

В этом выпуске:

КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ

Внезапная смерть запутанности

Квантовые системы связи и квантовые вычисления основаны на использовании запутанных состояний нескольких частиц. Такие состояния «несепарабельны»: их нельзя представить в виде произведения состояний каждой из частиц по отдельности, даже если эти частицы находятся на большом расстоянии друг от друга, то есть запутанность обусловлена нелокальными сугубо квантовыми корреляциями. Она (в отличие, например, от суперпозиции) не имеет никаких классических аналогов. Количественной мерой запутанности является так называемая «согласованность» (conspicence) C , равная нулю для «сепарабельных» и единице для максимально запутанных (например, $|\uparrow\uparrow\rangle \pm |\downarrow\downarrow\rangle$) состояний [1]. На практике необходимо сохранять хотя бы частичную запутанность ($C \neq 0$) в течение всего времени операций с кубитами. Для оценки характерного времени существования запутанности обычно использовались времена жизни (релаксации или декогерентизации) τ *одночастичных* состояний, формирующих то или иное запутанное состояние. Поскольку при неконтролируемом воздействии внешней среды одночастичная когерентность уменьшается со временем монотонно (например, по экспоненциальному закону $\sim e^{-t/\tau}$) и обращается в нуль только при $t \rightarrow \infty$, то такого же поведения ожидали и от запутанности. Но в работе [2] на примере простейшей двухчастичной системы было теоретически показано, что за время $t \sim \tau$ запутанность может не просто «ослабеть» ($0 < C < 1$), а *полностью* исчезнуть ($C = 0$) (см. рис.1). Этот неожиданный (и на первый взгляд противоестественный) эффект получил название «внезапная смерть запутанности» (Entanglement Sudden Death, ESD) [2].

Первое экспериментальное подтверждение теоретических предсказаний получено в работе [3], авторы которой (все – из Университета Рио-де-Жанейро, Бразилия) исследовали взаимосвязь между декогерентизацией однофотонных кубитов (суперпозиций состояний $|H\rangle$ и $|V\rangle$ с горизонтальной и вертикальной поляризацией) и запутанностью образованных этими кубитами двухфотонных состояний $|\Phi\rangle = |\alpha\rangle \cdot |HH\rangle + e^{i\delta} |\beta\rangle \cdot |VV\rangle$. Роль окружения (своего для каждого кубита) играли ортогональные пространственные (импульсные) моды каждого фотона, что соответствует «каналу затухания амплитуды». Оказалось, что запутанность состояния с $|\beta|^2 = |\alpha|^2/3$ и начальной согласованностью $C(0) = 0.8$ асимптотически ослабевает с ростом t , так что $C=0$ лишь при полной релаксации однофотонных состояний (вероятность релаксации $p=1$, то есть $t \rightarrow \infty$, см. рис.2). Напротив, для состояния с $|\beta|^2 = 3|\alpha|^2$ и той же величиной $C(0) = 0.8$ запутанность сохраняется лишь на протяжении конечного промежутка времени, а затем «внезапно погибает» ($C = 0$ при $p \approx 0.5$, см. рис.2).

И далее ...

СВЕРХПРОВОДНИКИ

- 2 Гигантский изотропный пиннинг в наноструктурированных пленках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$
- 3 Когерентная регулировка взаимодействия между сверхпроводниковыми кубитами
- 4 Верхнее критическое поле в $YBa_2Cu_3O_7$ при низкой температуре

ФУЛЛЕРЕНЫ И НАНОТРУБКИ

- 5 Связь между электрическими и механическими характеристиками углеродных нанотрубок

СПИНТРОНИКА

- 6 Кремниевая спинтроника

НАНОСТРУКТУРЫ, НАНОТЕХНОЛОГИИ, НАНОЭЛЕКТРОНИКА

- 6 Серийное производство наноподшипников

КОНФЕРЕНЦИИ

- 7 VI Национальная конференция по применению рентгеновского, синхротронного излучений, нейтронов и электронов для исследования материалов РСНЭ 2007 **12-17 ноября 2007 г.**, Москва
Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН
- 8 VI Международная научно-техническая конференция «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения» (INTERMATIC - 2007), **23-27 октября 2007 г.**, Москва, МИРЭА

