

6-Физика низких температур, сверхпроводимость

Белоглазов Александр Евгеньевич, 4 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Релаксация удельного электросопротивления в ВТСП образцах фазы Bi-2223 различной плотности в различных газовых средах

Научный руководитель: Романенко Анатолий Иванович, д.ф.-м.н.
E-mail: seth@ngs.ru стр. 214

Буряков Тимофей Игоревич, 4 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Структурный фазовый переход в многослойных углеродных нанотрубках.

Научный руководитель: Романенко Анатолий Иванович, д.ф.-м.н.
E-mail: factorial@gorodok.net стр. 215

Гурин Петр Васильевич, аспирант
Московский Государственный Университет, физический
Транспортные и магнетотранспортные свойства структур на основе GaAs, легированных Mn

Научный руководитель: Кульбачинский Владимир Анатольевич, д.ф.-м.н.
E-mail: corcgp@online.ru стр. 216

Дубровский Андрей Александрович, 5 курс
Красноярский Государственный Университет, физический
Релаксация остаточного электросопротивления в композитах Y3/4Lu1/4Ba2Cu3O7+CuO.

Научный руководитель: Балаев Дмитрий Александрович, к.ф.-м.н.
E-mail: Dubrovskiy3@yandex.ru стр. 217

Ильевский Артем Анатольевич, аспирант 3 года
Московский Государственный Университет, наук о материалах
Подвижность двумерных дырок в гетероструктурах p-GaAs/AlGaAs в состоянии отрицательной фотопроводимости

Научный руководитель: Минина Наталья Яковлевна, д.ф.-м.н.
E-mail: min@mig.phys.msu.ru стр. 218

Корнеев Александр Александрович, научный сотрудник
Московский Педагогический Государственный Университет, физический
Взаимодействие ИК фотонов с наноструктурами на основе тонких пленок NbN

Научный руководитель: Гольцман Г.Н., д.ф.-м.н.
E-mail: kr78@mail.ru стр. 219

Мальшевский Александр Константинович, 5 курс
Красноярский Государственный Университет, физический
Измерение вольт-амперных характеристик ВТСП низкой плотности на основе висмута

Научный руководитель: Шайхутдинов Кирилл Александрович, к.ф.-м.н.
E-mail: siverum@mail.ru стр. 220

Минаева Ольга Вячеславовна, магистрант 1 года
Московский Педагогический Государственный Университет, физический
Измерение квантовой эффективности однофотонных сверхпроводниковых детекторов на основе тонких пленок NbN при низких температурах

Научный руководитель: Гольцман Г.Н., д.ф.-м.н.
E-mail: minaeva_olya@mail.ru стр. 220

Тарасов Павел Михайлович, 5 курс
Московский Государственный Университет, физический
Ферромагнетизм и транспорт в новых разбавленных магнитных полупроводниках Sb2-xCr_xTe3

Научный руководитель: Кульбачинский Владимир Анатольевич, д.ф.-м.н.
E-mail: tarasovspam@rambler.ru стр. 222

Ткачев Евгений Николаевич, 4 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Электрофизические и магнитные свойства каталитических многослойных углеродных нанотрубок

Научный руководитель: Романенко Анатолий Иванович, д.ф.-м.н.
E-mail: b@ngs.ru стр. 223

Цаплин Юрий Александрович, 5 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Влияние перекрёстного андреевского отражения на свойства двумерных решёток SNS переходов

Научный руководитель: Батурина Татьяна Ивановна, к.ф.-м.н.
E-mail: dusk@inbox.ru стр. 224

Релаксация удельного электросопротивления в ВТСП образцах фазы Bi-2223 различной плотности в различных газовых средах.

Белоглазов Александр Евгеньевич

Валентин Семенович Кравченко, Михаил Иванович Петров
Новосибирский Государственный Университет

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

seth@ngs.ru

Особенностью сложных оксидов является наличие в их кристаллической решетке мобильной кислородной подсистемы, атомы кислорода которой способны при определенных условиях перемещаться внутри кристаллической решетки, занимая новые вакантные места и образуя тем самым фазу вещества, отличную от исходной. Высокотемпературные сверхпроводники являются примером сложных оксидов, таким образом, кроме способности перехода в сверхпроводящее состояние при относительно низких температурах, обладают рядом интересных физических свойств, связанных с кислородной подсистемой. В частности, 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 .

В данной работе были исследованы температурные зависимости удельного электросопротивления $\rho(T)$ образцов $\text{Bi}_{1,8}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_{1,9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (фаза Bi-2223) - плотных и пониженной плотности (со структурой пены). Плотные образцы были синтезированы в группе В.С. Кравченко в Институте Неорганической Химии СО РАН в г. Новосибирске, образцы пониженной плотности – в Институте Физики СО РАН в г. Красноярске в лаборатории М.И. Петрова. В образцах пониженной плотности наличие пустот в поликристаллах привело к увеличению объема материала в процессе их роста. Избыточное давление углекислого газа при синтезе также способствовало увеличению объема образца. В результате, плотность материала первого синтеза составила 2.11 г/см^3 , второго синтеза – 1.2 г/см^3 .

Измерения удельного электросопротивления проводились при помощи 4-контактной схемы. Размеры образцов составляли $\sim 1 \times 1 \times 10$ мм. Электрические контакты крепились к образцам с помощью серебряной пасты со стеклообразным наполнителем.

В результате исследований было выяснено, что структурный фазовый переход в образцах пониженной плотности более ярко выражен. Известно, что ВТСП поликристаллы состоят из сверхпроводящих гранул и межгранульных контактов, причем наличие дефектов в кристаллитах (гранулах) приводит к подавлению структурного фазового перехода. Соответственно более ярко выраженная аномалия удельного электросопротивления ρ в образцах пониженной плотности, связанная со структурным фазовым переходом, должна означать более высокое качество кристаллитов (сверхпроводящих гранул) в пористых образцах.

Было обнаружено, что резистивная аномалия при температуре порядка 450 К при вторичном прогреве менее ярко выражена (см. Рис. 1), что может быть связано с частичным выходом кислорода из образца при термоциклировании. На Рис. 1: кривая 1 – первичный нагрев, кривая 2 – вторичный.

Позднее было также замечено, что удельное электросопротивление всех исследуемых образцов фазы Bi-2223 медленно меняется со временем, даже при комнатной температуре, что оставляет открытым вопрос о диффузии атомов кислорода в изучаемых образцах при комнатной температуре. Для выяснения этого вопроса была поставлена задача наблюдения релаксации удельного электросопротивления в двух различных газовых средах: в атмосферном воздухе и в газообразном гелии, являющемся инертным газом и исключаяющим взаимодействие образцов с кислородом.

Работа поддержана грантом Минобрнауки РФ по развитию научного потенциала высшей школы № 8234.

