

Эффект Ааронова-Бома на многостенных углеродных нанотрубках в режиме, близком к сильной локализации носителей

Ю. И. Латышев¹⁾, А. П. Орлов, А. Ю. Латышев, Т. Л. Вейд⁺, М. Конциковский⁺, П. Монсо^{*∇}

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

⁺Лаборатория иррадиации твердых тел, Политехнический институт, 91128 Палезо, Франция

^{*}Институт Нееля, 38042 Гренобль, Франция

[∇]Лаборатория сильных магнитных полей, 38042 Гренобль, Франция

Поступила в редакцию 30 сентября 2009 г.

Исследован эффект Ааронова-Бома на многостенных углеродных нанотрубках в условиях степенного роста сопротивления с понижением температуры, предшествующих сильной локализации носителей. Обнаружен периодический вклад в продольное магнитосопротивление с периодом 18 Тл, соответствующим кванту магнитного потока hc/e на сечение нанотрубки. Полученный результат указывает на возможность баллистического движения носителей по периметру образца в условиях, близких к сильной локализации носителей в продольном направлении.

PACS: 72.15.Rn, 72.20.Mu, 73.68.Fg

Углеродные нанотрубки являются одним из наиболее интересных наноуглеродных объектов, исследуемых в последнее время [1]. Нанотрубку можно представить как свернутый лист графена вдоль определенного кристаллографического направления с диаметром от 1 до 30 нм. Различают одностенные (SWNT) и многостенные (MWNT) нанотрубки, вложенные одна в другую. Диаметр SWNT обычно меньше 2 нм, тогда как диаметр MWNT обычно больше 2–3 нм, достигает несколько десятков нанометров. SWNT – обычно более чистые, они имеют длину свободного пробега носителей, много большую их диаметра. MWNT – более грязные. Индивидуальные нанотрубки обеих модификаций представляют большой интерес для изучения квантового транспорта в одномерном пределе. В зависимости от степени их совершенства, на них наблюдают баллистический режим [2, 3], режим слабой локализации [4], а на наиболее “грязных” – переход к режиму сильной локализации [5].

Благодаря цилиндрической топологии на трубках можно изучать квантово-интерференционные явления носителей в магнитном поле, параллельном ее оси. Квантование потока в трубке приводит к осцилляциям магнитосопротивления с ростом продольного магнитного поля (эффект Ааронова-Бома). В баллистическом режиме период осцилляций по потоку составляет hc/e [6, 7]. В режиме слабой локализации –

$hc/2e$ [8], как это наблюдалось раньше на “грязных” металлических цилиндрических пленках [9] и предсказывалось теоретически [10]. Фактор 1/2 появляется как следствие интерференции на прямых и обратных траекториях. Интересным и пока неизученным оставался вопрос о характере квантовой интерференции в условиях, близких к переходу в область сильной локализации. Эта область проявляется на неметаллических MWNT и характеризуется так называемой нулевой аномалией – провалом в дифференциальной проводимости $G = dI/dV$ при малых напряжениях смещения V [11]. При этом наблюдаются скейлинговые соотношения

$$G(V \gg kT) \propto V^\alpha, \quad G(V \ll kT) \propto T^\alpha. \quad (1)$$

Такое поведение объяснялось в терминах жидкости Латтинджера [12], а также, недавно, процессами неупругого котуннелирования на высокоомных контактах к MWNT [13]. Альтернативное объяснение связывалось с кулоновской блокадой носителей в отдельных сегментах MWNT, связанных туннельной связью [14].

Экспериментально подобное поведение наблюдалось в области низких температур, предшествующих переходу к режиму сильной локализации с экспоненциальным падением проводимости при понижении температуры ниже 1 К [5]. Поэтому его связывают с проявлением беспорядка при низких температурах, обусловленного наличием дефектов, примесей или дислокаций. Заметим, что влияние беспор-

¹⁾e-mail: yurilatyshev@yahoo.com

рядка здесь проявляется значительно сильнее, чем в режиме слабой локализации. Эффект Ааронова-Бома в этой области не изучался ни теоретически, ни экспериментально, что и определило цель настоящей работы.

Исследованные MWNT были выращены в Ecole Polytechnique, Палезо, Франция, CVD-методом в нанопорах Al_2O_3 [15]. Внешний диаметр нанотрубок D определялся диаметром поры и составлял ≈ 20 нм, длина L – толщиной слоя Al_2O_3 , $L \approx 1$ мкм. Ориентация трубок определялась ориентацией нанопор, то есть была перпендикулярна поверхности слоя Al_2O_3 . Измерения проводились на двух отобранных по сопротивлению образцах, содержащих единичные нанотрубки с низкоомным контактным сопротивлением [5]. Сопротивление обоих образцов при комнатной температуре составляло около 10 кОм и возрастало более чем на два порядка при охлаждении до гелиевых температур. Измерения сопротивления проводились двузондовым методом. Ток через образец задавался контролируемым компьютером источником тока, напряжение на образце измерялось нановольтметром. Магнитосопротивление образца измерялось в биттеровском магните лаборатории сильных магнитных полей в Гренобле в магнитных полях до 32 Тл при ориентации поля вдоль оси MNT. Минимальная достижимая температура составляла 1.2 К.