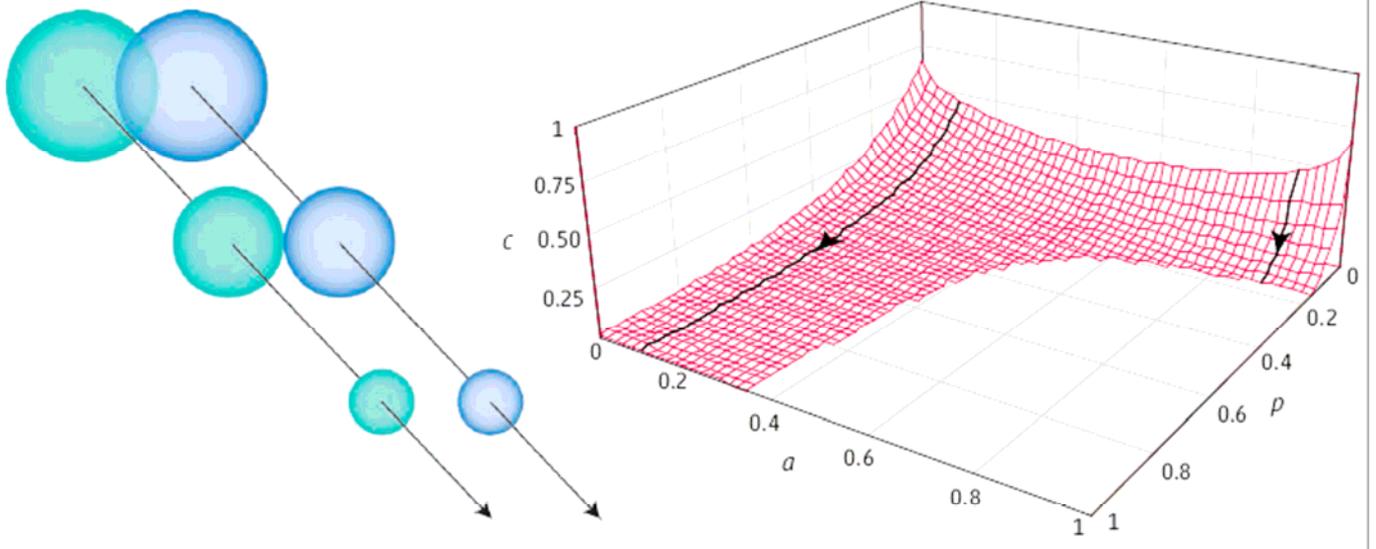


Рис.1. Слева: Иллюстрация «внезапной смерти запутанности» двухкубитного состояния. Две сферы изображают два кубита. Монотонное уменьшение радиусов этих сфер с течением времени (по стрелке) символизирует непрерывную декогерентизацию каждого кубита. Перекрытие сфер означает наличие запутанности. Видно, что запутанность может исчезнуть задолго до того, как обе сферы превратятся в точки, то есть до того как произойдет полная декогерентизация обоих кубитов.

Справа: Зависимость согласованности C от вероятности релаксации одночастичных состояний $p=1-e^{-t/\tau}$ и параметра a , различные значения которого отвечают различным начальным состояниям (но при этом могут соответствовать одинаковой начальной согласованности). Черные линии со стрелками показывают, что одни запутанные состояния «умирают» внезапно, а другие – постепенно.

Интересно, что для «канала затухания фазы» (что отвечает упругому рассеянию фотонов без релаксации) наблюдалось асимптотическое «распутывание» обоих этих состояний при $t \rightarrow \infty$. Таким образом, поведение запутанности при воздействии внешнего окружения зависит как от типа этого воздействия (то есть от характеристик резервуара), так и от вида начального состояния (и может быть совершенно различным при одинаковой исходной согласованности).