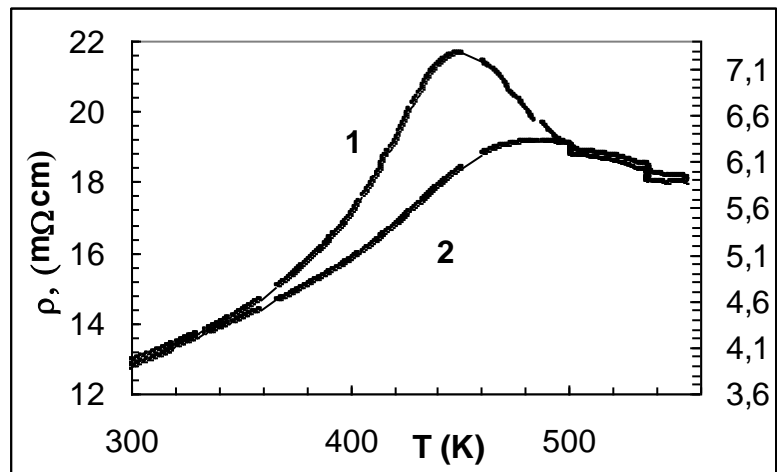


рис. 1

Фазовый переход в многослойных углеродных нанотрубках

Буряков Тимофей Игоревич

Окотруб Александр Владимирович, Юданов Николай Федорович

Новосибирский Государственный Университет

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

factorial@gorodok.net

Углеродные нанотрубки - протяженные цилиндрические структуры, диаметром от одного до нескольких нанометров, длиной несколько микрон, состоящих из нескольких свернутых в трубку гексагональных графеновых слоев. Многие исследователи структур на основе углерода, в районе 400 К наблюдали аномалии удельного электросопротивления, магнетосопротивления, анизотропии электросопротивления и магнитной восприимчивости. Также существует аномалия удельного электросопротивления и в бромированных многослойных углеродных нанотрубках (MWNT). По начальному предположению все эти особенности могут иметь один характер, вследствие чего была проведена серия экспериментов, целью которой являлась попытка доказать существование зависимости между этими особенностями. В процессе исследования было выдвинуто предположение, объясняющее аномалию падения удельного электросопротивления бромированных MWNT, при температуре порядка 470К. В рамках данного предположения нельзя утверждать о взаимосвязи данных особенностей.

Исходный материал для образцов 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 нескольких дней при комнатной температуре. В дальнейшем образцы выдерживались в течение нескольких лет при комнатной температуре в парах брома с целью полного и однородного насыщения образца бромом. Исследование образцов проводилось четырех и шести контактными методами с помощью системного вольтметра типа Solartron. Для проверки воспроизводимости данных, на некоторых образцах измерения удельного электросопротивления проводились с двух сторон образца. Размеры исследуемых образцов: ширина несколько мм, толщина несколько десятых мм, расстояние между потенциальными контактами несколько мм. Измерения проводились в интервале температур от 300 до 750 К - платиновым термометром сопротивления.

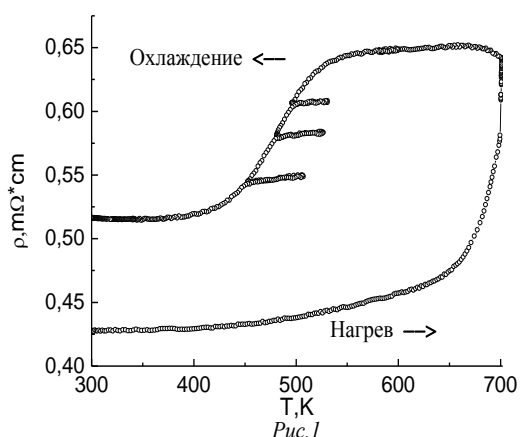


Рис.1

После бромирования удельное электросопротивление образцов имеет металлическую зависимость от температуры, т.е. с увеличением температуры удельное электро-сопротивление растет. Из работы [1] известно, что в бромированных нанотрубках основной вклад в проводимость вносит дырочная проводимость, которая в 8 раз выше, чем электронная, т. к. бром является акцептором. Т.о. можно предположить влияние температуры на образцы. Повышая температуру, мы удаляем бром из образца, т.е. уменьшаем концентрацию дырок, что приводит к увеличению удельного электросопротивления образца. На (Рис. 1) представлена кривая температурной зависимости удельного электросопротивления $\rho(T)$ для одного из образцов. На кривой $\rho(T)$ можно выделить области нагрева и охлаждения. В области нагрева можно выделить два участка - линейный рост удельного электросопротивления до температуры ~ 450 К и

нелинейное увеличение удельного электросопротивления до температуры 700 К. В области охлаждения наблюдается аномалия на кривой $\rho(T)$. На участке аномалии производились нагревы и охлаждения в несколько десятков кельвин, для проверки равновесности кривой $\rho(T)$ в окрестности аномалии (400-550 К).

На основе полученных данных можно сделать предположение, что в процессе нагрева, молекулы Br_2 [2] испаряются с поверхности нанотрубок в замкнутые области внутри образца, что объясняет нелинейный ход кривой нагрева, т.к. уменьшается концентрация носителей в образце. В это же время часть брома удаляется из этих замкнутых объемов в атмосферу за счет диффузии. Во время охлаждения при температуре около 500 К, оставшиеся молекулы Br_2 постепенно охлаждаются и снова адсорбируются на поверхности нанотрубок, что сопровождается падением удельного электросопротивления образца, т.к. адсорбированные молекулы брома увеличивают концентрацию носителей в образце. В процессе охлаждения кривая не возвращается в исходное положение из-за диффундировавших молекул. Температуру адсорбции молекул Br_2 можно вычислить по максимуму производной от удельного сопротивления по температуре, это 470 К.

Список публикаций:

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

[2] Z.-x. Jin et al. / Carbon 38 (2000) 1135– 1139

Транспортные и магнетотранспортные свойства структур на основе GaAs, легированных Mn

Гурин Петр Васильевич

Московский Государственный Университет

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

corcgp@online.ru

Арсенид галлия, легированный марганцем, является перспективным материалом для полупроводниковой спинтроники, поскольку при р-типе проводимости обладает ферромагнетизмом [1]. В данной работе исследовались транспортные и магнетотранспортные свойства структур двух типов: слоев GaAs<Mn,Mg>, сформированных методом ионной имплантации, и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ квантовых ям с напыленным лазером слоем Mn вблизи квантовой ямы. Образцы, полученные методом ионной имплантации Mn⁺, Mg⁺, отличались концентрацией магния и температурой отжига, структуры с квантовыми ямами различались концентрацией индия x и длительностью лазерного напыления марганца. Образцы с квантовыми ямами были получены методом МОС-гидридной эпитаксии. Все образцы имели р-тип проводимости.

Измерение температурных зависимостей сопротивления проводились при температурах 4,2-300К, эффекта Холла и магнетосопротивление исследовались в области температур 4,2-200К в магнитных полях до 6 Тл.

В образцах с $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ квантовой ямой сопротивление r увеличивалось при понижении температуры рис 1(a). При низких температурах в магнитных полях до 2 Тл наблюдается отрицательное магнетосопротивление (ОМС), переходящее в положительное при увеличении индукции магнитного поля. При повышении температуры ОМС исчезает. Во всех образцах при низких температурах наблюдается аномальный эффект Холла рис 2(b). Холловское сопротивление выражается следующей зависимостью

$$R_{\text{Hall}} = R_0 B + R_a \mu_0 M, \quad (1)$$

где R_0 – нормальный коэффициент Холла, а R_a соответствует аномальной составляющей эффекта Холла, связанной с намагниченностью образца M . На экспериментальных зависимостях эффекта Холла аномальная составляющая получается вычитанием линейной составляющей из полученного Холловского сигнала. Наличие аномального эффекта Холла объясняется влиянием ферромагнитной фазы твердого раствора $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$ на проводимость квантовой ямы или имплантированного слоя.

