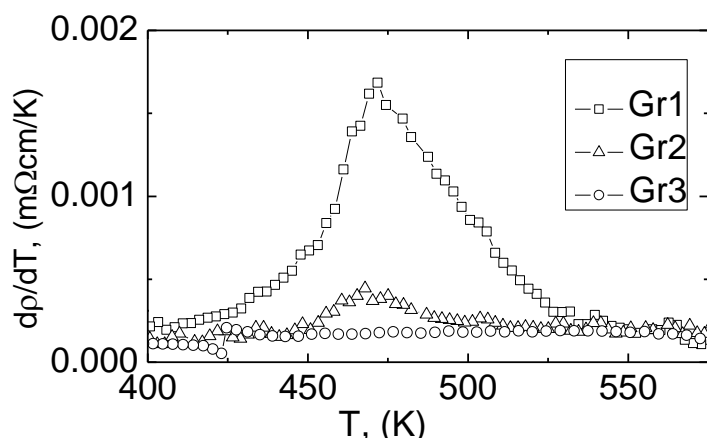


Рис.2. Зависимость производной удельного электросопротивления от температуры.

При охлаждении бром перераспределяется по образцу, что и соответствует структурному фазовому переходу. Температуру фазового перехода можно вычислить по максимуму производной от удельного сопротивления по температуре, результат представлен на (Рис. 2), где Gr3 результаты, полученные до дебромирования образца, Gr2 результаты, полученные после первого дебромирования, и

соответственно Gr1 результаты полученные после второго дебромирования.

Из графика видно, что температура фазового перехода ~ 470 К. Размер пика увеличивается в процессе дебромирования, это связано с тем, что перегиб (Рис.1) соответствующий фазовому переходу становится более явным.

Полученные данные позволяют сделать вывод, что при изменении концентрации брома в образце изменяется удельное электросопротивление образца, и при

температуре ~ 470 К в образце наблюдается аномалия, которая на основе выдвинутой теории является структурным фазовым переходом.

Работа поддержана грантом Минобразования РФ по фундаментальным исследованиям в области естественных наук №Е02-3.4-57.

Список публикаций:

[1] Романенко, О.Б. Анисеева, А.В. Окотруб, Л.Г. Булушева, Н.Ф. Юданов, С. Dong, Y. Ni. // ФТТ, 2002, т.44, вып.4, с. 634-637.

Электрофизические свойства многослойных углеродных нанотрубок, интеркалированных бромом.

Горбачев Роман Владиславович

Новосибирский Государственный Университет

Романенко Анатолий Иванович, д.ф.-м.н.

blizz@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.

Наиболее широко распространенный метод получения углеродных нанотрубок основан на термическом распылении графитового электрода в плазме дугового разряда, в атмосфере He. Этот метод, лежащий также в основе наиболее эффективной технологии производства фуллеренов, позволяет также получать нанотрубки в количестве, достаточном для детального исследования их физико-химических свойств. В данной работе твердые экспериментальные образцы состояли из сросшихся при синтезе труб характерного диаметра ~ 100 Å. Процесс интеркаляции происходил в растворе брома, при температуре ~ 30 °С. Для выравнивания профиля объемного содержания Br образцы помещались в герметичные ампулы и выдерживались продолжительное время (до года). Изображения, полученные с помощью электронного микроскопа, свидетельствуют о процентном содержании нанотрубок в образцах более 80%. Однако, вследствие протяженной структуры труб, основные механизмы проводимости определяются свойствами самих труб, т.е. вклад аморфных фаз в проводимость незначителен. Измерения магнитосопротивления и холловской ЭДС проводились при температуре 4.2 К в интервале магнитных полей до 12 кГс.