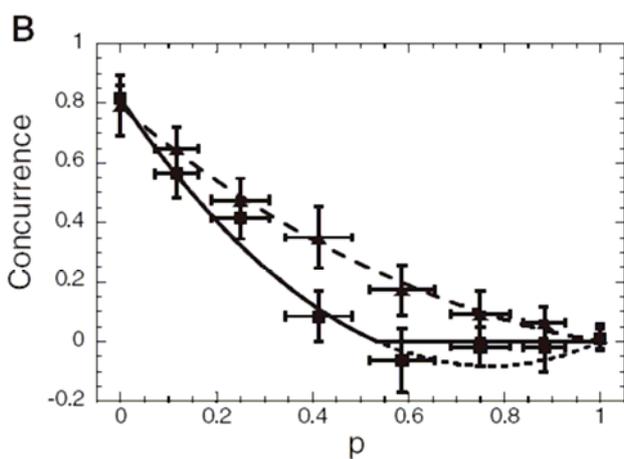


Рис.2. Зависимости согласованностей запутанных двухфотонных состояний $|\Phi\rangle = |\alpha\rangle \cdot |HH\rangle + e^{i\theta} |\beta\rangle \cdot |VV\rangle$ от вероятности $p=1-e^{-t/\tau}$ релаксации однофотонных состояний для случаев $|\beta|^2=3|\alpha|^2$ (квадраты) и $|\beta|^2=|\alpha|^2/3$ (треугольники). Сплошная и штриховая линия – теоретические расчеты по формулам из работы [2].

К полученным в [3] результатам можно относиться двояко [4]. С одной стороны, эксперименталь-

ное подтверждение факта внезапной смерти запутанности свидетельствует о бесполезности методов коррекции ошибок в квантовых информационных сетях. Эти методы позволяют восстановить запутанное состояние, когда оно немного испорчено ($C < 1$). Но если состояние полностью «распутано» ($C = 0$), то здесь уже ничто не спасет: можно вылечить больного, но нельзя воскресить мертвого... С другой стороны, характер ослабления запутанности с течением времени определяется не столько исходной степенью запутанности (исходной согласованностью), сколько конкретным типом запутанного состояния. Возможно, в частности, и монотонное «распутывание», без резких скачков. Это нужно обязательно учитывать при конструировании состояний для квантовых операций.

Итак, на данный момент удалось более-менее разобраться с запутанными двухкубитными системами. Что касается многочастичных состояний, требующихся для серьезных квантовых вычислений, то пока даже не ясно, как количественно определить их запутанность. Здесь работа только начинается.

1. W.K.Wooters, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2245 (1998).
2. T.Yu, J.H.Eberly, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 140403 (2006).
3. M.P.Almeida et al., *Science* **316**, 579 (2007).
4. J.H.Eberly, T.Yu, *Science* **316**, 555 (2007).

СВЕРХПРОВОДНИКИ

Гигантский изотропный пиннинг в наноструктурированных пленках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

Для практического использования ВТСП в электроэнергетике и магнитных системах необходимо достичь как можно более высокой критической плотно-

сти тока J_c в сильных магнитных полях и при достаточно больших температурах. Сейчас здесь лидируют ленты второго поколения (2G) на основе эпитаксиальных пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Но пока максимальная величина J_c при $H=0$ составляет лишь (10 ÷ 20) % от теоретического предела (тока распаривания). Дальнейшего роста J_c можно добиться путем увеличения силы пиннинга абрикосовских вихрей. А для этого нужно научиться создавать в образцах большое количество дефектов (центров пиннинга), но так, чтобы одновременно не уменьшалась критическая температура. Все предложенные до сих пор технологические усовершенствования приводили лишь к незначительному усилению пиннинга, причем, как правило, существенно различному для разных ориентаций магнитного поля.

В работе [1] испанские физики сообщили о разработке новой технологии изготовления пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, позволяющей увеличить силу пиннинга (и, соответственно, J_c) сразу на порядок. Они

вырастили эпитаксиальные композитные пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}/BaZrO_3$ толщиной (200 ÷ 270) нм из раствора соответствующих металлоорганических соединений. Наночастицы $BaZrO_3$ с размерами около 10 нм были случайным образом распределены по толщине пленки и хаотически ориентированы относительно кристаллографических осей. Их содержание не превышало 10 мол.% (при этом $T_c = 91$ К, как и в обычных пленках Y-123). Измерение транспортной J_c в параллельном оси c (перпендикулярном поверхности пленки) магнитном поле с $H < 10$ Тл показало, что при $T = 77$ К величина J_c в несколько раз больше, чем в обычных пленках, выращенных из трифторацетатов (YBCO-TFA), а при $T = 65$ К – больше почти на порядок (см. рис.1а). Сила пиннинга $F_p = J_c(B) \cdot B$ при $T = 65$ К достигает ≈ 80 ГН/м³ в очень широком диапазоне $H = (2 \div 8)$ Тл, что в ≈ 10 раз больше, чем в пленках YBCO-TFA при той же температуре и в ≈ 6 раз больше, чем в самых качественных проводах $NbTi$ при $T = 4.2$ К (см. рис.1б).