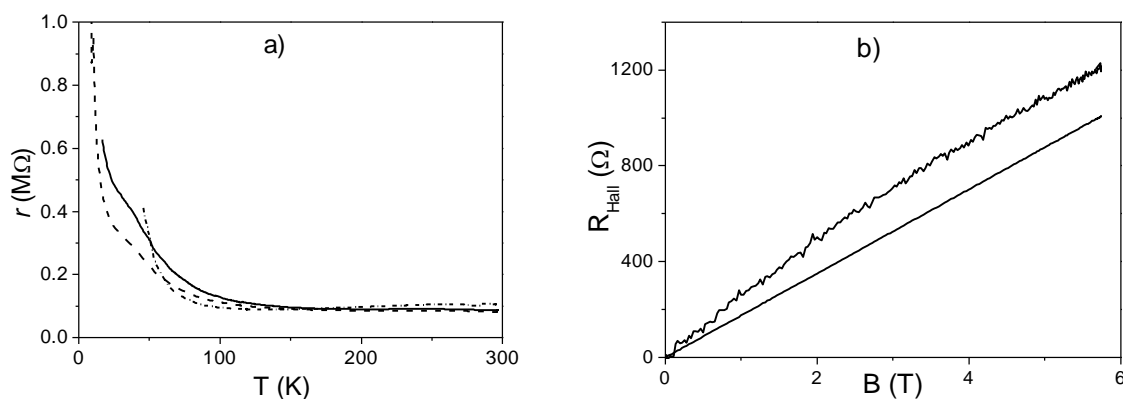


рис. 1 Температурные зависимости сопротивления r нескольких образцов с квантовыми ямами (a) и холловское сопротивление и его линейная составляющая при $T=30\text{K}$ для одного из образцов (b)

Сопротивление образцов, сформированных методом ионной имплантации, увеличивалось при понижении температуры, достигая значений более 10 МОм при $T=20-30\text{K}$, за исключением образца с максимальной концентрацией магния и температурой отжига ($n(\text{Mg})=1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, $T_{\text{отж}}=800^\circ\text{C}$), в котором наблюдался металлический ход температурной зависимости сопротивления. При низких температурах у всех образцов наблюдалось положительное магнетосопротивление. Во всех образцах с полупроводниковыми свойствами при низких температурах наблюдается аномальный эффект Холла. Зависимость Холловского напряжения от величины магнитного поля нелинейная, причем отклонение от линейной зависимости уменьшается с повышением температуры.

Список публикаций:

[1] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, Y. Iye. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 363 (1996).

Релаксация остаточного электросопротивления в композитах $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + CuO$

Дубровский Андрей Александрович

Красноярский Государственный Университет, Институт физики им. Куренского СО РАН

Балаев Дмитрий Александрович, к.ф.-м.н.

Dubrovskiy3@yandex.ru

По отношению к магнорезистивным свойствам поликристаллические ВТСП, а также ВТСП-композиты можно рассматривать как две взаимодействующие подсистемы: подсистема гранул и подсистема межгранульных границ (сеть джозефсоновских переходов). Магнитное поле в первую очередь проникает в джозефсоновскую среду в виде гипервихрей, которые с увеличением поля трансформируются в вихри Джозефсона, а потом, по достижении первого критического поля гранул, проникает в них в виде вихрей Абрикосова. Если внешнее магнитное поле затем уменьшить до нуля, то, благодаря пиннингованию (закреплению) вихрей, часть их останется в образце. Если во время этого процесса (изменения поля) измерять электросопротивление образца, то, после снятия поля образец остаётся в резистивном состоянии, обладает остаточным электросопротивлением $\rho_{ост}$. Это остаточное электросопротивление убывает с течением времени, благодаря тому, что вихри покидают центры пиннингования и уходят из образца [1,2].

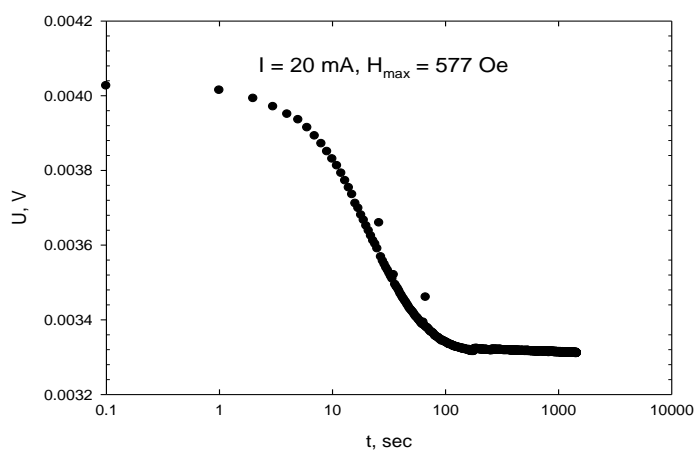


рис 1. Временная зависимость падения напряжения после снятия поля $H=577$ Э при токе $I=20$ мА

В данной работе мы приводим результаты измерения релаксации падения напряжения композитов $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + 15\% CuO$, которые по отношению к транспортным свойствам представляют собой сеть джозефсоновских переходов [3]. Роль барьеров между ВТСП кристаллитами в этих композитах выполняет несверхпроводящий ингредиент – оксид меди CuO .

На (рис.1) приведена зависимость $U(t)$ при 77 К, $H = 0$ и максимально введённой величине магнитного поля $H_{max}=577$ Э. Из рисунка видно, что наблюдаются три области зависимости $U(t)$. Первая: $1с \leq t \leq 10с$. Эта область, как нами было обнаружено, зависит от скорости ввода/вывода поля. Видимо поведение $U(t)$ в этой области определяют процессы вязкости

при термоактивационном течении (крипе) вихрей. Во второй части наблюдается наиболее резкое уменьшение падения напряжения со временем, которое можно аппроксимировать зависимостью [1,2] :

$$\rho(t) = \rho_{ост} [1 - (kT/U_p) \ln(t)], \quad (1)$$

где U_p – потенциал пиннинга. Воспользовавшись формулой (1), из линейного участка зависимости $U(\ln(t))$ можно определить величину U_p . Полученные нами величины U_p при максимальных приложенных полях $H_{max} \sim 150-600$ Э лежат в интервале $100-150$ мЭв, что близко к величинам, полученным в работах [1,2]. Исходя из вышесказанного, вторую часть зависимости $U(t)$ можно интерпретировать, как отражение процессов перескока вихрей через потенциальные барьеры в джозефсоновской среде и выхода вихрей из образца [4].

Что касается третьей, самой медленной части релаксации падения напряжения, то энергия пиннинга, определённая вышеописанным способом, составляет для него величину порядка 1 Эв. Такие большие энергии пиннинга характерны для кристаллитов ВТСП. В полях порядка сотен эрстед магнитное поле уже проникает в кристаллиты ВТСП в виде абрикосовских вихрей. Становятся возможными процессы выхода абрикосовских вихрей из гранул в джозефсоновскую среду. Поскольку приложенные поля H_{max} составляют величину порядка $150-600$ Э, то эти процессы, возможно, будут происходить и в наших образцах. Поэтому можно предположить, что третья (медленная) часть зависимости $U(t)$ определяется указанными процессами.