На рис.1а показана зависимость дифференциальной проводимости образца №1 $G(V) = dI/dV(V)$ от напряжения при $T = 1.5$ К (рис.1а) и от температуры в условиях линейности вольт-амперных характеристик (рис.1б). Как видно, $G(V)$ является константой до некоторого напряжения $V = V_0 \approx 3$ мВ, а затем возрастает с ростом напряжения по степенному закону в соответствии с соотношениями (1) с величиной степенного показателя, близкой к 1.6. Соответственно, сопротивление образцов при низких температурах, измеренное при малых токах (в условиях $V < V_0$), растет с температурой также по степенному закону с тем же показателем степени 1.6 (рис.1б).

На рис.2 показаны зависимости магнитосопротивления от магнитного поля, измеренные при токе 1 нА, соответствующем напряжению на образце $V < V_0$, при различных температурах. При $T = 1.2$ К на фоне монотонно растущего магнитосопротивления отчетливо видны также его осцилляции. Осцилляции воспроизводились при развертке $R(H)$ с ростом и с уменьшением поля. Они также воспроизводились при повороте направления поля на 180° ($H \leftrightarrow -H$), рис.3. Как следует из рис.3, зависимость $R(H)$ имеет при $H = 0$ абсолютный минимум. Видно также, что амплитуда осцилляций быстро спадает с ростом

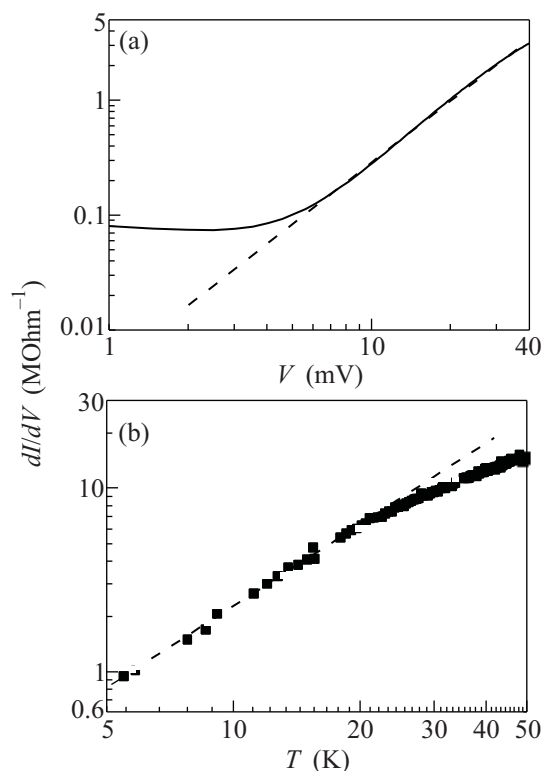


Рис.1. Зависимости дифференциальной проводимости образца MWNT №1 от напряжения смещения при температуре 1.5 К (а) и от температуры при токе 1 нА, соответствующем линейной области вольт-амперной характеристики (б). Штриховая кривая соответствует степенной зависимости с показателем 1.6

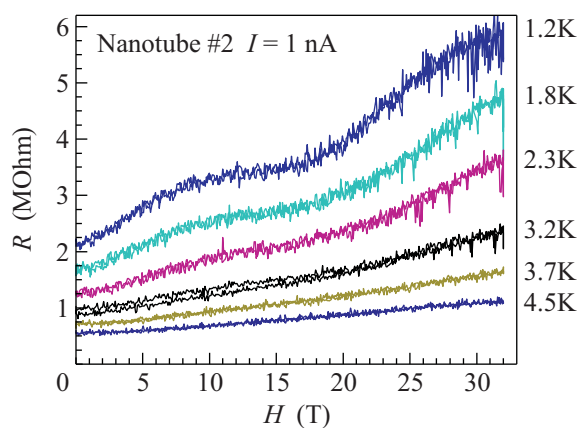


Рис.2. Магнитосопротивление $R(H)$ нанотрубки №2 при различных температурах от 1.2 до 4.5 К сверху вниз. H ориентировано вдоль оси трубки. Измерительный ток составлял 1 нА и соответствовал линейной части ВАХ для всех температур

температуры, и они уже практически не различимы при $T > 3$ К.

