

26. Usov V V *Nature* (London) **357** 344 (1992)
27. Usov V V, astro-ph/9909435
28. Ahn S-H *Astrophys. J.* **530** L9 (1999)
29. Kroupa P, astro-ph/0001202
30. Chevalier R A, Li Z-Y *Astrophys. J.* **520** L29 (1999)
31. Rodriguez L F, Mirabel I F, astro-ph/9811250
32. Dubner G M et al. *Astron. J.* **116** 1842 (1998)
33. Fargion D *Astron. Astrophys. Suppl.* **138** 507 (1999)
34. Efremov Yu N, Fargion D, astro-ph/9912562

PACS numbers: 72.80.Rj, 74.70.Wz

## Незатухающие токи и захват магнитного потока в многосвязной углеродной нанотрубной структуре

В.И. Цебро, О.Е. Омеляновский

1. Углерод, этот удивительный элемент, являющийся основой множества природных и синтетических материалов, в последние годы уходящего столетия необычайно удивил еще раз, представ перед миром после таких своих хорошо известных твердотельных кристаллографических форм, как алмаз и графит, в форме фуллеренов и нанотрубок. Не прошло еще и десяти лет с момента первой публикации [1] об обнаружении в катодном депозите при электродуговом синтезе фуллеренов многослойных углеродных нанотрубок. Понятно, что их свойства являются предметом повышенного интереса и интенсивных исследований (см., например, обзоры [2–6]). Среди работ последнего времени, посвященных электронным свойствам углеродных нанотрубок, выделим экспериментальные и теоретические работы по когерентному электронному транспорту в однослойных нанотрубках [7–11] и теоретические работы [12–14], рассматривающие связанный с этим вопрос о циркуляционных незатухающих токах в замкнутых тороидальных нанотрубках. В частности, данные, полученные методом транспортной спектроскопии [7, 8], говорят о том, что в однослойных нанотрубках при низких температурах имеет место когерентный электронный транспорт, причем на очень больших расстояниях — по оценкам [7], вплоть до полной длины нанотрубки в несколько микрон.

Предмет нашего сообщения — экспериментальное обнаружение [15] такого явления, как захват магнитного потока в многосвязной структуре из многослойных углеродных нанотрубок, которая образуется в катодных депозитах в электродуговом процессе их синтеза. Этот захват потока происходит точно так же, как если бы мы имели дело с многосвязным нитевидным сверхпроводником, подобным так называемой "губке Мендельсона" [16] — многосвязной системе тонких нитей сверхпроводника в нормальной матрице. Таким образом, этим как бы делается заявка на сверхпроводимость такой структуры, причем при очень высоких температурах (как будет видно из дальнейшего, существенно выше комнатной). Однако сверхпроводимость в обычном понимании этого явления (образование бозе-конденсата куперовских пар ниже точки перехода) — не единственное объяснение обнаруженного эффекта. Возможно, следует говорить о первом экспериментальном наблюдении так называемых persistent currents — незатухающих токов, циркули-

рующих по замкнутым мезоскопическим путям такой многосвязной структуры. Вопрос о незатухающих токах, построении основного состояния, допускающего их существование в мезоскопических замкнутых объектах [17] и приводящего также к захвату магнитного потока, теоретически рассматривался в последнее время в работах [18–20] (см. также [12–14]). Так или иначе, в нашем случае речь идет не о каком-то слабом (на грани обнаружения) или спорном (в смысле интерпретации) явлении, а о вполне заметном макроскопическом эффекте, как если бы мы действительно имели дело с обычным нитевидным сверхпроводником, или, скажем, сверхпроводником второго рода с предельно малым первым критическим полем.

2. Коротко о том, что привело нас к обнаруженному эффекту. Известно (см., например, [21]), что аномально высокое значение диамагнитной восприимчивости графита при ориентации магнитного поля перпендикулярно графитовым плоскостям связывают с очень большой величиной эффективного радиуса циркуляции  $\rho$  кольцевых индукционных токов в формуле Лармора–Ланжевена  $\chi = -(Ne^2/4mc^2)\rho^2$ , где  $c$  — скорость света,  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $N$  — число Авогадро (для молярной восприимчивости). Для  $\pi$ -электронов графита этот радиус равен 7,8 Å, т.е. площадь петли циркуляции охватывает примерно 36 элементарных ячеек графита. Это приводит к величине  $\chi \sim 10^{-4}$  СГСМ моль $^{-1}$ , что в 25 раз больше диамагнитной восприимчивости ароматических  $\pi$ -электронов бензола и примерно на 2 порядка больше  $\chi$  ароматических  $\sigma$ -электронов бензола или, скажем, диамагнитной восприимчивости алмаза.

С появлением углеродных нанотрубок естественно встал вопрос о том, возможен ли гигантский диамагнетизм в упорядоченной системе нанотрубок при ориентации магнитного поля вдоль их осей, если циркуляция кольцевых токов в ответ на приложенное магнитное поле будет осуществляться по стенкам нанотрубок вокруг их осей. В этом случае при среднем радиусе нанотрубок  $\sim 80$  Å связанная с этими кольцевыми токами диамагнитная восприимчивость такой системы должна быть в 100 раз больше, чем  $\chi$  графита. Обнаруженная в [22] сильная анизотропия диамагнитной восприимчивости некоторой искусственно упорядоченной тонкослойной системы углеродных нанотрубок, казалось бы, говорит в пользу такого предположения, которое, конечно, носит очень простой качественный характер. Однако возможный гигантский диамагнетизм углеродных нанотрубок при ориентации магнитного поля вдоль их осей становится предметом и более строгих теоретических рассмотрений. Здесь прежде всего следует отметить работу Овчинникова [23], в которой были проведены вычисления диамагнитной восприимчивости углеродных нанотрубок в рамках простой модели с использованием гамильтониана Хюкеля (Hückel model), и показано, что при ориентации нанотрубок вдоль направления магнитного поля их диамагнитная восприимчивость может достигать значения  $\sim 10^{-2}$  СГСМ моль $^{-1}$ , что на два порядка больше, чем в графите при ориентации магнитного поля перпендикулярно графитовым плоскостям.