Список публикаций:

- [1] Пономарёв А.И., Крылов К.Р., Медведев М.В., Мушников Н.В., Цидильковский И.М., Чарикова Т.Б., Термогальваномагнитные эффекты и релаксационные явления в $La-Sr-Cu-O$ // СФХТ, 4 (№ 11), 2149 – 2158 (1991).
- [2] M. Prester and Z. Marohnic, Weak links as a subsystem that monitors the intragranular flux creep in high - T_c superconductors // Physical Review B, 47(№ 5), 2801 – 2805 (1993).
- [3] Balaev D.A., Shaihtudinov K.A., Popkov S.I., Gokhfeld D.M., Petrov M.I., Magneto-resistive effect in bulk composites 1-2-3 $YBCO + CuO$ and 1-2-3 $YBCO + BaPb_{1-x}Sn_xO_3$ and their application as magnetic field sensors at 77K// Supercond. Sci. Technol., 17, 175 -181 (2004).
- [4] Митин А.В. Влияние термомагнитной предыстории на транспортные свойства гранулярных сверхпроводников $Ba_2Cu_3O_{6+\delta}$ // СФХТ, 7(№ 1), 62-79 (1994).

Подвижность двумерных дырок в гетероструктурах p-GaAs/AlGaAs в состоянии низкотемпературной отрицательной фотопроводимости

Ильевский Артем Анатольевич

Московский Государственный Университет

Минина Наталья Яковлевна, д. ф-м. н.

min@mig.phys.msu.ru

Ранее было обнаружено, что эффект отрицательной фотопроводимости (ОФП) возникает в гетероструктурах p-GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As при освещении красным светодиодом при температурах ниже 5.5 К [1]. Этот эффект, вероятно, обусловлен наличием глубоких донороподобных уровней, расположенных вблизи гетерограницы ниже уровня Ферми. При этом явление термоактивации связано с существованием барьера высотой $E_B = 6$ мэВ, препятствующего рекомбинации неравновесных носителей с ионизированными донороподобными уровнями. Поскольку эффект термоактивации для сопротивления выражен гораздо сильнее, чем для концентрации 2D дырок, то представляло интерес исследовать также и подвижность 2D дырок в состоянии ОФП в p-GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As при одноосном сжатии до 3.4 кбар.

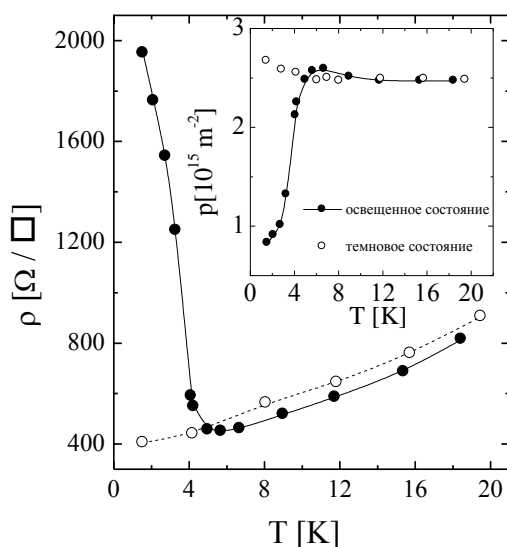


рис. 1

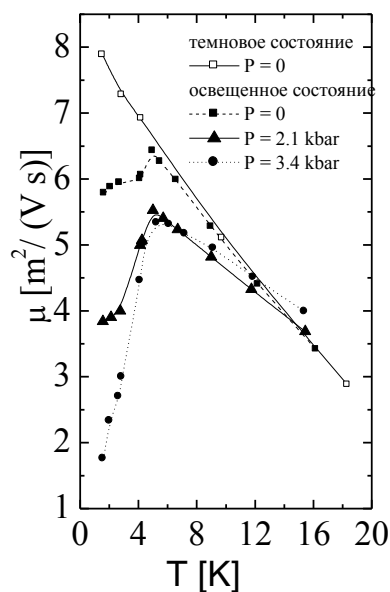


рис. 2

Типичные экспериментальные температурные зависимости сопротивления ρ представлены на рис. 1, на вставке - термические зависимости концентрации 2D дырок p (давление $P = 2.1$ кбар). Независимо от величины одноосного сжатия полученные на основании этих экспериментальных данных температурные зависимости подвижности 2D дырок μ в условиях освещения, как видно из рис.2, демонстрируют острые максимумы при температуре порядка 5.5 К, которая является критической для эффекта низкотемпературной ОФП для исследованных гетероструктур.

Модельными расчетами показано, что уменьшение подвижности в состоянии низкотемпературной термоактивационной ОФП обусловлено в основном рассеянием на ионизированных в процессе освещения глубоких донороподобных центрах. Согласно расчетам, эти ловушки расположены на расстоянии 7 - 48 нм от гетерограницы, а их вклад в процессы рассеяния и, соответственно, в уменьшение подвижности становится более сильным при приложении одноосной нагрузки. Результаты численных расчетов показывают, что температурная и барическая зависимости концентрации 2D дырок в процесс термоактивированной ОФП также могут быть описаны в рамках модели, предложенной в работе [1].

Список публикаций:

[1] W. Kraak, N.Ya. Minina, et al., *Phys. Stat. Sol.(b)* 235, 390 (2003)

Взаимодействие ИК фотонов с наноструктурами на основе тонких пленок NbN

Корнеев Александр Александрович

Рубцова Инна Александровна, Окунев Олег Валерьевич, Чулкова Галина Меркурьевна, Милостная Ирина Ивановна, Минаева Ольга Вячеславовна, Воронов Борис Моисеевич, Гольцман Григорий Наумович, Липатов Андрей Петрович, Московский Педагогический Государственный Университет

Веревкин Александр, Соболевский Роман

Университет Рочестера, США

Гольцман Григорий Наумович д.ф.-м.н.

kr78@mail.ru

Был обнаружен эффект однофотонного детектирования узкими (шириной 100-200 нм) полосками из ультратонкой (толщиной 4 нм) пленки NbN [1]. Квант света, поглощенный сверхпроводником приводит к разрушению куперовских пар и образованию лавины из квазичастиц, число которых определяется отношением энергий кванта и квазичастицы. Т.о. образуется область, где сверхпроводимость подавлена или разрушена, так называемое «горячее пятно». Из-за диффузии квазичастиц площадь «горячего пятна» увеличивается, одновременно происходит перераспределение сверхпроводящего тока по сечению сверхпроводника и для достаточно узкой пленки величина плотности тока начинает превышать критическую. Часть полоски переходит в нормальное состояние и появляется электрическое сопротивление, которое сопровождается импульсом напряжения. Последующая диффузия квазичастиц в подложку и их релаксация приводит к уменьшению горячего пятна, и через некоторое время оно исчезает, сверхпроводимость восстанавливается, и детектор вновь готов к регистрации очередного фотона [2]. Описанный механизм был использован для создания сверхпроводящего квантового детектора, обладающего высокой квантовой эффективностью (QE), гигагерцовой скоростью счета при временной нестабильности переднего фронта импульса (jitter) не более 20 пс [3],[4].