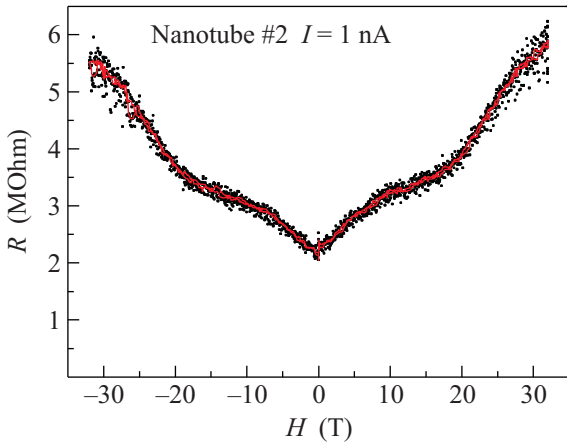


Рис.3. Магнитосопротивление $R(H)$ нанотрубки №2 при $T = 1.2$ К для параллельной и антипараллельной ориентаций магнитного поля

Амплитуда осцилляций также спадает с ростом тока (напряжения) на образце в условиях, когда напряжение на образце превышает V_0 . Осцилляции практически исчезают при токах больше 10 нА (рис.4).

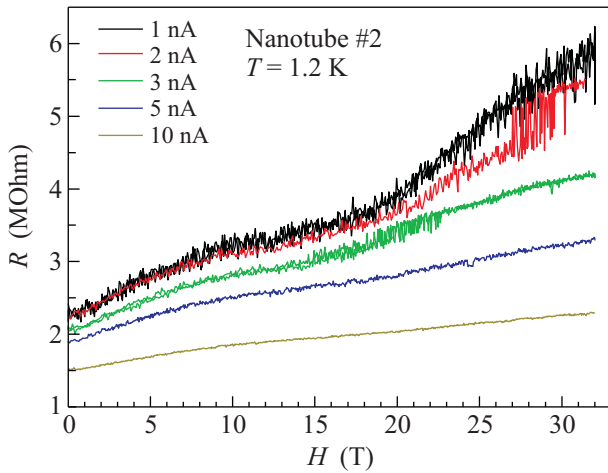


Рис.4. Магнитосопротивление $R(H)$ нанотрубки №2 при различных измерительных токах от 1 до 10 нА сверху вниз. $T = 1.2$ К. Переход к нелинейному режиму происходил при токах около 3 нА

Перейдем к обсуждению результатов. Вычитание монотонного фона (рис.5) дает возможность проследить более чем полтора периода осциллирующей части магнитосопротивления в каждую сторону изменения H как для H , так и для $-H$. Извлеченный из этого анализа период H_0 составляет около 18 Тл. При пересчете на квант потока hc/e это дает диаметр трубки 17.2 нм, что близко измеренному диаметру 20 ± 3 нм. Напротив, пересчет на пол-кванта

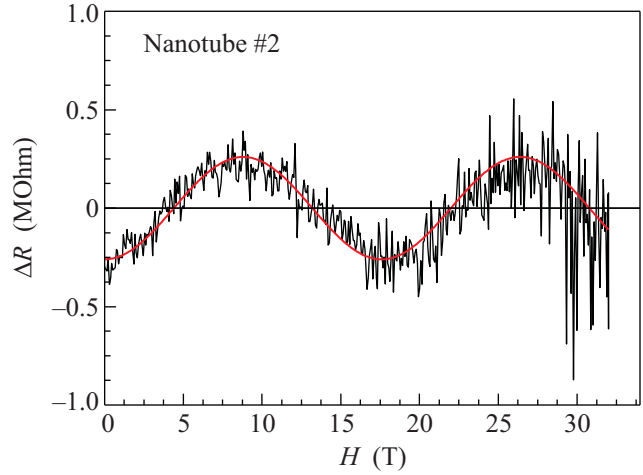


Рис.5. Зависимость осциллирующей части магнитосопротивления нанотрубки №2 после вычитания монотонной части магнитосопротивления, определявшейся подгоночным полиномом второго порядка по H . Кривая линия соответствует функции $\Delta R = -A \cos(2\pi H/H_0)$ с двумя независимыми подгоночными параметрами A и H_0 ($A = 260$ кОм, $H_0 = 17.6$ Тл)

потока $hc/2e$ дает эффективный диаметр 12 нм, что сильно отличается от результатов измерений диаметра. Здесь нужно отметить, что вклад в осцилляции Ааронова-Бома дает внешняя оболочка MWNT [16,17]. Таким образом, обнаруженные осцилляции магнитосопротивления соответствуют кванту потока на сечение трубки. С этим согласуется также то, что монотонный фон имеет положительное магнитосопротивление и $R(H)$ имеет абсолютный минимум при $H \rightarrow \pm 0$. В случае же слабой локализации, определяющей период осцилляций магнитосопротивления по потоку $hc/2e$, наблюдается фон отрицательного магнитосопротивления, и $R(H)$ имеет максимум при $H \rightarrow \pm 0$.