В попытке экспериментальной проверки выводов работы [23] нами и были предприняты исследования магнитных свойств образцов катодных депозитов. Дело в том, что искусственно создать образцы, содержащие достаточное количество в высокой степени упорядочен-

ных нанотрубок, чрезвычайно трудно<sup>1</sup>. Это заставило нас обратиться к самим образцам углеродных депозитов, образующихся на катоде в процессе электродугового синтеза многослойных нанотрубок по ставшей уже традиционной технологии их приготовления [2, 3, 5, 25]. Дело в том, что до определенного момента считалось (и об этом говорили, например, данные работы [25]), что углеродные колонки колончатой структуры центральной части депозита, о которой ниже пойдет речь, содержат многослойные нанотрубки, ориентированные вдоль осей колонок, и, следовательно, собрав образец из ориентированных колонок или просто используя в качестве образца выделенную центральную часть депозита, можно получить макроскопический объект для магнитных измерений с заданной ориентацией нанотрубок.

В дальнейшем оказалось, что это не так. Специальные электронно-микроскопические исследования внутренней структуры катодных депозитов, выполненные Н.А. Киселевым с сотрудниками в Институте кристаллографии РАН и А.Б. Ормонтом в Институте радиотехники и электроники РАН [26], показали, что нанотрубки в различных частях депозита, в том числе и в углеродных колонках, ориентированы достаточно хаотично и преимущественно под тупыми углами к оси его роста и оси колонок, и, следовательно, не приходится говорить о приготовлении образцов с заданной ориентацией нанотрубок. Проведенные структурные исследования [26] позволили достаточно полно восстановить устройство центральной части катодного депозита, картину распределения нанотрубок в ней (рис. 1), что позволило нам увязать с этой картиной обнаруженный при измерении магнитных свойств эффект захвата магнитного потока и его анизотропию.

**3. Исследованные нами образцы были приготовлены А.П. Моравским в Институте химической физики РАН. Они представляли собой небольшие фрагменты, извлеченные из центральной части углеродных депозитов, образующихся на катоде в процессе синтеза многослойных нанотрубок электродуговым методом. В этом методе [1–3, 5, 25], который лежит также в основе наиболее эффективной и потому распространенной технологии приготовления фуллеренов [27, 28], происходит термическое испарение графитового электрода (анода) в плазме дугового разряда в гелиевой атмосфере<sup>2</sup>. В результате происходит интенсивное термическое распыление материала анода и его перенос на более холодный катод, где вырастает катодный депозит, содержащий в том или ином количестве (в зависимости от режима разряда) углеродные нанотрубки. В технологической цепочке процедуры получения чистого нанотрубного**

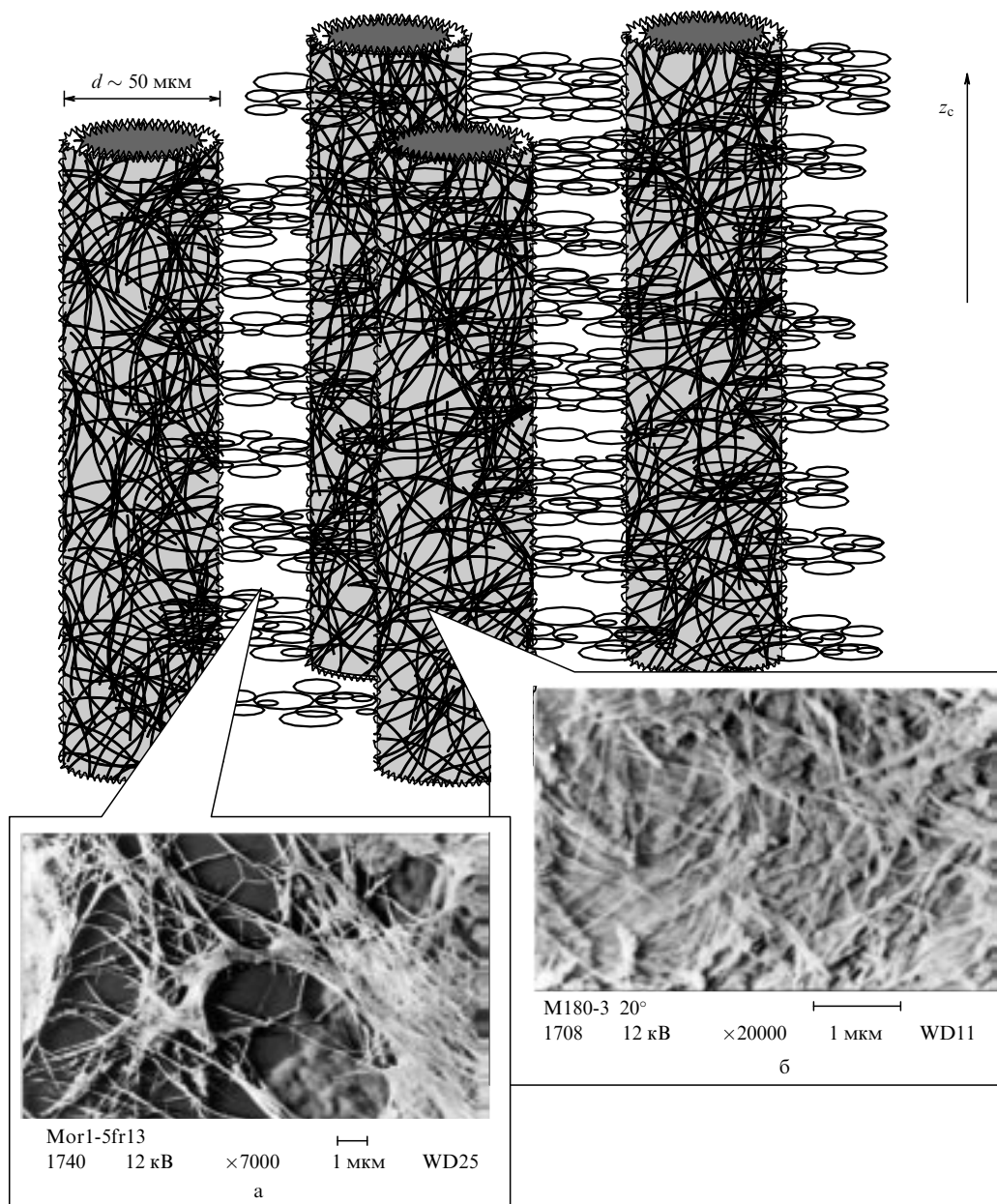
материала такие катодные депозиты рассматриваются как промежуточный продукт, который подвергается специальной интенсивной обработке (ультразвуковое диспергирование в органическом растворителе, обработка в центрифуге, воздействие сильными окислителями) с целью очистки от наночастиц и других углеродных образований и получения материала, состоящего практически из одних многослойных нанотрубок. Понятно, что при этом полностью уничтожается изначально зафиксированная в процессе конденсации на катоде углеродного материала внутренняя структура катодного депозита, содержащая, как следует из данных работы [26], различным способом соединенные между собой многослойные нанотрубки в виде многосвязной сетки наружных оболочек углеродных колонок или нанотрубной паутины в пространстве между ними. Именно поэтому в наших экспериментах намеренно использовались фрагменты катодных депозитов, не подвергавшихся после завершения дугового разряда какой-либо специальной, разрушающей структуру материала обработке.