Был исследован отклик сверхпроводящего детектора на основе пленки NbN на фотоны в диапазоне длин волн 0.56÷5.6 мкм при различных рабочих температурах (2 - 4.3 К) и токах смещения. В качестве источника монохроматического излучения использовались лазерные диоды непрерывного излучения с длинами волн 0.56, 0.67, 0.93, 1.26 и 1.55 мкм, импульсный GaAs лазер с длиной волны 0.89 мкм, а также инфракрасный спектрометр ИКС-31. При работе с диодами и лазерами исследуемый образец устанавливался в макете, позволяющем проводить эксперимент в транспортном сосуде Дьюара СТГ-40. Излучение к образцу при этом подводилось по многомодовому световоду. При работе со спектрометром образец устанавливался в оптическом криостате, а излучение фокусировалось на образец с помощью системы зеркал спектрометра. Для экранировки паразитного комнатного излучения в криостате использовались сапфировое (в диапазоне 0.6 - 3 мкм) или кремниевое (1.2 - 5.6 мкм) входные окна. В обоих случаях детектор смещался в рабочую точку источником постоянного напряжения, а СВЧ отклик с детектора усиливался несколькими каскадами СВЧ усилителей и поступал на скоростной осциллограф С7-19 и счетчик импульсов ЧЗ-54.

Однофотонный режим детектирования наблюдался во всем исследованном диапазоне длин волн от 0.56 мкм до 5.6 мкм. Спектральная чувствительность (зависимость квантовой эффективности от длины волны) сильно зависит от тока смещения I_b , и наибольшая QE наблюдается на токах очень близких к критическому (I_c). Уменьшение рабочей температуры при неизменном отношении I_b/I_c приводит к улучшению QE . Так, детектор, работающий при температуре 3.0 К и токе $\sim 0.9I_c$, в видимой области обладает QE близкой к коэффициенту поглощения пленки NbN, что составляет ~30-40%. С ростом длины волны λ квантовая эффективность экспоненциально падает, но даже при $\lambda=5.6$ мкм, QE составляет порядка 10^{-3} - $10^{-2}\%$ при скорости темного счета $\sim 10^3$ с⁻¹.

Предлагаемый детектор по ряду параметров (скорость счета фотонов, квантовая эффективность, уровень темного счета) существенно превосходит существующие сегодня квантовые детекторы на основе полупроводниковых диодов и фотоумножителей.

Список публикаций:

- [1]. G. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, R. Sobolewski, "Picosecond superconducting single-photon optical detector" *Applied Physics Letters* 79 (2001): 705-707
- [2]. A. Semenov, G. Gol'tsman, A. Korneev, "Quantum detection by current carrying superconducting film", *Physica C*, 352 (2001) pp. 349-356
- [3]. A.Verevkin, J.Zhang, R.Sobolewski, A.Lipatov, O.Okunev, G.Chulkova, A.Korneev, K.Smirnov, G.Gol'tsman, A. Semenov, "Detection efficiency of large-active-area NbN single-photon superconducting detectors in ultraviolet to near-infrared range.", *Applied Physics Letters*, v.80, №25, pp.4687-4689, 2002.
- [4] A. Korneev, P. Kouminov, V. Matvienko, G. Chulkova, K. Smirnov, B. Voronov, and G. N. Gol'tsman, M. Currie, W. Lo and K. Wilsher, J. Zhang, W. Slysz, A. Pearlman, A. Verevkin, and Roman Sobolewski, "Sensitivity and gigahertz counting performance of NbN superconducting single-photon detectors", *Applied Physics Letters* volume 84, number 26, 28 June 2004, pp 5338-5340

Измерение вольт-амперных характеристик ВТСП низкой плотности на основе висмута

Малышевский Александр Константинович
Красноярский Государственный Университет
Шайхутдинов Кирилл Александрович к.ф.-м.н.
siverum@mail.ru

Использование сверхпроводящих материалов в промышленности, например, для передачи тока, накладывает определённые требования на высокотемпературный сверхпроводник (ВТСП) и токоподводящие контакты к нему: материал должен быть устойчивым к внешним воздействиям, т.е. обладать временной стабильностью, хорошей перегрузочной стабильностью и низким контактным сопротивлением. В настоящее время наиболее перспективными является использование иттриевой и висмутовой керамики в качестве сверхпроводящего материала. На наш взгляд, использование висмутовой керамики более предпочтительно поскольку этот материал дешевле и обладает большей временной стабильностью. Однако, основная проблема при использовании висмутовой керамики – большое контактное сопротивление образца с токоподводящими контактами, что приводит к саморазогреву ВТСП и, в конечном итоге, к его разрушению в области контактов.

В настоящей работе исследована возможность уменьшения контактного сопротивления висмутовых ВТСП с использованием разработанной методики вжигания серебра в приповерхностный с токоподводами слой образца. При использовании такой методики нам удалось получить контакты с полным (контакты+образец) сопротивлением меньше 10^{-4} Ом×см. Это позволило провести измерения ВАХ в широком диапазоне плотностей тока без саморазогрева и разрушения образца. На (рис.1) представлена ВАХ ранее синтезированных образцов состава $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ при $T=77\text{K}$. Кроме этого, были проведены измерения ВАХ ВТСП $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ низкой плотности [1] при различных температурах в диапазоне от 4.2 до 110 К.

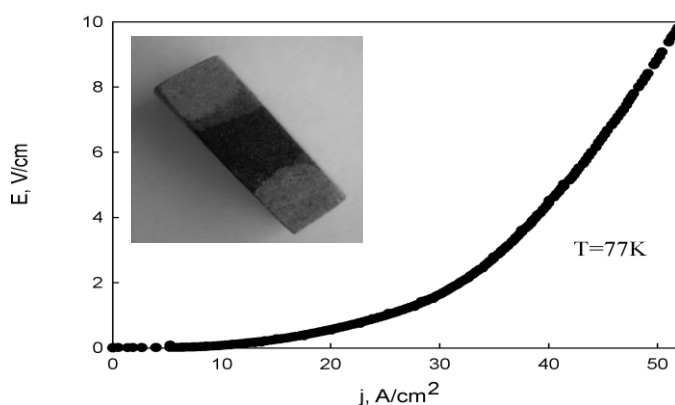


рис.1. ВАХ ВТСП $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ при 77 К. На вставке – общий вид образца с посеребренными токовыми контактными площадками.

Список публикаций:

[1] М.И. Петров, Т.Н. Тетюева, Л.И. Квеглиц, А.А. Ефремов, Г.М. Зеер, К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, С.И. Попков, С.Г. Овчинников, Письма в ЖТФ 29, 40 (2003).

Измерение квантовой эффективности однофотонных сверхпроводниковых детекторов на основе тонких пленок NbN при низких температурах

Минаева Ольга Вячеславовна
Корнеев Александр Александрович, Рубцова Инна Александровна, Милостная Ирина Ивановна,
Гольцман Григорий Наумович, Липатов Андрей Петрович
Московский Педагогический Государственный Университет
Гольцман Григорий Наумович д.ф.-м.н.
minaeva_olya@mail.ru

Мы исследуем однофотонные сверхпроводниковые детекторы видимого и ИК диапазонов длин волн. В работе были получены зависимости квантовой эффективности (QE) и скорости темновых срабатываний однофотонного детектора от тока смещения при температурах 2К и 4.2К.