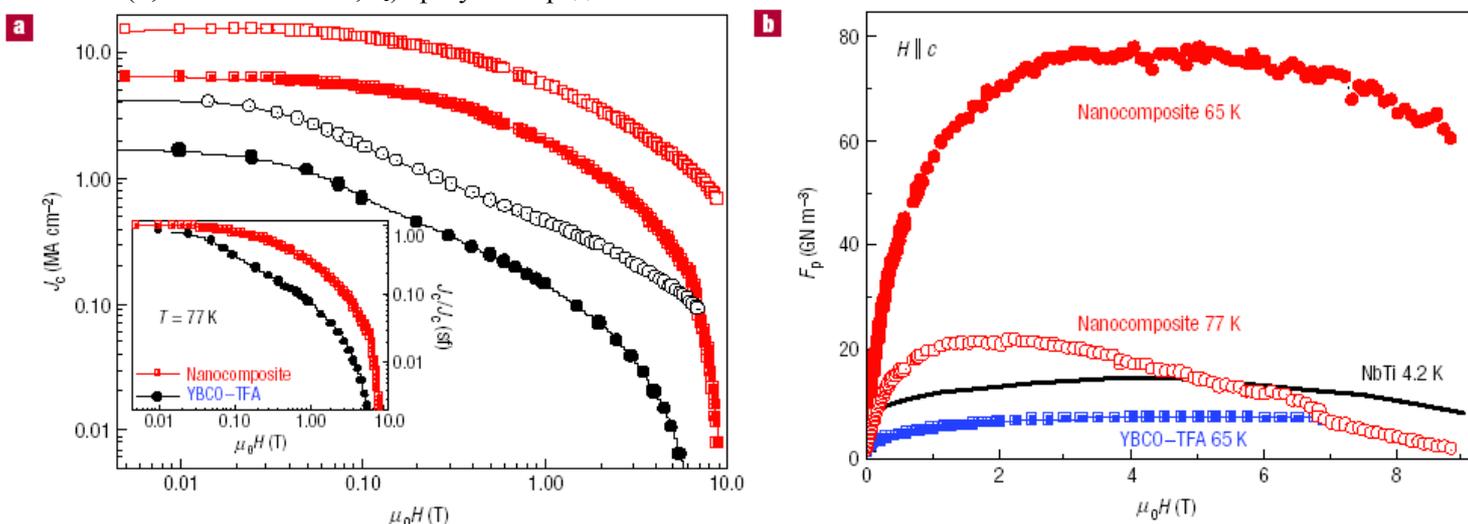


Рис.1. (а) Зависимость J_c от H в нанокompозитных (красные символы) и обычных (черные символы) пленках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при $T = 77$ К (закрашенные символы) и 65 К (пустые символы) в магнитном поле, параллельном оси c . На вставке – $J_c(H)/J_c(0)$. (б) Зависимость силы пиннинга F_p от H в нанокompозитных и обычных пленках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при $T = 77$ К и 65 К, а также в проводах $NbTi$ при $T = 4.2$ К.

Для практического применения пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}/BaZrO_3$ весьма существенно, что величина J_c в них гораздо менее чувствительна к ориентации магнитного поля, чем в обычных пленках. Так, например, при $T = 65$ К и $H = 1$ Тл отношение $J_c(H||ab)/J_c(H||c)$ составляет 2.8 в YBCO-TFA и лишь 1.7 в наноструктурированных пленках. Это свидетельствует о значительно более слабой анизотропии силы пиннинга, что обусловлено хаотической ориентацией наночастиц $BaZrO_3$. Отличные токонесущие характеристики и сравнительная простота изготовления делают пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}/BaZrO_3$ очень привлекательными для изготовления длинномерных 2G лент в промышленных масштабах.

1. J.Gutierrez et al., *Nature Materials* 6, 367 (2007)

Когерентная регуляция взаимодействия между сверхпроводниковыми кубитами

Идея использовать макроскопическую квантовую когерентность сверхпроводников для конструирования квантовых вычислительных устройств не нова. В качестве логических состояний кубита можно, в частности, выбрать состояния с двумя различными направлениями сверхтока в сверхпроводящем контуре с джозефсоновскими контактами (так называемый "поточковый кубит", flux qubit). Если поток Φ магнитного поля через контур равен половине кванта потока Φ_0 , то оба состояния имеют одинаковую энергию, и кубит находится в симметричной суперпозиции логического нуля и логической единицы с равными весами, то есть суммарный ток в контуре равен нулю. Величина $\Phi = \Phi_0/2$ отвечает так называемой "оптимальной точке", поскольку при этом влияние шума потока на

фазовую когерентность сводится к минимуму, и время декогеренции достигает $\tau \sim 1$ мкс. В литературе рассматривались различные варианты осуществления двухкубитных операций. Но большинство из них эффективны лишь вдали от "оптимальной точки" и поэтому характеризуются очень маленькими временами τ , что препятствует масштабированию квантовых сверхпроводниковых устройств.