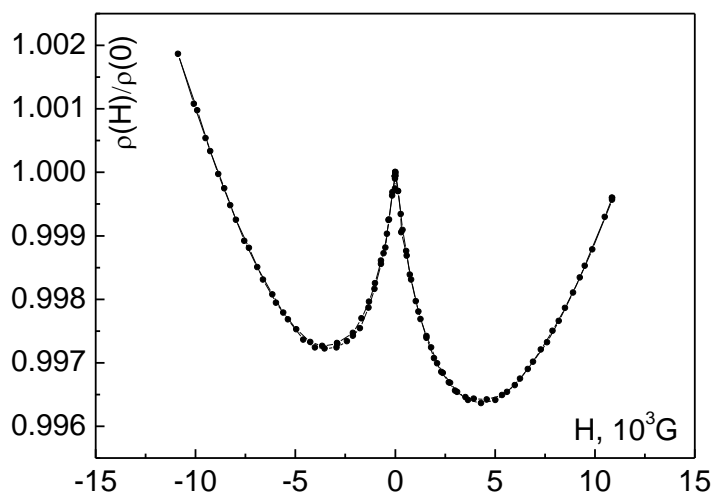
При помещении проводника с током в поперечное магнитное поле, на боковых гранях возникает ЭДС. Этот эффект носит название эффекта Холла. Величина эффекта обратно пропорциональна концентрации носителей тока, поэтому наблюдение в полупроводниках и полуметаллах не составляет трудности при полях ~ 1 Тл, в то время как в металлах подобные измерения затруднены. Поскольку преобладающим типом носителей в нанотрубках являются дырки, а измеряемые образцы дополнительно интеркалированы акцепторными примесями брома, можно пренебречь электронным вкладом в процесс переноса заряда. Тогда непосредственное выражение для напряжения Холла линейно по полю и имеет вид:

$$V_H = RHl / d, \text{ где } R = 1/ne - \text{константа Холла, } n - \text{концентрация дырок.} \quad (1)$$

Наряду с эффектом Холла в присутствии магнитного поля появляются дополнительные вклады в электросопротивление. “Классическая” добавка связана со спецификой движения носителей в присутствии поля под воздействием силы Лоренца и проявляется при перпендикулярном направлении поля и тока. В случае поликристалла графита эта добавка имеет положительный знак, и квадратичный характер по полю при полях менее 100 Гс. При больших полях она по-прежнему положительна, но линейна по полю.

В углеродных нанотрубках картина несколько иная. На (рис.1) показана характерная зависимость магнетосопротивления углеродных многослойных бромированных нанотрубок от поля. В области полей 0 – 400 Гс. сопротивление понижается, что, вероятно, связано с эффектом слабой локализации. Этот эффект объясняется квантовой природой носителей тока, а именно интерференцией их волновых функций. Следует отметить, что эффекты локализации характерны для систем с большим количеством дефектов. Однако в области полей 400 – 12000 Гс все же доминирует «классический» магнитный вклад – сопротивление вновь растет.

По своей природе описанные механизмы магнетосопротивления должны иметь симметричный вид относительно нуля. Наблюдаемая несимметрия легко устраняется удалением линейной по полю части зависимости. Линейный вклад, вероятно, связан с примешиванием эффекта Холла в магнетосопротивление. С другой стороны, в данной геометрии холловский ток течет между поперечными гранями, поэтому природа примешивания его в продольную компоненту не очевидна. Возможным объяснением является неоднородность образца и сложная форма линий тока.



При повышении температуры начинается выход брома из образца. Процесс дебромирования сопровождается ростом сопротивления вследствие уменьшения концентрации носителей. Была проведена серия измерений магнетосопротивления и эффекта Холла, разделенных прогревом образца до 600 К. По результатам измерений эффекта Холла вычислена концентрация носителей, что, фактически, дало возможность наблюдать зависимость кривых магнетосопротивления от концентрации носителей. Выяснилось, что симметризованные зависимости $\rho(H)$ в приведенных координатах $\rho(H)/\rho(0)$ совпадают с измерительной точностью при разных концентрациях носителей. Наклон линейной части, аналогично холловской ЭДС, обратно пропорционален концентрации, что дает основания утверждать о примешивании “уу” компоненты тензора проводимости к его “хх” компоненте.

Также после каждого прогрева проводились измерения $\rho(T)$ от комнатных до гелиевых температур. Как отмечено ранее, удельное сопротивление повышается с

уменьшением содержания брома. Однако характер зависимости имеет явно неметаллический вид, т.к. начиная с температур ~ 25 К сопротивление начинает расти и в некоторых случаях достигает комнатного значения при $T = 4.2$ К. Кажущееся противоречие связано с тем, что в графитовых структурах энергия Ферми мала (~ 0.025 Эв), вследствие чего тепловое размытие касается не только ферми-поверхности, но и более низкоэнергитических состояний. Действующее в классической теории металлов предположение о постоянстве плотности состояний более не справедливо, т.к. при различной глубине теплового размытия эффективная концентрация носителей различна.