Сверхпроводящий однофотонный детектор изготовлен из сверхпроводниковой пленки NbN толщиной $3.5 \div 10$ нм, полученной методом реактивного магнетронного распыления Nb на сапфировую подложку в газовой смеси аргона и азота [1]. Методами электронной литографии и плазмохимического травления формировалась

узкая (шириной 60-200 нм) полоска, изогнутая в виде меандра, покрывающего площадь от $4 \times 4 \text{ мкм}^2$ до $10 \times 10 \text{ мкм}^2$.

Принцип действия детектора основан на переходе в резистивное состояние полоски нитрида ниобия, находящейся в сверхпроводящем состоянии и смещенной током, близким по величине к критическому току распаривания Гинзбурга-Ландау. Квант света, поглощенный сверхпроводником, приводит к разрушению куперовских пар и образованию лавины квазичастиц, число которых определяется энергией поглощенного кванта. Т.о. образуется область, где сверхпроводимость подавлена или разрушена, так называемое «горячее пятно» [2]. Из-за диффузии квазичастиц площадь «горячего пятна» увеличивается, одновременно происходит перераспределение сверхпроводящего тока по сечению сверхпроводника и для достаточно узкой пленки величина плотности тока начинает превышать критическую. Часть полоски переходит в нормальное состояние, что приводит к возникновению электрического сопротивления. Последующая диффузия квазичастиц в подложку и их релаксация приводит к уменьшению горячего пятна, и через некоторое время (приблизительно через 30 пс) оно исчезает, сверхпроводимость восстанавливается, и детектор вновь готов к регистрации очередного фотона. Максимальная скорость счета однофотонного сверхпроводникового детектора достигает 10 ГГц.

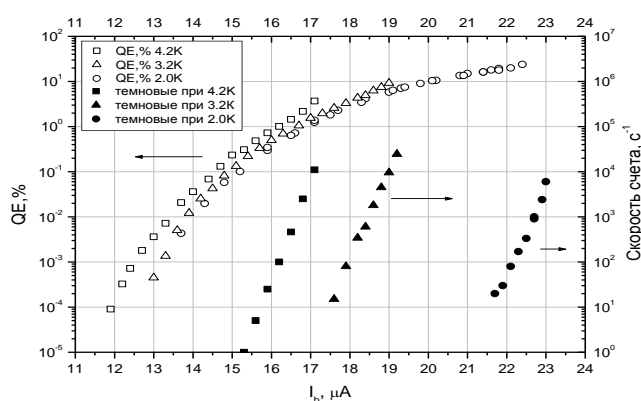


рис.1. Зависимость квантовой эффективности (открытые символы) и скорости темнового счета (закрытые символы) от тока смещения при температурах 2К, 3.2К и 4.2К

на него фотонов за тот же интервал времени:

$$QE = \frac{N_{pez.}}{N_{над.}} \quad (1)$$

Скорость темнового счета определяется как число срабатываний детектора в единицу времени в отсутствие излучения.

Результаты эксперимента по определению зависимости QE на длине волны 1.26 мкм и скорости темнового счета от тока смещения при различных рабочих температурах представлены на (рис.1). Исследуемые детекторы обнаруживают высокую QE в ИК диапазоне. Понижение температуры приводит к значительному повышению QE. Так, при $T=4.2\text{К}$ квантовая эффективность достигает 15%, а при $T=2\text{К}$ $QE \approx 40\%$. При приближении к критическому току зависимость квантовой эффективности от тока смещения выходит на насыщение, что свидетельствует о том, что при $T=2\text{К}$ QE ограничена коэффициентом поглощения, т.е. внутренняя квантовая эффективность близка к 100%. Зависимость скорости темнового счета от тока смещения является экспоненциальной.

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы на эффекте электронного разогрева в тонких сверхпроводниковых пленках открывают новые возможности в прикладных областях, требующих детектирования излучения сверхнизкой интенсивности с высоким временным разрешением, таких как диагностика и тестирование СБИС в электронике, спектроскопия одиночных молекул, анализ излучения квантовых точек в полупроводниковых наноструктурах, а также, для регистрации сверхслабых сигналов в астрономии.

Список публикаций:

- [1] G. N. Gol'tsman, et al., *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, Vol. 13, No. 2, June 2003, pp. 192-195
 [2] G. Goltsman et al., *Appl. Phys. Lett.* 79, 705 (2001)

Ферромагнетизм и транспорт в новых разбавленных магнитных полупроводниках $Sb_{2-x}Cr_xTe_3$

Тарасов Павел Михайлович

Московский Государственный Университет

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

tarasovspam@rambler.ru

Разбавленные магнитные полупроводники являются сплавами полупроводников и магнитных ионов (переходные металлы или редкие земли) которые показывают множество кооперативных эффектов из-за спин-обменного взаимодействия, отсутствующего в немагнитных полупроводниках. Взаимодействие может вызывать ферромагнитный фазовый переход. Обусловленный носителями ферромагнетизм вызывает особый интерес, поскольку открывает путь к разработке устройств, которые сочетают зарядовые и магнитные степени свободы.

Полупроводники типа Sb_2Te_3 являются слоистыми кристаллами, обладающими ромбоэдрической структурой. Периодически упорядоченные слои, расположенные в плоскости, перпендикулярной оси C_3 , образуют кристалл Sb_2Te_3 . В работе исследованы транспортные, магнетотранспортные и магнитные свойства монокристаллов новых разбавленных магнитных полупроводников $p-Sb_{2-x}Cr_xTe_3$ ($0 \leq x \leq 0.02$) при температурах 1,7-300 К. При температурах жидкого гелия был обнаружен переход в ферромагнитное состояние с осью легкого намагничивания параллельной кристаллографической оси C_3 . Впервые ферромагнитный переход наблюдался в $Bi_2Te_3 <Fe>$ [1]. В сильных полях наблюдаются осцилляции Шубникова-де Гааза, которые показывают уменьшение дырочной концентрации при легировании хромом. В легированных хромом образцах наблюдается отрицательное магнетосопротивление и аномальный эффект Холла.

В работе исследованы образцы, некоторые параметры которых приведены в таблице. (F – частота осцилляций Шубникова-де Гааза, P – концентрация легких дырок при $T=4.2K$, $\rho_{4.2}$ – удельное сопротивление при $T=4.2 K$, ρ_{300} – при $T=300 K$, μ – холловская подвижность при $T=4.2 K$ и экспериментальное содержание Cr в образцах $Sb_{2-x}Cr_xTe_3$)

Состав кристалла	F, Тл	P, 10^{19} см^{-3}	$\rho_{4.2}$ мкОм·см	ρ_{300} , мкОм·см	μ $\text{м}^2/\text{Вс}$	Cr, ат%
Sb_2Te_3	54.7	3.4	38.8	260	0.103	0
$Sb_{1.99}Cr_{0.01}Te_3$	43.4	2.3	142	437	0.029	0.23
$Sb_{1.98}Cr_{0.02}Te_3$	46.2	2.6	106	314	0.066	0.43

Для всех образцов удельное сопротивление ρ уменьшается с уменьшением температуры и достигает насыщения при низких температурах. Остаточное сопротивление при 4,2K возрастает с ростом уровня легирования хромом, также как и сопротивление при комнатной температуре. Часть увеличения остаточного сопротивления при легировании хромом следует отнести к рассеиванию носителей заряда на магнитных моментах атомов Cr. При низких температурах наблюдается отрицательного магнетосопротивления в обоих образцах с Cr в магнитных полях $B \leq 1.5$ Тл, что характерно для рассеяния электронов на локализованных магнитных моментах Cr. Холловские коэффициенты R_H положительны для всех образцов и растут с увеличением содержания хрома, что показывает уменьшение дырочной концентрации. Более того, наблюдается аномальный Холл-эффект в легированных хромом образцах.