Как уже отмечалось, качественный состав и внутренняя структура приготовленных в разных технологических режимах депозитов, в том числе и тех, из которых нами были приготовлены образцы для магнитных измерений, подробно исследовались в работе [26]. Результаты этой работы имеют большое значение для интерпретации полученных нами данных по магнитным свойствам, так как они позволили достаточно полно восстановить картину внутреннего устройства катодных депозитов, выявить существование в ней многосвязной нанотрубной структуры. Согласно [26], центральная часть катодного депозита имеет колончатую структуру, ориентированную вдоль оси роста депозита, и это хорошо согласуется с данными других работ (см., например, [25]). В исследованных нами образцах по данным [26] углеродные колонки такой колончатой структуры состоят из трех основных компонентов: многослойных нанотрубок диаметром от 5 до 45 нм (наиболее вероятная величина ~ 15 нм), многослойных полиэдрических частиц размером от 20 до 90 нм и искривленных графитизированных образований. Их относительные количества и характерные размеры определяются параметрами дугового процесса (подробнее см. [26]). В то время как внутри колонок присутствуют все три компонента, наружная оболочка колонок состоит преимущественно из одних переплетенных между собой многослойных нанотрубок. Существенно также, что многослойные нанотрубки в виде своеобразной нанотрубной паутины в значительном количестве присутствуют и в пространстве между колонками. Что касается ориентации нанотрубок, то, как уже было сказано, нанотрубки из различных частей депозита — в углеродных колонках и пространстве между ними — ориентированы преимущественно под углами более 45° к оси его роста.

Рисунок 1 в некотором условном (для наглядности) виде иллюстрирует модель колончатой структуры исследованных нами образцов катодных депозитов. Углеродные колонки (средний диаметр колонок ~ 50 мкм) показаны отстоящими друг от друга на некоторое расстояние (в действительности [26] расстояние между колонками колеблется от 10 до 15 мкм). Нанотрубки в виде плотной многослойной переплетенной сетки находятся на боковых поверхностях колонок. Пространство

<sup>1</sup> В отмеченной выше работе [22], где исследовались пленки с упорядоченными нанотрубками, использовалась специальная многоступенчатая процедура [24], в которой диспергированная в этаноле нанотрубная взвесь пропусклась через специальный керамический фильтр с отверстиями диаметром ~ 0,2 мкм, после чего нанотрубный осадок на противоположной стороне фильтра переносился на полимерную (тефлоновую) пленку-подложку простым прижатием фильтра к полимеру. В результате, по данным [22, 24], получались слои, нанотрубки в которых были ориентированы преимущественно по нормали к поверхности подложки.

<sup>2</sup> В нашем случае в качестве анода использовались графитовые стержни диаметром 6 мм и длиной 200 мм. Ток разряда равнялся 65 А. Для различных серий приготовления депозитов давление гелия в камере реактора менялось от 200 до 500 торр.



**Рис. 1.** Модель колончатой структуры исследованных образцов катодных депозитов. Оси колонок  $z_c$  направлены вдоль оси роста депозита. Многослойные нанотрубки в виде плотной многослойной пленки находятся на боковых поверхностях колонок и в виде разреженной нанотрубной паутины в пространстве между ними. Электронно-микроскопические изображения многослойных нанотрубок на боковых поверхностях колонок (б) и в пространстве между ними (а) взяты из работы [26].

между колонками занято довольно разреженной многосвязной нанотрубной паутиной. Приведенные на этом рисунке примеры электронно-микроскопических изображений многослойных нанотрубок на боковых поверхностях колонок и в пространстве между ними взяты из работы [26].