Работа поддержана грантом Минобразования РФ по фундаментальным исследованиям в области естественных наук № E02-3.4-57.

О глубоких уровнях с малой величиной термоактивационного барьера вблизи гетерограницы GaAs/AlGaAs

Ильевский Артем Анатольевич

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Минина Наталья Яковлевна, д.ф.-м.н.

min@mig.phys.msu.ru

Известно, что задержанная фотопроводимость (ЗФП) в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ n-типа, также как и в гетероструктурах n-GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при $x > 0.22$ обусловлена наличием глубоких донорных уровней (так называемых DX-центров), образованных в материале $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ легирующей примесью [1]. Ранее в гетероструктурах p-GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, легированных Be, явление ЗФП не наблюдалось. Однако освещение p-GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ красным светодиодом приводит к возникновению состояния отрицательной фотопроводимости (ОФП), которое может быть связано с наличием глубоких уровней, расположенных вблизи нормальной гетерограницы [2].

В данной работе явление ОФП наблюдалось и исследовалось в гетероструктурах p-типа двух видов: с одиночной GaAs/ $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ (S1) и двойной $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ (S2) гетерограницей. Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в направлении [001]. При температуре $T = 1.5$ К темновая концентрация 2D дырок в образце S1 составляла $n_H = 3.1 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$, подвижность $\mu = 7.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, а в образце S2 - $n_H = 2.7 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ и $\mu = 7.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, соответственно. Для освещения использовался светодиод с длиной волны 660 нм.

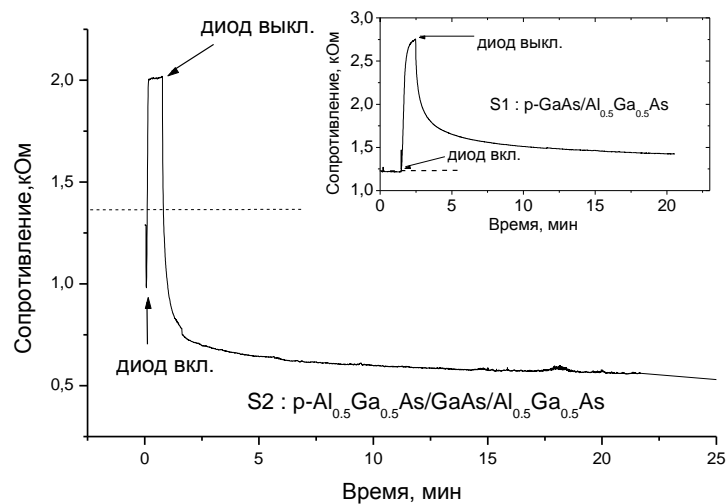


рис. 1

Как видно из рис. 1, освещение красным светодиодом образца S2, так же как и образца S1 (рис. 1, вставка), приводит к резкому увеличению сопротивления. После выключения освещения сопротивление начинает уменьшаться, однако, в случае образца S2 с двойной гетерограницей, оно не приходит в процессе релаксации к темновому значению, показанному на рис.1 пунктирной линией, а продолжает уменьшаться и система переходит в состояние положительной задержанной фотопроводимости, которое не наблюдается в структурах с одной гетерограницей. Такое поведение, вероятно, связано с наличием электронных ловушек, расположенных на инвертированной гетерогранице и захватывающих электроны при освещении [3].

Для образца S1 эффект ОФП имеет сильно выраженный термоактивационный характер: при понижении температуры сопротивление исследованных структур в темновом состоянии демонстрирует слабо выраженный металлический ход, который при освещении красным светодиодом меняется на термоактивационный. Однако для анализа эффекта более плодотворным оказалось изучение температурных зависимостей концентрации n двумерных (2D) дырок в квантовой яме. Данная зависимость обладает следующими особенностями (рис. 2б): она не так сильна, как ход сопротивления; при увеличении интенсивности освещения область перехода расширяется; и кривые в целом смещаются в область более высоких температур.

Помимо температурных зависимостей производились исследования релаксационных процессов, возникающих после выключения освещения. На рис. 2а приведены временные зависимости концентрации 2D дырок при различных значениях температуры. Видно, что темп релаксации увеличивается с ростом температуры.