Измерена магнитная восприимчивость χ монокристалла Sb_2Te_3 , получившаяся диамагнитной и почти температурно-независимой со значением $-8 \cdot 10^{-10} \text{ м}^3/\text{моль}$ по всем кристаллографическим направлениям. В легированном Cr образце восприимчивость χ зависит от температуры и абсолютное значение χ растет с ростом концентрации хрома x . Ниже примерно 60K в зависимости $\chi(T)$ наблюдается закон Кюри-Вейсса с эффективным моментом $4.2 \mu_B/\text{Cr}$ и парамагнитной температурой $\theta=5.8 K$ и $4.4 \mu_B/\text{Cr}$ и $\theta=1.8 K$ для образцов с $x \approx 0.01$ и $x \approx 0.02$ соответственно. При измерении вдоль оси C_3 намагниченность возрастает очень резко в слабых полях и достигает насыщения в полях менее 1 Тл при $3.8 \mu_B/\text{Cr}$, при уменьшении поля наблюдается небольшой, но заметный гистерезис с коэрцитивной силой около 15 мТл. Таким образом мы видим все характеристики ферромагнитного порядка, которые содержательны при положительном θ в данных по восприимчивости. При измерениях вдоль оси C_2 петля гистерезиса выглядит принципиально по другому. Ширина гистерезиса возрастает до но поле 2,5Тл недостаточно для достижения намагничивания вдоль оси легкого намагничивания.

Таким образом, исследован новый разбавленный магнитный полупроводник $Sb_{2-x}Cr_xTe_3$. Ферромагнитная фаза обнаружена при $T_c \approx 5.8K$. Учитывая широкое применение теллуридов висмута и сурьмы в термоэлектричестве указанный материал имеет большие перспективы для практических приложений.

Список публикаций:

1. В.А. Кульбачинский, А.Ю. Каминский, К. Киндо, Й. Нарюми, К. Суга, П. Лостак, П. Сванда, Письма в ЖЭТФ 73, 396 (2001)

Электрофизические и магнитные свойства каталитических многослойных углеродных нанотрубок

Ткачёв Евгений Николаевич

Новосибирский Государственный Университет

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

b@ngs.ru

В 1991г. впервые в саже, которая образуется в условиях дугового разряда с графитовыми электродами, были обнаружены углеродные нанотрубки – протяженные цилиндрические структуры, диаметром от десятков до тысяч ангстрем и длиной несколько микрон, состоящие из одного (однослойные) или нескольких (многослойные) свернутых в трубку графеновых слоев. В данной работе исследовалась электропроводимость $\sigma(T)$ и магнетосопротивление $\rho(H)$ каталитических многослойных углеродных нанотрубок (МУНТ). Во всех структурах на основе графита при увеличении количества дефектов происходит увеличение количества носителей тока. Актуальным является управление дефектами для получения нужных физико-химических свойств МУНТ.

МУНТ были созданы методом термохимического разложения углеродосодержащих соединений на поверхности металлического катализатора (Chemical Vapor Deposition, CVD) в Институте Катализа СО РАН в лаборатории Кузнецова В.Л. Согласно данным электронной микроскопии, полученные МУНТ обладают хорошей однородностью в отличие от каталитических МУНТ синтезированных ранее. С другой стороны данный метод синтеза обеспечивает большее количество дефектов структуры в отличие от метода распыления графита в электрической дуге. Для проведения эксперимента были получены два типа МУНТ: первый тип с использованием буферного газа азота, второй - аргона. Первый тип является более дефектным, чем второй. Исследуемые образцы, представляющие собой порошок, запрессовывались в ампулу. Контакты к ампуле подводились прижимным методом. Измерение проводимости $\sigma(T)$ проводилось по четырех-контактной схеме в интервале температур 4.2 К – 300 К. Измерение магнетосопротивления $\rho(H)$ проводилось при температуре 4.2 К в интервале магнитных полей до 11 кГс.

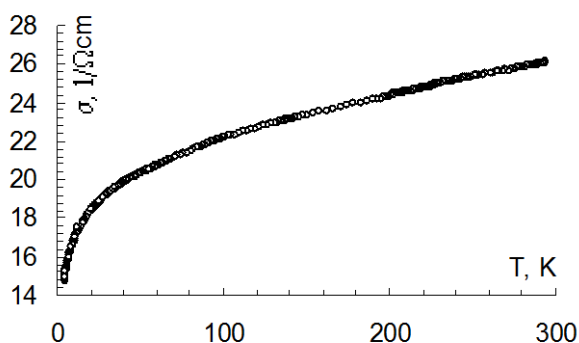


рис.1 Зависимость электропроводности от температуры

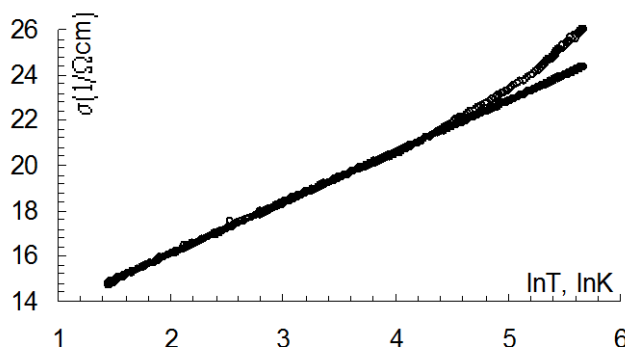


рис.2 Зависимость электропроводности от логарифма температуры

На рис. 1 и рис. 2 представлены зависимости электропроводности от температуры в линейном и логарифмическом масштабах соответственно в интервале температур от 4.2 К до 300 К. Из рис. 2 видно, что в области температур от 4.2К до 55К электропроводность образцов с понижением температуры уменьшается логарифмически. Известно, что логарифмическая зависимость проявляется в системах с локальным беспорядком. Основной вклад в проводимость в таких системах дают квантовые поправки. При понижении температуры длина диффузии электрона L_ϕ растет, если она становится больше чем характерная толщина стенки труб, то квантовые поправки можно считать двумерными, при этом меняется характер вклада в электропроводность. Квантовая поправка к проводимости по порядку величины равна

$$\delta\sigma_d \propto -\frac{e^2}{h} \times \begin{cases} -L_\phi^{-1} & d=3 \\ \ln \frac{L_\phi}{l} & d=2 \\ L_\phi & d=1 \end{cases} \quad (1)$$

где l – длина свободного пробега электрона, d – размерность поправки. А $L_\phi \sim (D \cdot T^{-p})^{1/2}$, где величина p определяется механизмом рассеяния. Например, если основным механизмом релаксации фазы волновой функции, как в нашем случае, являются электрон-электронные столкновения с малой передачей энергии, то

$\rho=1$. Из формулы (1) и зависимости L_ϕ от температуры видно, что для логарифмической зависимости кривой электропроводности от температуры характерны двумерные квантовые поправки.

Из полученных данных можно сделать вывод, что в синтезированных каталитических многослойных углеродных нанотрубках наблюдается вклад двумерных квантовых поправок к проводимости.