Для организации когерентного взаимодействия двух потоковых кубитов ученые из Финляндии, Японии и США [1] предложили размещать между соответствующими контурами (1 и 2) третий контур-кубит (см. рис.). Оказывается, что при $\Phi_1 = \Phi_0/2$, $\Phi_2 = \Phi_0/2$ и $\Phi_3 \neq \Phi_0/2$ воздействие на систему резонансного микроволнового поля (частота которого равна сумме или разности частот туннелирования между состояниями кубитов 1 и 2 с противоположными направлениями сверхтока) приводит к эффективному взаимодействию кубитов 1 и 2 за счет параметрической модуляции нелинейной индуктивности кубита 3. Энергия этого взаимодействия, пропорциональная произведению $J_{13}J_{23}$ энергий взаимодействия кубитов 1 и 2 с кубитом 3, значительно больше энергии J_{12} прямого индуктивного взаимодействия кубитов 1 и 2 между собой, поэтому рабиевские частоты переходов между двухкубитными состояниями достаточно велики, и минимальное время двухкубитных операций меньше времени декогеренции. Например, переход $|00\rangle \rightarrow |11\rangle$ осуществляется за ≈ 0.1 мкс, тогда как времена релаксации кубитов 1 и 2 составляют 0.3 и 1 мкс, а времена их дефазировки – 0.8 и 0.2 мкс соответственно. Авторы отмечают, что предложенную ими методику можно применять и к системам из большого числа потоковых кубитов. Они также обсуждают возможные пути ослабления эффектов декогеренции и увеличения скорости двухкубитных операций.

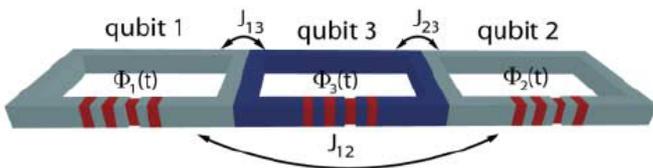
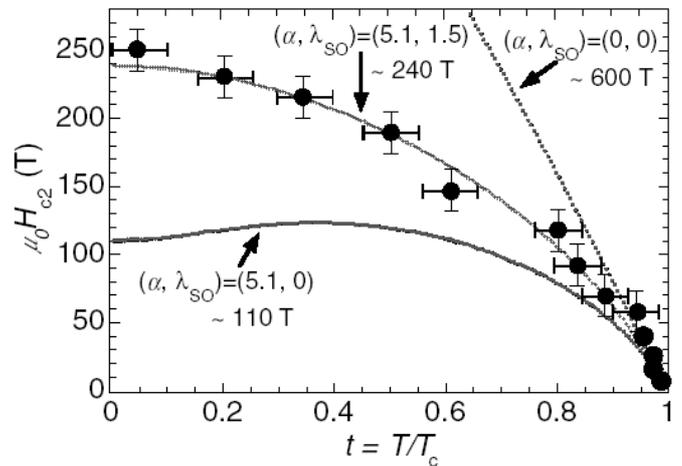


Схема организации взаимодействия между кубитами 1 и 2 посредством промежуточного кубита 3.

1. A.O.Niskanen et al., Science 316, 723 (2007)
Верхнее критическое поле в $YBa_2Cu_3O_7$ при низкой температуре

Поскольку при низких температурах верхнее критическое поле H_{c2} в большинстве ВТСП превышает 100 Тл, то для экспериментального определения величины H_{c2} приходится использовать импульсные магнитные поля. При измерении сопротивления стандартным четырехконтактным методом интерпретация результатов осложняется тем, что

быстрое (за несколько микросекунд) изменение поля индуцирует в подводящих проводах большое напряжение, а в образце – вихревые токи, вследствие чего контакты и образец нагреваются. Это приводит к значительным погрешностям при определении температуры образца и, соответственно, зависимости H_{c2} от T .