**4.** Образцы для измерений кривых намагничивания представляли собой либо (1) выделенные из центральной части депозита, собранные вместе и скрепленные ничтожным количеством немагнитного клея углеродные колонки, ориентированные вдоль одной оси  $z_c$ , либо (2) вырезанные из центральной части депозита вдоль оси его роста  $z_d$  небольшие объемные цилиндры диаметром  $\sim 2,5$  мм и длиной до 5 мм. В первом варианте масса образцов была 1–5 мг, и измерения их магнитных

свойств проводились в слабых ( $< 500$  Э) магнитных полях при помощи СКВИД-магнитометра, имеющего чувствительность по магнитному моменту порядка  $5 \times 10^{-9}$  СГСМ. На рисунке 2 показано оптическое изображение профиля торца одного из таких образцов массой 1,6 мг.

Во втором варианте вес вырезанных цилиндрических образцов составлял величину порядка нескольких десятков мг, и предназначались они для магнитных измерений в сильных магнитных полях при помощи автокомпенсационного магнитометра с емкостным датчиком [29].

**5. Захват магнитного потока в слабых магнитных полях.** На рисунке 3 в качестве примера приведены результаты измерений на СКВИД-магнитометре при  $T = 4,2$  К кривой намагничивания образца, собранного

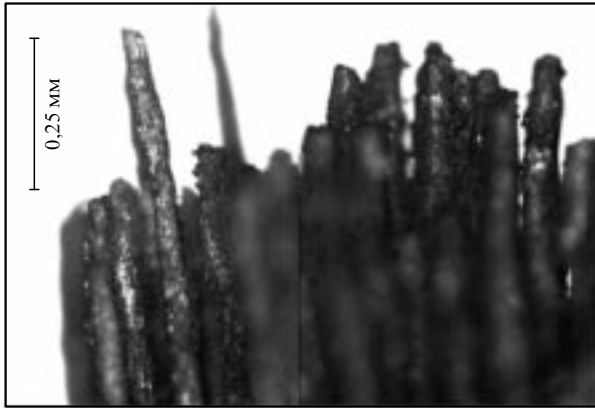


Рис. 2. Оптическое изображение профиля торца одного из образцов, состоящего из собранных вместе углеродных колонок.

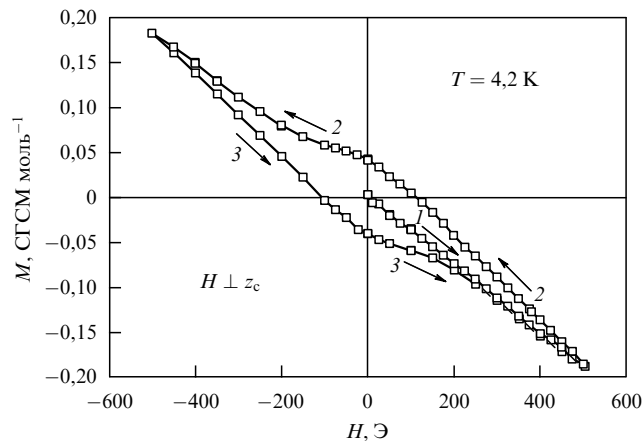


Рис. 3. Петля гистерезиса кривой намагничивания одного из образцов, состоящего из собранных вместе углеродных колонок;  $T = 4,2\text{ K}$ , масса образца 1,6 мг. Магнитное поле направлено перпендикулярно оси углеродных колонок.

из углеродных колонок (см. рис. 2), в случае, когда магнитное поле направлено перпендикулярно оси колонок  $z_c$ , т. е. по нормали к их цилиндрической поверхности. Видно, что при первом вводе поля  $H$  имеет место практически линейная зависимость  $M(H)$  (кривая 1) с наклоном (магнитной восприимчивостью  $\chi$ ), равным для данного образца величине  $\chi = -3,8 \times 10^{-4}$  СГСМ моль $^{-1}$ . При выводе магнитного поля (кривая 2) в образце остается захваченный магнитный поток, соответствующий в данном случае парамагнитному моменту  $M_T \approx 0,04$  СГСМ моль $^{-1}$ , а при дальнейшем циклическом изменении магнитного поля от  $-500$  до  $500$  Э (кривые 2, 3) наблюдается характерная петля гистерезиса.

Были проведены измерения зависимостей величины захваченного магнитного момента  $M_T$  от времени и температуры. Длительные (до 20 ч) наблюдения за величиной  $M_T$  при температуре жидкого гелия не обнаруживают в пределах точности измерений ( $\sim 1\%$ ) какого-либо заметного его уменьшения; это позволяет говорить о том, что индуцируемые в образце токи

<sup>3</sup> При условии, что образец до этого длительное время (свыше трех суток) находился при комнатной температуре, для того, чтобы произошла практически полная релаксация захваченного в предыдущих экспериментах магнитного потока (см. ниже).

являются при низкой (гелиевой) температуре незатухающими. Заметная релаксация захваченного магнитного момента по экспоненциальному закону с характерными временами релаксации  $\tau_0 \sim 150$  ч обнаруживается уже при отогреве образцов до уровня промежуточных температур ( $\sim 20$  K). Измерения временных зависимостей  $M_T(t)$  при комнатной температуре показали, что и при столь высоких температурах времена релаксации  $\tau_0$  остаются достаточно большими, порядка 15 ч, и чтобы практически вернуть образцы в исходное состояние (что означает, скажем, уменьшить величину  $M_T$  до уровня  $< 1\%$  от исходной), требуется их выдержка при комнатной температуре в течение примерно трех суток. Таким образом, от температуры зависит не величина захваченного момента  $M_T$ , а время релаксации  $\tau_0$ . На рисунке 4 приведена характерная кривая температурной зависимости величины захваченного магнитного момента  $M_T$  при медленном (трехчасовом) отогреве образца от гелиевой до комнатной температуры в измерительной части магнитометра. При быстром отогреве до комнатной температуры величина захваченного момента остается постоянной. Это означает, что и при комнатной температуре индуцируемые в образце токи являются незатухающими, а релаксация захваченного потока определяется, скорее всего, активационным механизмом, подобно тому, как это имеет место в сверхпроводниках II рода в широкой области температур ниже температуры сверхпроводящего перехода (см., например, [30, 31]).