Полученный экспериментально результат отражает довольно нетривиальную картину. В условиях, близких к сильной локализации, наблюдается период осцилляций Ааронова-Бома, по потоку вдвое больший, чем в условиях слабой локализации, то есть такой же, как и в баллистическом режиме. Теоретическое рассмотрение эффекта Ааронова-Бома в условиях сильной локализации и близких к ней в настоящее время отсутствует. Качественно можно сказать, что при переходе к сильной локализации в условиях, когда длина пробега носителей остается больше периметра нанотрубки, носители могут совершать почти баллистическое движение по периметру, что определяет периодичность магнитосопротивления по потоку hc/e . В то же время продольное движение с по-

нижением температуры испытывает переход к одномерной локализации, обуславливающий рост сопротивления с понижением температуры.

Качественно подобная феноменологическая модель продольного транспорта на MWNT с дефектами была рассмотрена в [14]. Согласно этой модели, нанотрубку при низких температурах можно рассматривать как последовательную цепочку хорошо проводящих сегментов, разделенных туннельными барьерами, образованными примесями, включениями и т.п. Рост сопротивления нанотрубки при понижении температуры определяется высотой барьеров и возможностью кулоновской блокады носителей, тогда как внутри проводящего сегмента реализуется квазибаллистический режим. Такая модель качественно согласуется с нашим экспериментом. При низких температурах и малых напряжениях смещения, если длина такого сегмента и длина свободного пробега носителей больше периметра нанотрубки, носители в магнитном поле могут совершать баллистическое движение по периметру, определяющее период осцилляций hc/e , несмотря на большое продольное сопротивление нанотрубки, обусловленное барьерами. С ростом температуры или напряжения смещения носители более эффективно преодолевают барьеры и одновременно испытывают большее рассеяние. В условиях, когда длина сбой фазы носителей становится меньше периметра нанотрубки, осцилляции Ааронова-Бома перестают наблюдаться.

Авторы благодарны Г.Е. Федорову, М.В. Фейгельману, А.С. Иоселевичу, А.В. Шитову, С.Н. Артеменко и К.Э. Нагаеву за обсуждения результатов работы, а также А.А. Синченко – за техническую помощь на ранней стадии эксперимента. Работа была поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 08-02-01093а, # 06-02-72551, грантом # ANR-07-BLAN-0136, Европейской ассоциированной лабораторией (LEA) между ИРЭ РАН и

Институтом Нееля CNRS, программами РАН “Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах” и “Физика новых материалов и структур”.

1. В качестве обзора см. S. Reich, C. Thomsen, and J. Maultzsch, *Carbon Nanotubes, Basic concepts and Physical Properties*, Wiley-VCH, Weinheim, 2004.
2. C. Dekker, *Phys. Today* **52**, 22 (1999).
3. J. Kong, E. Enilmes, T. W. Tombler et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 106801 (2001).
4. H. R. Shea, R. Martel, and Ph. Avouris, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4441 (2000).
5. J.-F. Dayen, X. Jehl, T. L. Wade et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **243**, 3413 (2006).
6. B. Lassagne, J.-P. Clesiou, S. Nanot et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 176802 (2007).
7. G. Fedorov, A. Tselev, D. Jimenez et al. *Nano Lett.* **7**, 960 (2007).
8. C. Schoenenberger, A. Bachtold, C. Strunk et al., *Appl. Phys. A* **69**, 283 (1999).
9. Д. Ю. Шарвин, Ю. В. Шарвин, *Письма в ЖЭТФ* **34**, 285 (1981).
10. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, Б. З. Спивак, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 101 (1981).
11. J.-F. Dayen, T. L. Wade, M. Konczykowski et. al., *Phys. Rev. B* **72**, 073402 (2005).
12. R. Eger, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5547 (1999).
13. M. V. Feigelman and A. S. Ioselevich, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 882 (2008).
14. J.-F. Dyen, T.L. Wade, G. Rizza, *Eur. Phys. J.: Appl. Phys.* **48**, 10604 (2009).
15. T. L. Wade and J. E. Wegrow, *Eur. Phys. J.: Appl. Phys.* **29**, 3 (2005).
16. A. Bachtold, C. Strunk, J.-P. Salvetat et al., *Nature* **397**, 673 (1999).
17. S. Frank, P. Poncharal, Z. L. Wang et al., *Science* **280**, 1744 (2001).