Точки – экспериментальные величины H_{c2} в монокристалле $YBa_2Cu_3O_7$ с $T_c \approx 90$ К при различной приведенной температуре $t = T/T_c$. Линии – теоретические зависимости $H_{c2}(t)$, рассчитанные в рамках теории WHH [2] при различных величинах констант зеемановского расщепления α и спин-орбитального взаимодействия λ_{SO} .

В работе [1] японские физики из университета Токио сообщили об измерении $H_{c2}(T)$ оптимально допированного монокристалла $YBa_2Cu_3O_7$ с $T_c \approx 90$ К при параллельном слоям CuO_2 направлению магнитного поля с $H < 622$ Тл. Для генерации такого сильного поля была использована модифицированная методика сжатия магнитного потока, а для регистрации сверхпроводящего перехода – две миниатюрные магнитные катушки, расположенные по разные стороны образца, который имел форму пластинки толщиной 30 мкм с перпендикулярной поверхности осью c . Одна из катушек служила источником слабого "пробного" переменного магнитного поля с частотой 60 МГц, а другая выполняла функцию датчика (если образец переходил в нормальное состояние, то в ней индуцировалась ЭДС, а если оставался в сверхпроводящем состоянии – то нет). Полученные результаты приведены на рисунке. Экспериментальные данные хорошо описываются в рамках теории WHH (Werthamer-Helfand-Hohenberg) [2] при величинах констант зеемановского расщепления $\alpha = 5.1$ и спин-орбитального взаимодействия $\lambda_{SO} = 1.5$, см. рисунок. Интересно, что при перпендикулярном слоям CuO_2 направлении магнитного поля эксперимент согласуется с теорией WHH при $\alpha = \lambda_{SO} = 0$ [3], а величина $H_{c2}(T = 5 \text{ К}) \approx 120$ Тл при этом в два раза меньше, чем в параллельном поле, из чего авторы делают вывод о различных механизмах разрушения сверхпроводимости при разной ориентации поля. Также обращает на себя внимание тот факт, что никаких признаков положительной кривизны $H_{c2}(T)$ при $T \rightarrow 0$, как предсказывают

для ВТСП некоторые теоретические модели, в [1] обнаружено не было.

Л.Опенюв

1. T.Sekitani et al., *New J. Phys.* **9**, 47 (2007).
2. N.R.Werthamer et al., *Phys. Rev.* **147**, 295 (1966).
3. N.Miura et al., *Physica B* **319**, 310 (2002).

ФУЛЛЕРЕНА И НАНОТРУБКИ

Связь между электрическими и механическими характеристиками углеродных нанотрубок

Одно из замечательных свойств углеродных нанотрубок (УНТ), открывающих широкие возможности для разнообразных применений, связано со взаимной зависимостью механических и электронных характеристик УНТ. Известно, что вольт-амперная характеристика (ВАХ) УНТ изменяется под воздействием механической нагрузки. Такое свойство может быть положено в основу действия различных устройств, преобразующих механическое усилие в электрический сигнал и обратно. Подобные устройства нанометровых размеров относятся к классу наноэлектромеханических систем (НЭМС), разработка которых составляет одно из главных направлений развития нанотехнологий. Связь между электрическими и механическими характеристиками УНТ обусловлена изменениями в их электронной структуре, возникающими под воздействием механической нагрузки и приводящими к изменению таких параметров нанотрубки, как положение уровня Ферми, ширина запрещенной зоны, концентрация носителей и т.п. Это, в свою очередь, отражается на макроскопических характеристиках УНТ, таких как максимально достижимый ток через нанотрубку, ее электрическое сопротивление и др. Так, в эксперименте, выполненном недавно в университете г. Осака (Япония) установлено, что максимально достижимый ток через нанотрубку однозначно связан с модулем Юнга, характеризующим ее механическую прочность. В эксперименте использовали многослойные нанотрубки, синтезированные методом CVD. Некоторое количество таких нанотрубок, ориентированных в продольном направлении, помещали на пьезоэлектрическую пластинку, которая при приложении к ней электрического напряжения переменной частоты подвергалась механическим колебаниям. С целью установления резонансной частоты осцилляций исследуемой нанотрубки ее облучали пучком электронов с диаметром менее 1 нм, что приводило к вторичной электронной эмиссии с поверхности нанотрубки. Если нанотрубка колебалась на резонансной частоте, интенсивность вторичной электронной эмиссии достигла минимальной величины.