Многочисленная проверка разных образцов, приготовленных как из различных частей одного депозита, так и из разных депозитов показала, что гистерезис кривых намагничивания имеет место практически во всех случаях — меняется только его величина, причем от образца к образцу в очень широких пределах. Для ряда образцов вклад необратимой части намагниченности был очень малым, и удовлетворительно иллюстрировать гистерезисные свойства кривых  $M(H)$  можно было, только приводя разностные зависимости вида  $M(H) - \chi_0 H$  (где  $\chi_0$  — статическая магнитная восприимчивость в крайних точках петли гистерезиса). В этом смысле результаты, приведенные на рис. 3, представляют собой лучшие по

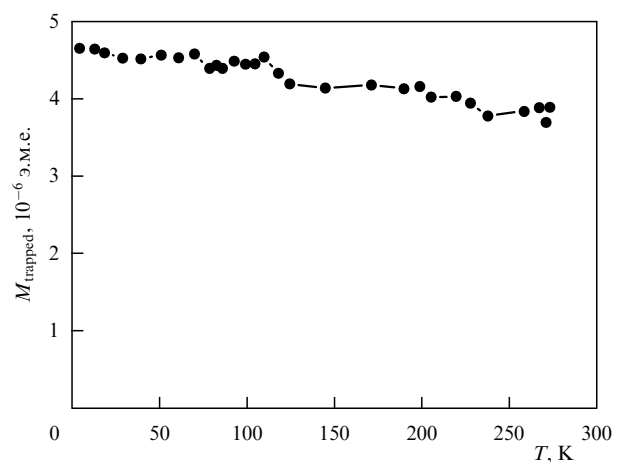


Рис. 4. Температурная зависимость величины захваченного момента в процессе трехчасового отогрева образца от гелиевой до комнатной температуры. При быстром отогреве до комнатной температуры и последующем охлаждении до температуры жидкого гелия величина захваченного момента остается постоянной.

величине эффекта данные, полученные нами в слабых магнитных полях для образцов из углеродных колонок.

Предполагая, что захват магнитного потока происходит, прежде всего, в ячейках многослойной переплетенной сетки из нанотрубок на поверхности углеродных колонок, следует ожидать сильной анизотропии эффекта захвата магнитного потока, поскольку ячейки такой сетки ориентированы преимущественно по нормали к боковой поверхности колонок. И действительно, величина гистерезиса кривых намагничивания очень сильно зависит от направления магнитного поля относительно оси колонок  $z_c$ , при этом эффект максимален при  $H \perp z_c$ . В качестве примера на рис. 5 для одного из исследованных образцов приведена полная петля гистерезиса вида  $M(H) - \chi_0 H$  при  $H \perp z_c$  и начальные кривые  $M(H) - \chi_0 H$  при вводе и выводе магнитного поля для ориентации  $H \parallel z_c$ . Видно, что величина захваченного потока  $M_T$  в случае  $H \parallel z_c$  примерно в четыре раза меньше, чем в случае  $H \perp z_c$ .

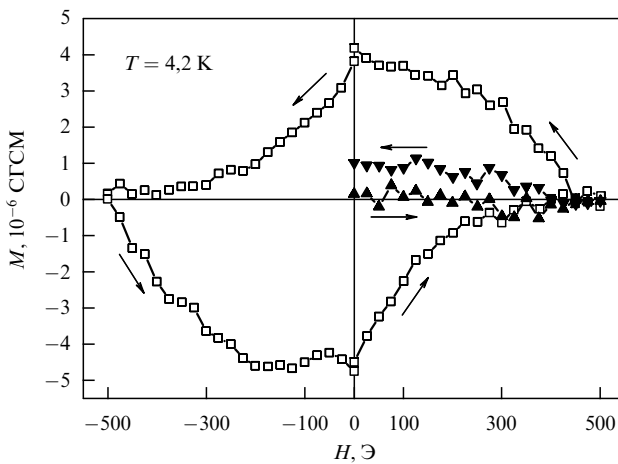


Рис. 5. Пример анизотропии петли гистерезиса кривых намагничивания при  $T = 4,2$  К. Приведены абсолютные значения магнитного момента за вычетом  $\chi_0 H$  (см. текст):  $\square$  — полная петля гистерезиса при  $H \perp z_c$ , начальный ввод ( $\blacktriangle$ ) и вывод ( $\blacktriangledown$ ) магнитного поля при  $H \parallel z_c$ .

**6. Необратимость кривых намагничивания в сильных магнитных полях.** В сильных магнитных полях измерения проводились только при  $T = 4,2$  К в неоднородном поле сверхпроводящего соленоида при помощи автокомпенсационного магнитометра с емкостным датчиком [29] на цилиндрических образцах, вырезанных из центральной части депозита вдоль оси его роста  $z_d$ . Поскольку в этих экспериментах не было возможности изменять направление магнитного поля в сверхпроводящем соленоиде (из ниобий-оловянной ленты), измерялись кривые  $M(H)$  при вводе и выводе поля в одном направлении. На рисунке 6 в качестве примера показаны кривые намагничивания одного из образцов при вводе и выводе поля для двух ориентаций:  $H \parallel z_d$  (кривые 1) и  $H \perp z_d$  (кривые 2). Эти данные иллюстрируют общую картину, полученную в сильных магнитных полях. Во-первых, кривые намагничивания существенно нелинейны, и это говорит о сложном характере магнитных взаимодействий в многосвязной нанотрубной системе (можно предположить, что под влиянием магнитного поля происходит изменение ориентации токовых петель). При этом имеет место сильно нелинейная