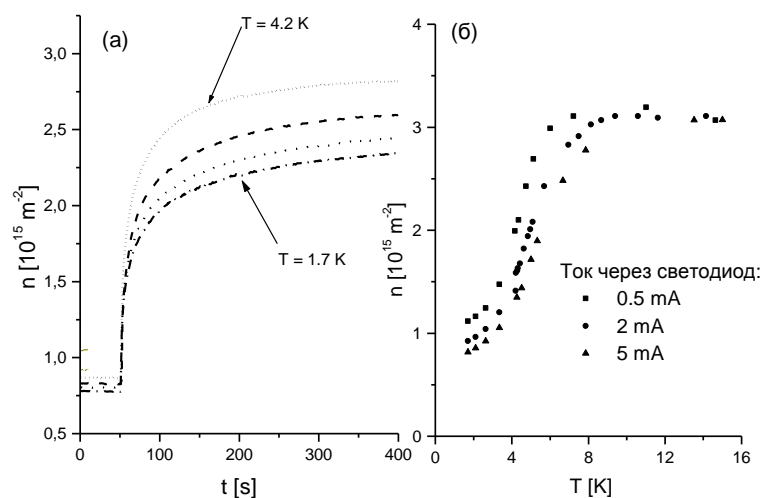


рис.2

Для объяснения явления ОФП использовано предположение о существовании донорных уровней, расположенных вблизи гетерограницы непосредственно под уровнем Ферми. Обнаруженный термоактивационный процесс удастся объяснить наличием барьера E_B между основным и возбужденным состояниями глубокого уровня. В рамках этой модели удастся количественно описать как температурные зависимости концентрации 2D дырок в освещенном состоянии, так и релаксационные зависимости концентрации 2D дырок при различных значениях температур и определить высоту барьера $E_B \sim 3 \text{ мэВ}$ относительно уровня Ферми.

Список публикаций:

- [1] P.M. Mooney, *J. Appl. Phys.* 67, R1 (1990)
- [2] M.J. Chou, D.C. Tsui, and G. Weimann, *Appl. Phys. Lett.* 47, 609 (1985)
- [3] P. Krispin, R. Hey and H. Kostial, *J. Appl. Phys.* 77, p.5773-5775(1995)

Туннельные ВАХ междоменных границ напряженных YBCO пленок

Коноваленко Константин Борисович

Омский государственный университет

Югай Климентий Николаевич, д. ф-м. н.

konovalenko@list.ru

Экспериментальные исследования ВТСП пленок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBaCuO) показали, что быстрое закаливание пленки после процесса напыления может приводить к снижению плотности критического тока пленки от 10^7 A/cm^2 до 10^2 A/cm^2 .

Снижение плотности критического тока обусловлено наш взгляд тем, что при быстром охлаждении пленка приобретает доменную структуру из-за различия кристаллической структуры подложки и пленки и их температурных коэффициентов линейного расширения. Граница между доменами напряжений представляет собой деформацию кристаллической решетки, в которой могут локализоваться электроны.

Иными словами, граница между доменами служит деформационной потенциальной ямой для электронов, причем достаточно глубокая яма будет содержать не один уровень, что приведет к локализации достаточно большого количества электронов.

В данной работе впервые был применен метод туннельной спектроскопии для нахождения точек с нарушенной кристаллической структурой. В качестве исследовательского прибора использовался сканирующий туннельный микроскоп (СТМ) СММ – 2000Т.

В эксперименте брали пленки YBaCuO толщиной 100 нм с известной плотностью критического тока размером 0,5×0,8 см, имеющие золотые контакты и слабую связь в виде мостика Дайема, и напыленные на монокристаллическую подложку LaAlO₃.

Благодаря тому, что СТМ обеспечивает возможность снятия вольтамперных характеристик (ВАХ) были произведены построчно измерения ВАХ в различных точках отсканированной области. Снимаемые ВАХ получались трех видов: металлического, полупроводникового характера, а также обладающие характерными максимумами. На *рис.1* изображена ВАХ с характерными максимумами.