Влияние перекрестного андреевского отражения на свойства двумерных решёток SNS переходов

Цаплин Юрий Александрович

Батурина Татьяна Ивановна

Новосибирский Государственный Университет

Батурина Татьяна Ивановна, к.ф.-м.н.

dusk@inbox.ru

Экспериментально исследованы структуры, представляющие собой квадратные решётки сверхпроводящих островков, встроенных в нормальный металл (период 1 мкм, размер островков 0.8×0.8 мкм). Структуры изготовлены методом электронной литографии с последующим плазмохимическим травлением участков исходной пленки (PtSi толщиной 20 нм) в заранее заданных местах (рис. 1а). Для одного из образцов на рис. 1б представлена зависимость дифференциального сопротивления (dV/dI) на квадрат от напряжения смещения, в среднем приходящегося на один SNS переход. Зависимости $dV/dI - V$ симметричны относительно направления тока. На этих зависимостях чётко прослеживаются минимумы при некоторых значениях напряжения (на рис. 1б обозначены как $\alpha, \beta, \gamma, \delta$), причём положение этих минимумов зависит от температуры. Температурная зависимость положения минимумов представлена на рис. 1в символами. Сплошными линиями показаны зависимости $\Delta(T)/(en)$ ($\Delta(T)$ – температурная зависимость сверхпроводящей щели, предсказываемая БКШ, n – целое число). Функционально зависимости совпадают, на основании чего можно заключить, что данные особенности являются субгармонической щелевой структурой (SGS). Однако, интерпретация наблюдаемых особенностей как проявление SGS, в результате многократного андреевского отражения *независимо в каждом SNS переходе* затруднительна по двум причинам. Во-первых, для реализации субгармоники с номером n в одиночном SNS переходе должно выполняться условие $l_\epsilon > nL$, где l_ϵ – длина энергетической релаксации, L – размер нормальной области. Оценка показывает, что в данном случае $l_\epsilon \approx 0.4$ мкм, что значительно меньше, чем 2.8 мкм ($= 14 \cdot 0.2$ мкм), необходимых для реализации субгармоники с $n = 14$. Во-вторых, трудно ожидать, что нормальные области абсолютно идентичны, то есть обладают в точности одинаковым сопротивлением. Очевидно, что мы имеем дело с сеткой сопротивлений различной величины. В силу этого, при протекании тока величина падения напряжения на нормальных областях различна. Это означает, что условие $eV = 2\Delta/n$ не может выполняться *одновременно* на всех нормальных областях. Естественным выводом из этих рассуждений является утверждение о том, что на решётке случайных

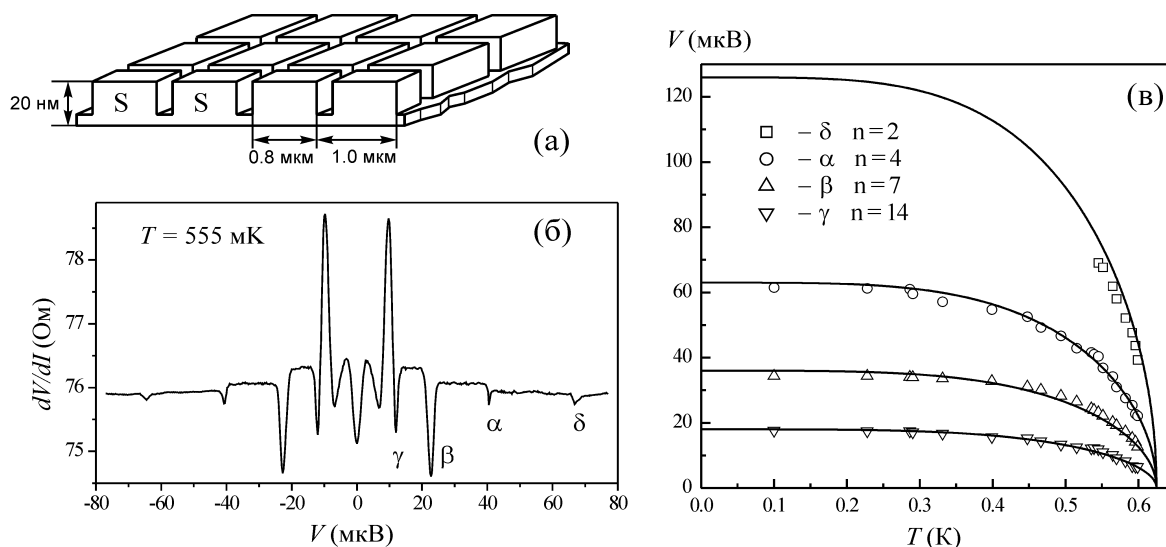


рис.1. (а) Схематичное изображение структуры с указанием размеров; (б) Зависимость дифференциального сопротивления «на квадрат» от напряжения смещения, в среднем приходящегося на один SNS переход при $T = 555$ мК; (в) Температурная зависимость положения особенностей, отмеченных на рисунке б. Сплошные линии – $\Delta(T)/(en)$. При вычислении зависимостей принято $\Delta(0) = 126$ мкэВ, $T_c = 0.625$ К.

сопротивлений наблюдение субгармонической щелевой структуры невозможно. В противоположность этим аргументам эксперимент показывает, что SGS проявляется, хотя и не регулярная, то есть отсутствуют субгармоники с некоторыми номерами.

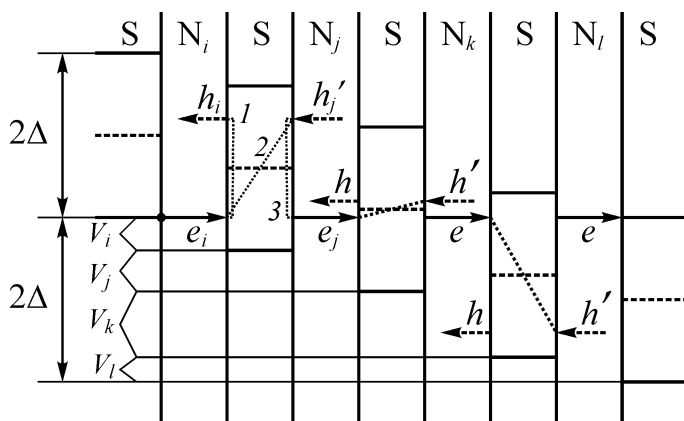


Рис.2 Изображение процессов обычного и перекрестного андреевского отражения в структуре чередующихся сверхпроводящих и нормальных областей

Мы полагаем, что наблюдаемые особенности обусловлены механизмом перекрестного андреевского отражения, когда электроподобное и дырочноподобное возбуждения находятся по разные стороны сверхпроводящей области (процесс 2 на рис.2). Такое отражение в сочетании с обычным андреевским отражением, происходящим по одну сторону сверхпроводника (процессы 1 и 3) даёт прохождение квазичастиц без потери энергии. Кроме того, реализация этого механизма протекания тока не требует, чтобы падение напряжения на нормальных областях были в точности равны. Достаточно, чтобы на цепочке нормальных областей, последовательно соединённых через сверхпроводящие области, суммарное падение напряжение равнялось $2\Delta/e$.

Список публикаций:

[1] Т.И. Батурина, Ю.А. Цаплин, А.Е. Плотников, Письма в ЖЭТФ, 81(1), 12 (2005).