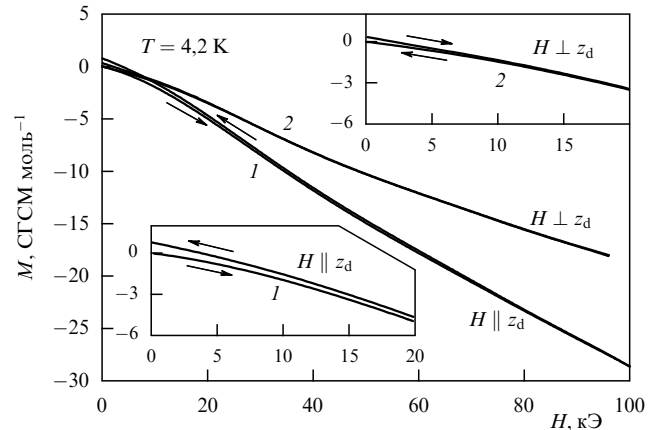


Рис. 6. Кривые намагничивания в сильных полях цилиндрического объемного образца, вырезанного из центральной части депозита вдоль оси его роста  $z_d$ . Показаны кривые  $M(H)$  при вводе и выводе поля для ориентации магнитного поля вдоль оси роста депозита (1) и перпендикулярно к ней (2);  $T = 4,2$  К, масса образца 67 мг. На вставках: начальные участки кривых для различных направлений магнитного поля относительно  $z_d$ .

полевая зависимость анизотропии намагниченности, когда резкое возрастание отношения  $M_{\parallel}/M_{\perp}$  в интервале полей 0–20 кЭ сменяется медленным монотонным его ростом вплоть до значений  $M_{\parallel}/M_{\perp} \sim 1,5$  при  $H \sim 100$  кЭ. Во-вторых, кривые намагничивания являются необратимыми и в области сильных магнитных полей. При этом, как и в случае слабых магнитных полей и образцов из углеродных колонок, имеет место заметная анизотропия величины гистерезиса кривых  $M(H)$ , но величина гистерезиса существенно больше, когда поле  $H$  параллельно оси роста депозита  $z_d$  и, следовательно, осям углеродных колонок. По-видимому, в этом случае существенный вклад в величину захватываемого потока вносит многосвязная нанотрубная структура (нанотрубная паутина) в пространстве между колонками, ячейки которой ориентированы перпендикулярно оси роста депозита (см. рис. 1). Отметим также, что в этом случае для некоторых образцов при полном выводе поля из области сильных магнитных полей удается достичь величины остаточного момента  $M_T \sim 2$  CGSM моль<sup>-1</sup> при  $H \parallel z_d$ . Следует отметить, что в случае сильных магнитных полей захват магнитного потока квантами происходит, по-видимому, в более мелких ячейках многосвязной нанотрубной структуры, чем и объясняются большие значения остаточного момента  $M_T$ .

7. Таким образом, нами обнаружено, что образцы фрагментов катодных углеродных депозитов, не подвергшихся разрушению в процессе специальной обработки с целью выделения и очистки содержащихся в них многослойных нанотрубок, могут нести индуцируемые магнитным полем незатухающие при низких (гелиевых) или очень слабо затухающие при высоких (комнатных) температурах токи. Свойство это обнаруживается по кривым намагничивания, которые носят ярко выраженный необратимый характер, т.е. в образцах происходит захват магнитного потока подобно тому, как это имеет место в многосвязной сверхпроводящей структуре.

Что является причиной релаксации захваченного момента при высоких температурах, остается неясным. Если предположить, что речь идет о реальной сверхпро-

водимости многосвязной нанотрубной системы, то данной релаксации следует приписать активационный механизм, как в сверхпроводниках II рода, когда за счет теплового движения несущая квант потока вихревая нить преодолевает силу пиннинга, удерживающую ее на данном центре пиннинга [30, 31]. В нашем случае таким центром пиннинга является ячейка нанотрубной сетки, захватившая один или несколько квантов магнитного потока. Отметим в этой связи, что часто наблюдаемый разброс экспериментальных точек на гистерезисных петлях кривых намагничивания (см. рис. 5) представляется не чем иным, как проявлением известных для сверхпроводников II рода скачков потока, поскольку точность измерений на СКВИД-магнитометре при низких температурах на два порядка больше наблюдаемого разброса экспериментальных точек.

Понятно, что если многосвязная нанотрубная система является реально сверхпроводящей, то следует предположить очень высокое значение температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  такой системы. Нами был проведен специальный эксперимент, когда собранный из углеродных колонок образец с захваченным при низких температурах магнитным моментом выдерживался при температуре  $100^\circ\text{C}$  в течение двух часов, при этом величина захваченного момента после такой выдержки уменьшалась всего в два раза. Это означает, что  $T_c$  системы должна быть существенно выше  $373\text{ K}$  (!).

Возможно также, как уже отмечалось, что в нашем случае следует говорить не о сверхпроводимости, а о первом экспериментальном наблюдении индуцируемых магнитным полем незатухающих токов, циркулирующих по замкнутым мезоскопическим путям (ячейкам сетки) многосвязной углеродной нанотрубной структуры. В этом случае медленная релаксация незатухающих токов при высоких температурах может быть связана с наличием параллельных токовых каналов с неупругим рассеянием носителей тока, и взаимодействие между идеальными каналами с баллистическим режимом движения носителей и рассеивающими каналами обуславливает наблюдаемую релаксацию. Мы уже упоминали серию теоретических работ [12–14, 18–20], в которых рассматриваются различные возможности существования незатухающих токов для ряда мезоскопических объектов, в том числе и для замкнутых тороидальных однослойных углеродных нанотрубок [13, 14]. В одной из таких более общих работ [20] также прямо указывается, что одним из мезоскопических объектов, в которых возможны такие токи, являются углеродные нанотрубки.