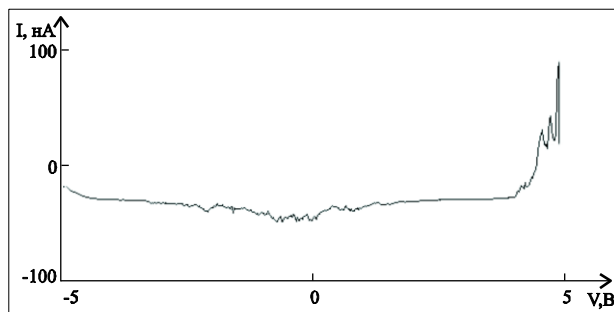


рис. 1

Из полученного графика (см. *рис.1*) видно, что ВАХ обладают характерными максимумами. Максимумы возникают при напряжении от 2 до 5 В, это существенно меньше энергии ионизации атомов, и позволяет говорить о том, что этот ВАХ соответствует деформационному потенциалу, т. е. междоменной границе.

Действительно, если туннельный контакт между потенциальной ямы с электронами и иглой записать с помощью следующего гамильтониана:

$$H = H_p + H_n + H_T, \quad (1)$$

где H_p и H_n – полные гамильтонианы соответственно потенциальной ямы и иглы, H_T – туннельный гамильтониан:

$$H_p = \sum_{k\sigma} \varepsilon_k a_{k\sigma}^+ a_{k\sigma}, \quad (2)$$

$$H_n = \sum_{m\sigma} \varepsilon_m b_{m\sigma}^+ b_{m\sigma}, \quad (3)$$

$$H_T = \sum_{km\sigma} [T_{km} a_{k\sigma}^+ b_{m\sigma} + T_{km}^* b_{m\sigma}^+ a_{k\sigma}], \quad (4)$$

то можно показать, что туннельный ток при наличии в яме всего двух уровней определится выражением:

$$I_{PN} = \frac{V}{R} \left(\frac{V_1}{V} \delta(eV - \varepsilon_1) + \frac{V_2}{V} \delta(eV - \varepsilon_2) \right). \quad (5)$$

То есть теоретические расчеты показывают, что туннельная ВАХ с деформационной потенциальной ямой с локализованными в ней электронами действительно обладает характерными максимумами, что соответствует нашему эксперименту.

По мнению авторов, наличие таких ВАХ указывает на то, что исследуемые пленки имеют именно доменную структуру, границы между которыми представляют малоуровневую потенциальную яму с локализованными в ней электронами. Подобные вольтамперные характеристики могут быть названы туннельными ВАХ междоменной границы.

Координаты точек с туннельной ВАХ междоменной границы были зафиксированы для каждой отсканированной области поверхности для пленок с различной плотностью критического тока (рис. 2).

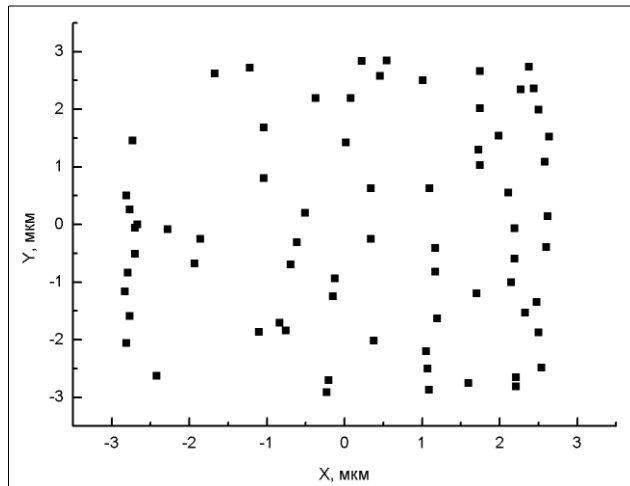


рис. 2

Если предположить, что данная точка соответствует границе между доменами, то можно оценить их размер, принимая за размер домена среднее расстояние между двумя ближайшими соседними точками. Проведенные расчеты показывают, что приблизительный размер доменов составляет 1 – 2,4 мкм.

Форма линии магнитного резонанса в анизотропных сверхпроводниках с некоррелированным случайным расположением вихрей Абрикосова.