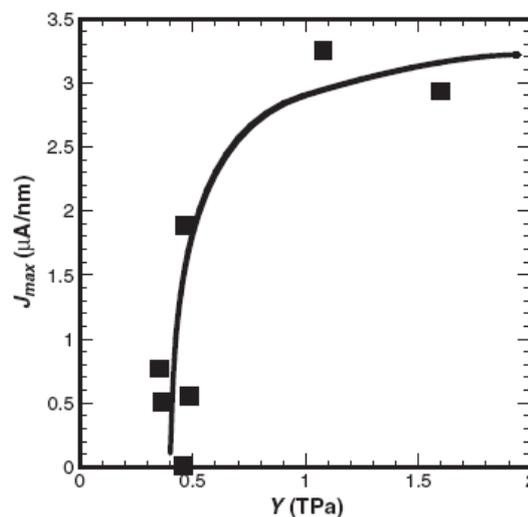


Рис. Связь между максимально достижимой плотностью тока через УНТ и величиной модуля Юнга.

Для определения модуля Юнга нанотрубки использовали стандартное соотношение, выражающее резонансную частоту колебаний УНТ через значение этого параметра и геометрические размеры нанотрубки. ВАХ индивидуальных УНТ измеряли с помощью кремниевого контакта наноманипулятора, покрытого платиновым слоем. Типичная ВАХ имеет растущий характер при малых напряжениях и достигает насыщения при напряжении 4 – 5 В. Результаты измерений (см. рис. 1), указывают на связь между максимально достижимой плотностью тока через УНТ, определяемой как отношение максимального тока к произведению πd_0 (где d_0 – внешний диаметр нанотрубки) и величиной ее модуля Юнга. Полученные результаты указывают на роль структурных дефектов УНТ, определяющих как ее электрические характеристики, так и прочностные свойства.

А.В.Елецкий

1. S. Sawaya, S. Akita, Y. Nakayama *Nanotechnology* **18**, 035702 (2007)

СПИНТРОНИКА

Кремниевая спинтроника

Развитие спинтроники (где информацию хранят и переносят не заряды, а магнитные моменты или спины) во многом тормозится из-за отсутствия подходящих полупроводниковых материалов, таких же распространенных и недорогих как кремний – основа обычной электроники. Если для изготовления магнитных жестких дисков и магнитной памяти вполне подходят наноструктуры из ферромагнитных металлов, то перепрограммируемые логические спинтронные устройства пока существуют лишь на бумаге. Из-за слабого спин-орбитального рассеяния и отсутствия пьезоэлектрических эффектов кремний и здесь мог бы оказаться вне конкуренции. Однако пока никому не удавалось продемонстрировать возможность создания в кремнии спин-поляризованного тока, поскольку оптической спиновой инжекции (за счет облучения спин-поляризованным светом) препятствуют особенности электронной зонной структуры кремния (он яв-

ляется полупроводником с непрямыми межзонными переходами), а электрическая инжекция спинов затруднена из-за формирования на границе раздела с ферромагнетиком барьера Шоттки. Кроме того, отсутствует надежная методика регистрации спинового тока в кремнии.

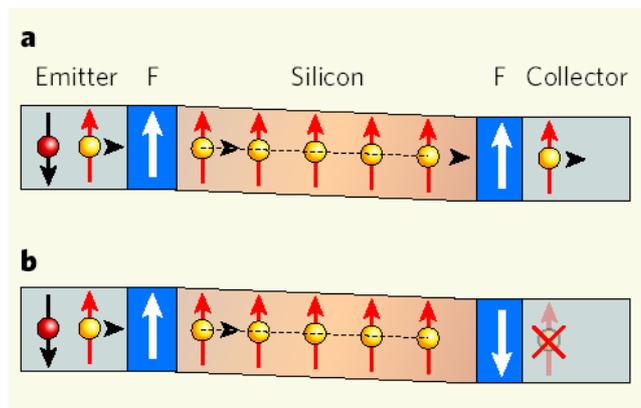


Рис.1. Принцип действия спинового клапана. Если направления намагниченности двух ферромагнитных "спиновых фильтров" совпадают, то электроны с соответствующей проекцией спина попадают из эмиттера сначала в кремний, а затем в коллектор (а), а если противоположны, то до коллектора они не доходят (б).