То, что когерентный электронный транспорт имеет место в углеродных однослойных нанотрубках при низких температурах, следует из результатов экспериментальных работ [7, 8, 11]. Индуцированная эффектом близости сверхпроводимость однослойных углеродных нанотрубок (нанотрубка находилась между двумя сверхпроводящими металлическими контактами) при температуре ниже  $1\text{ K}$  наблюдалась в работе [32]. Однако для нас в связи с предметом настоящего сообщения крайне важными представляются результаты работы [33], в которой показано, что проводимость многослойных углеродных нанотрубок диаметром от  $5$  до  $25\text{ нм}$  и длиной до  $10\text{ мкм}$ , измеренная при комнатной температуре, является квантовой в том смысле, что не зависит от длины нанотрубки и ее диаметра, будучи равной  $G_0 = 2e^2/h = (12,9\text{ кОм})^{-1}$ . И очень существенно, что

многослойные углеродные нанотрубки, по данным работы [33], способны при комнатной температуре нести ток плотностью свыше  $10^7\text{ А см}^{-2}$ . Проводимость многослойных нанотрубок измерялась в [33] при помощи сканирующего туннельного микроскопа, где одиночная нанотрубка играла роль иглы, второй конец которой для электрического контакта помещался в жидкий металл. При плотности электрического тока через нанотрубку  $\sim 10^7\text{ А см}^{-2}$  рассеиваемая на ней мощность (из-за конечного квантового сопротивления) составляла величину  $\sim 3\text{ мВ}$ . Это означает, как отмечают авторы, что если бы вся эта мощность рассеивалась равномерно по всей длине нанотрубки (длиной  $\sim 1\text{ мкм}$  и диаметром  $\sim 20\text{ нм}$ ), то ее температура достигла бы величины  $20000\text{ K}$ . Все это свидетельствует о том, что высокотемпературный электрический транспорт в многослойных углеродных нанотрубках является баллистическим и происходит без выделения тепла.

Какова истинная природа захвата магнитного потока и незатухающих токов в многосвязной углеродной нанотрубной структуре катодных депозитов, надеемся, покажут дальнейшие исследования. Отметим лишь, что все цитированные в данном сообщении работы говорят о том, что недавно открытые миру углеродные нанотрубки представляют собой очень интересный по своим свойствам объект, исследования которого только начинаются, и одним из нетривиальных свойств которого является бездиссипативный электронный транспорт.

Работа выполнена при поддержке ГНТП "Актуальные направления в физике конденсированных сред" (направление "Фуллерены и атомные кластеры", задание № 2-3-99). Эксперименты в сильных магнитных полях проводились в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур во Вроцлаве (Польша). Авторы благодарны всем, кто в той или иной мере участвовал в обсуждении полученных результатов.

**Примечание.** К некоторому сожалению приходится констатировать, что в исследованной нами серии образцов катодных депозитов многосвязная нанотрубная структура не обладала долговременной стабильностью и разрушалась при длительном хранении образцов на открытом воздухе. Этот факт не нашел своего отражения в публикации [15], поскольку контрольные эксперименты были выполнены чуть позже. Эти эксперименты показали, что за год хранения образцов на воздухе величина захватываемого магнитного момента уменьшается в несколько раз, и после хранения образцов в течение 3–4 лет становится практически ненаблюдаемой. По-видимому, происходит раскисление мест соединения нанотрубок между собой с разрушением слабых связей и, в итоге, многосвязности всей системы в целом. Данное предположение требует отдельного исследования. Но сам факт такого старения говорит о том, что необходимо предпринимать специальные меры для сохранения многосвязной нанотрубной структуры в течение длительного времени.

## Список литературы

1. Iijima S *Nature* (London) **354** 56 (1991)
2. Ebbesen T W *Phys. Today* **49** 26 (1996)
3. Smalley R E *Rev. Mod. Phys.* **69** 723 (1997)
4. Лозовик Ю Е, Попов А М *УФН* **167** 751 (1997)
5. Елецкий А В *УФН* **167** 945 (1997)
6. Dresselhaus M S, Dresselhaus G, Eklund P C *Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes* (San Diego: Acad. Press, 1996)

7. Tans S J et al. *Nature* (London) **386** 474 (1997)
8. Bockrath M et al. *Science* **275** 1992 (1997)
9. White C T, Todorov T N *Nature* (London) **393** 240 (1998)
10. Egger R, Gogolin A O, *cond-mat/9803128*; *Eur. Phys. J. B* **3** 281 (1998)
11. Bockrath M et al. *Nature* (London) **397** 598 (1999)
12. Haddon R C *Nature* (London) **388** 31 (1997)
13. Lin M F, Chuu D S *Phys. Rev. B* **57** 6731 (1998)
14. Odintsov A A, Smit W, Yoshioka H, *cond-mat/9805164*
15. Цебро В И, Омеляновский О Е, Моравский А П *Письма в ЖЭТФ* **70** 457 (1999)
16. Mendelssohn K *Proc. R. Soc. London Ser. A* **152** 34 (1935)
17. Büttiker M, Ymri Y, Landauer R *Phys. Lett. A* **96** 365 (1969)
18. Szopa M, Zipper E *Int. J. Mod. Phys. B* **9** 161 (1995)
19. Stebelski M, Lisovski M, Zipper E *Eur. Phys. J. B* **1** 215 (1998)
20. Lisovski M, Zipper E, Stebelski M *Phys. Rev. B* **59** 8305 (1998)
21. Haddon R C *Nature* (London) **378** 249 (1995)
22. Chauvet O et al. *Phys. Rev. B* **52** 6963 (1995)
23. Ovchinnikov A A *Phys. Lett. A* **155** 95 (1994)
24. De Heer W A et al. *Science* **268** 845 (1995)
25. Colbert D T et al. *Science* **266** 1215 (1994)
26. Kiselev N A et al. *Carbon* **37** 1093 (1999)
27. Елецкий А В, Смирнов Б М *УФН* **163** 33 (1993)
28. Елецкий А В, Смирнов Б М *УФН* **165** 977 (1995)
29. *Null-balance Magnetometer with Capacitance Sensor. Internal Specification*. International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures (Wroclaw, 1998)
30. Кемпбелл А, Иветс Дж *Критические токи в сверхпроводниках* (М.: Мир, 1975)
31. Brandt E H *Rep. Prog. Phys.* **58** 1465 (1995)
32. Kasumov A Yu et al. *Science* **284** 1508 (1999)
33. Frank S et al. *Science* **280** 1744 (1998)