Минкин Александр Владимирович

Царевский Сергей Леонидович

Казанский государственный университет

Царевский Сергей Леонидович, д.ф.-м.н

Alexander.Minkin@ksu.ru

Методы магнитного резонанса (ЯМР) широко используется для исследования свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). При интерпретации формы линии ЯМР необходимо учитывать следующие три важных обстоятельства: во-первых, однородную ширину линии, во-вторых, неоднородность локального магнитного поля $h(r)$ в сверхпроводнике, в третьих, особенности проникновения переменного СВЧ магнитного поля в сверхпроводник. Как известно, форма линии ЯМР в сверхпроводниках второго рода, в случае регулярной вихревой решетки, зависит от

изменения неоднородности магнитного поля вихревой решетки вблизи поверхности сверхпроводника [1]. В связи с этим представляет определенный интерес исследовать форму линии ЯМР для ВТСП находящегося во внешнем магнитном поле H , в котором при некоторых условиях, решетка вихрей Абрикосова становится неустойчивой [2-4]. Вычисленная, таким образом, форма линии ЯМР (энергия поглощения $P(H)$) для анизотропного сверхпроводника с некоррелированным случайным расположением вихрей Абрикосова в случае, когда магнитное поле H параллельно оси c сверхпроводника представлена на (рис. 1). 1. Зависимость энергии поглощения от магнитного поля. Сплошная линия соответствует режиму “bulk” без учета поверхностных эффектов. Пунктирная линия проведена с учетом поверхностных эффектов.

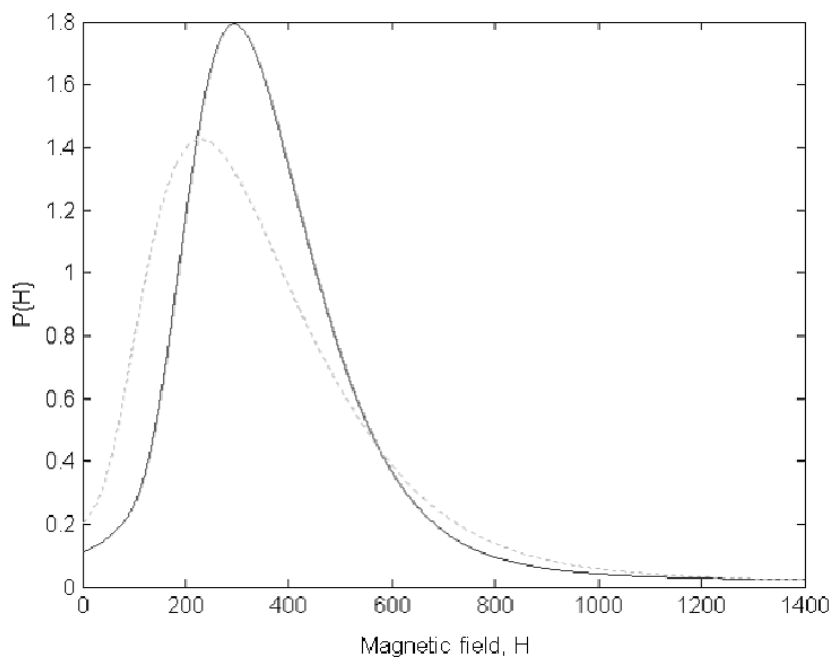


рис. 1

Изменения особенностей поглощения микроволновой энергии хорошо заметны на форме линии производной энергии поглощения по магнитному полю dP/dH . На (рис. 1) представлена форма линии производной энергии поглощения.

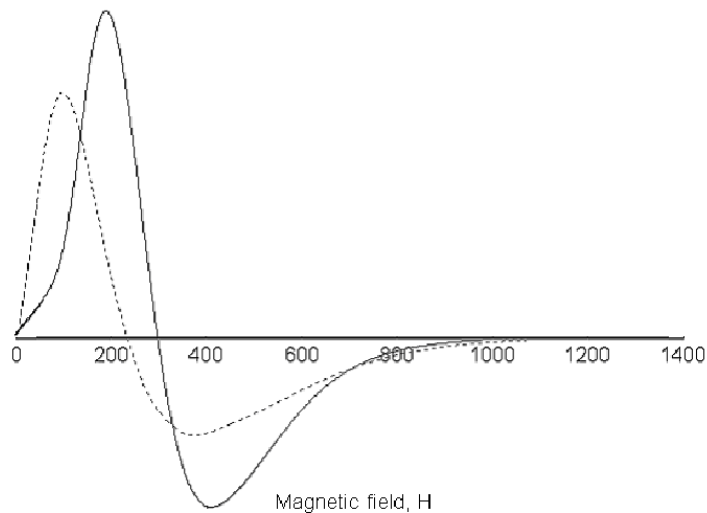


рис. 2

Таким образом, метод ЯМР оказывается весьма чувствительным к особенностям распределения магнитного поля в сверхпроводниках второго рода с некоррелированным случайным расположением вихрей Абрикосова.

Работа частично поддержана грантом CRDF (REC-007).

Рисунок 1. Зависимость энергии поглощения от магнитного поля. Сплошная линия соответствует режиму “bulk” без учета поверхностных эффектов. Пунктирная линия проведена с учетом поверхностных эффектов.

Рисунок 2. Кривая dP/dH . Горизонтальная линия отвечает значению $dP/dH = 0$. Сплошная линия соответствует режиму “bulk” без учета поверхностных эффектов. Пунктирная линия проведена с учетом поверхностных эффектов.

Список публикаций:

- [1] Ефремова С.А., Прошин Ю.Н., Царевский С.Л., *Физика твердого тела*, **40**, 993 (1998).
- [2] Blatter G. et al., *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- [3] Brandt. E.H. *Rep. Prog. Phys.* **58**, 1465 (1995).
- [4] Colun L.F. and Jensen. H.J. *Rep. Prog. Phys.* **60**, 1465 (1997).

Влияние механического измельчения на электрофизические и магнитные свойства многослойных углеродных нанотруб

Ткачёв Евгений Николаевич

Новосибирский Государственный Университет

Романенко Анатолий Иванович, д.ф-м.н.

b@ngs.ru

Нанотрубки – протяженные цилиндрические структуры, диаметром от одного до нескольких сотен нанометров и длиной несколько микрон, состоящие из одного (однослойные) или нескольких (многослойные) свернутых в трубку графеновых слоев. В данной работе исследовалось влияние искусственного введения дефектов в структуру многослойных углеродных нанотруб (МУНТ) на электропроводимость $\sigma(T)$ и

магнетосопротивление $\rho(H)$. Во всех структурах на основе графита при увеличении количества дефектов происходит увеличение количества носителей. Актуальным является управление дефектами для получения нужных физико-химических свойств МУНТ.

МУНТ были созданы методом распыления графита в электрической дуге. Полученные МУНТ растирали шарами в механической мельнице. Для проведения эксперимента были получены два типа механически измельчённых МУНТ с использованием наполнителя. Для первого был выбран гексан как инертное вещество, которое, покрывая тонкой пленкой образующиеся при измельчении частицы углерода, препятствует образованию вторичных агрегатов. Для второго: политетрафторэтилен (ПТФЭ), который представлял собой порошок с характерным размером частиц в несколько сотен нанометров и ранее использовался как эффективный ПАВ для измельчения металлических сплавов. Исследованы четыре образца углеродных нанотрубок: первый - измельчение без ПАВ в течение 1 часа, второй - измельчение без ПАВ 0.5 часа, третий - измельчение с ПТФЭ 1 час, четвёртый - измельчение с гексаном 1 час. Измерение проводимости $\sigma(T)$ проводилось по четырех-

контактной схеме в интервале температур 4.2 К – 300 К.