PACS number: 71.36.+c

## Двумерные экситонные поляритоны и их взаимодействие

В.Д. Кулаковский, А.И. Тартаковский,  
Д.Н. Крижановский, А. Армитаж,  
Дж. Робертс, М.С. Скольник

Полупроводниковые микрорезонаторы (МР) с плоскими брэгговскими зеркалами в последнее время привлекли большое внимание благодаря возможности сильно изменять свойства экситонов в квантовых ямах, помещенных в пучность электромагнитного поля [1]. Система сильно взаимодействующих экситонов и фотонов в МР описывается в терминах экситонных МР-поляритонов. Такие поляритоны реализуются только в МР с достаточно высокой добротностью, когда взаимодействие между фотонной модой (С) в МР и экситонной модой (Х) в квантовой яме превышает их уширения. Экситонные поляритоны в плоских МР являются квазидвумерными и характеризуются крайне малыми эффективными массами,  $\sim 10^{-5}m_0$ , и большими, порядка микрона, размерами [2]. В отличие от объемных экситонных поляритонов, являющихся стабильными квазичастицами, они имеют очень короткое, порядка нескольких пикосекунд, время жизни. Причина качественного различия заключается в том, что аннигиляция МР-поляритонов происходит без сохранения импульса в направлении, перпендикулярном плоскости квантовой ямы.

Квазидвумерные поляритоны в МР представляют очень интересный объект для исследования. Во-первых, конфинмент света в МР приводит к сильному увеличению электромагнитного поля и, следовательно, должен вести к резкому усилению нелинейных эффектов. Во-вторых, МР-поляритоны являются бозонами. Благо-

даря их очень малой массе в поляритонной системе, в отличие от экситонной, можно достичь значительного заполнения состояний при относительно небольшой полной плотности, при которой можно пренебречь влиянием внутренней фермионной структуры экситонов. При этом в системе МР-поляритонов можно ожидать проявления особенностей, предсказанных для бозонов, таких как стимулированное рассеяние и конденсация в импульсном  $k$ -пространстве (Бозе-конденсация) [3].

Одним из проявлений стимулированного рассеяния является сверхлинейное возрастание излучения поляритонов при больших плотностях возбуждения. Такой режим был обнаружен в работе Пау [4] при исследовании МР GaAs/AlAs в условиях сильного возбуждения светом с энергией квантов  $\hbar\omega$  больше ширины запрещенной зоны GaAs,  $E_g$ . Эффект был объяснен как следствие бозе-конденсации поляритонов и был назван "бозером". Более детальные исследования [5] показали, что стимулированное излучение появляется в условиях, когда кулоновское взаимодействие в системе сильно заэкранировано из-за большой плотности фотовозбужденных носителей и экситон-фотонное взаимодействие подавлено, т.е. реализуется в режиме слабого взаимодействия. Основываясь на своих вычислениях, Кира и др. [5] пришли к выводу о том, что бозер в МР-структурах в режиме сильного взаимодействия реализовать невозможно. Однако недавно появилось сообщение, что сверхлинейный режим люминесценции поляритонов в режиме сильного взаимодействия наблюдается в полупроводниковых МР-структурах  $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$ , где энергия связи экситонов и, следовательно, критическая плотность заметно больше, чем в GaAs [6]. Следует отметить, однако, что возбуждение с  $\hbar\omega > E_g$  крайне неэффективно для реализации большого заполнения поляритонных состояний из-за того, что время релаксации в поляритонных состояниях на дне нижней поляритонной ветви (НПВ) сравнимо со временем жизни поляритонов.

В данной работе для реализации большого заполнения НПВ мы использовали резонансное возбуждение либо в дно верхней поляритонной ветви (ВПВ), либо прямо в НПВ на 1–3 мэВ выше ее минимума. Более того, в отличие от ранних работ, мы возбуждали систему циркулярно поляризованным светом. При этом оказалось, что время спиновой релаксации поляритонов  $\tau_s$  заметно меньше времени их жизни  $\tau_l$ . Поэтому нам удалось реализовать спин-поляризованную систему поляритонов с достаточно большой степенью спиновой поляризации и наблюдать целый ряд нелинейных эффектов как в интенсивности излучения, так и в степени циркулярной поляризации.

Нами были исследованы нелинейные эффекты в излучении МР GaAs/AlAs с набором квантовых ям InGaAs в активном слое в условиях резонанса фотонной и экситонной мод в  $k = 0$ , когда поляритоны с  $k = 0$  имеют наполовину экситонный и наполовину фотонный характер. Для возбуждения люминесценции МР использовался перестраиваемый титан-сапфировый лазер. Образец располагался в криостате при температуре 1,8–10 К. Эксперименты были выполнены на структурах с величиной расщепления Раби 5–7 мэВ и рассогласованием энергий мод Х и С  $|A| < 0,6$  мэВ. Закон дисперсии поляритонов, измеренный при малых плотностях возбуждения, показан на рис. 1б.