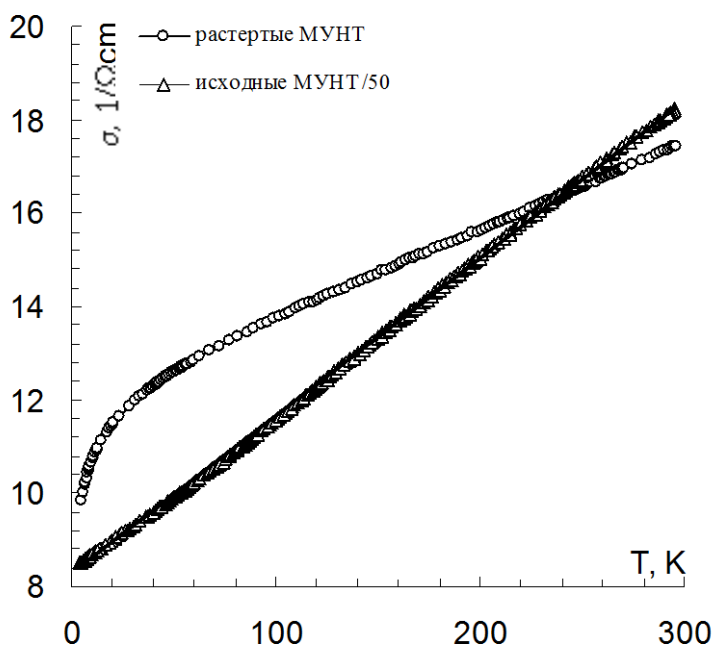


Рис.1 Зависимость электропроводности от температуры

Была замечена зависимость между временем измельчения и проводимостью. Так у первого образца электропроводность больше чем у второго. Меньше всего проводимость у образца под номером три (при комнатной температуре примерно в два раза меньше, чем у остальных образцов). На рис. 1 и рис. 2 представлены зависимости электропроводности в линейном и логарифмическом масштабах соответственно, в интервале температур от 4.2 К до 60 К. Видно, что в этой области

температур электропроводность для не измельченных МУНТ линейно уменьшается с понижением температуры, а для механически активированных – логарифмически. На рисунках электропроводность исходного образца поделена на 50 с целью размещения обеих кривых на одном графике. Вид кривых электропроводности для растертых МУНТ подобен у всех четырех исследованных образцов. Известно, что логарифмическая зависимость проявляется в системах с локальным беспорядком. Основной вклад в проводимость в таких системах дают квантовые поправки. Для всех исследованных образцов наблюдалось отрицательное магнетосопротивление из чего можно сделать вывод о доминировании квантовых поправок. Вводят понятие характерного расстояния, на котором применимы квантовые поправки – длина когерентности L_j :

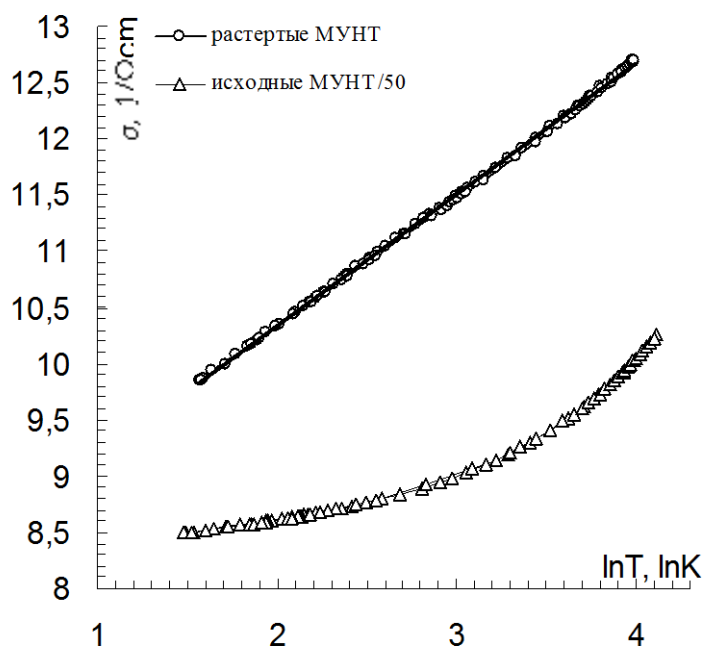


Рис.2 Зависимость электропроводности от логарифма температуры

$$L_l = \sqrt{\frac{D\hbar}{kT}} \quad (1),$$

где D - коэффициент диффузии, \hbar - постоянная Планка, k - постоянная Больцмана, T - температура. При понижении температуры длина когерентности электрона L_l растет, если она становится сравнима с характерной толщиной стенки труб, то квантовые поправки можно считать двумерными, при этом меняется характер вклада в электропроводность. Квантовые поправки по порядку величины равны

$$\frac{\Delta\delta}{\delta} \propto \frac{e^2}{\hbar} \begin{cases} -L_l^{-1}, d = 3 \\ \ln(L_l/l), d = 2 \\ L_l, d = 1 \end{cases} \quad (2),$$

где l - длина свободного пробега, d - размерность поправки. Для логарифмической зависимости кривой электропроводности характерны двумерные квантовые поправки (см. формулы (1),(2)).

Из полученных данных можно сделать вывод, что измельчение многослойных углеродных нанотрубок приводит к доминированию вклада двумерных квантовых поправок к проводимости. Наличие отрицательного магнитосопротивления подтверждает справедливость сделанного вывода.

Работа поддержана грантом Минобразования РФ по фундаментальным исследованиям в области естественных наук № E02-3.4-57.