Для инжекции спин-поляризованных электронов в слой нелегированного кремния толщиной 10 мкм американские специалисты из University of Delaware [1] наносили на одну сторону этого слоя ферромагнитную пленку $\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}$, игравшую роль "спинового фильтра", а для доказательства наличия в кремнии спинового тока использовали пленку $\text{Nd}_{80}\text{Fe}_{20}$, расположенную с другой стороны этого слоя (см. рис.1) (так называемый "эффект спинового клапана", spin-valve effect). Резкое изменение силы тока I_c в коллекторе при изменении взаимной ориентации намагниченности $\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}$ и $\text{Nd}_{80}\text{Fe}_{20}$ говорит о том, что ток действительно переносят поляризованные по спину электроны (эксперимент проводили при достаточно низкой температуре $T = 85 \text{ K}$, чтобы вклад в I_c от термических электронов был несущественным). Еще одним убедительным свидетельством этого факта является периодическая зависимость I_c от магнитного поля, что объясняется прецессией спинов в процессе движения электронов от эмиттера к коллектору (см. рис.2). Оценка времени переворота электронного спина дала $\approx 1 \text{ ns}$, что несколько больше среднего времени движения электронов через слой кремния (около 0.5 ns). На повестке дня – проведение экспериментов при комнатной температуре. Необходимо также существенно увеличить силу спин-поляризованного тока (то есть фактически – повысить эффективность прохождения электронов через "спиновый фильтр"). Этого можно попробовать добиться, например, заменив обычный ферромагнетик на ферромагнитный полупроводник или используя оксидный туннельный барьер между кремнием и

ферромагнетиком [2]. Кроме того, интересно посмотреть, к чему приведет легирование кремния донорными или акцепторными примесями. Ну и, конечно, требуются новые идеи о конкретных практических приложениях спинового транспорта в кремнии.

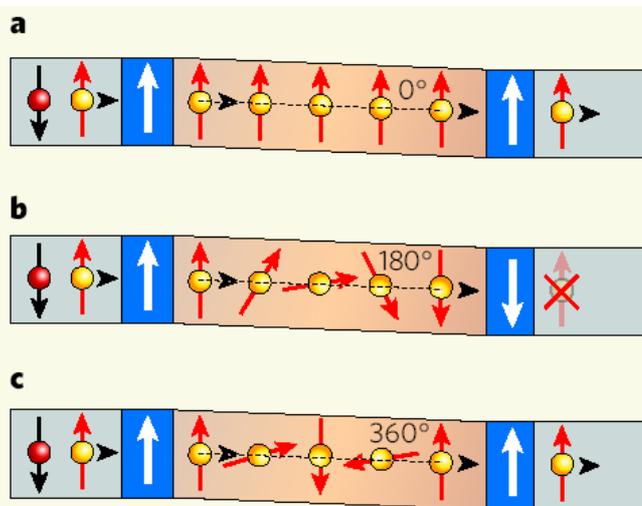


Рис.2. В магнитном поле (направленном перпендикулярно плоскости рисунка) спины электронов прецессируют с частотой, пропорциональной напряженности магнитного поля H , что приводит к периодической зависимости силы тока в коллекторе от H .

Л.Опенев

1. I.Appelbaum et al., Nature 447, 295 (2007).
2. I.Zutic, J.Fabian, Nature 447, 269 (2007)

НАНОСТРУКТУРЫ, НАНОТЕХНОЛОГИИ, НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Серийное производство наноподшипников

В настоящее время внимание исследователей в области нанотехнологий привлечено к разработке так называемых нанoeлектромеханических систем (НЭМС). Эти устройства нанометрового размера, осуществляющие преобразование механической нагрузки в электрический сигнал и обратно, рассматриваются в качестве основы будущих нанороботов, а также систем обработки, записи и передачи информации. В отличие от современных устройств подобного назначения, описываемые системы включают в себя элементы нанометровых размеров и потому обладают на порядки более высокой информационной емкостью и удельной скоростью обработки информации. Одним из элементов НЭМС является наноподшипник на основе многослойной углеродной нанотрубки (УНТ). В то время как внутренний слой этой нанотрубки закреплен на неподвижной оси, внешние слои благодаря слабому взаимодействию между слоями могут вращаться относительно этой оси в результате воздействия электрического поля на прикрепленную к ним металлическую пластинку. Подобная конструкция описана и испытана достаточно давно (2000 г.), однако до сих пор она не получила массового распространения, что связано с чрезвычайными техническими трудностями при манипуляциях с объектами

нанометровых размеров. Недавно благодаря усилиям, предпринятым в одном из научных институтов Швейцарии [1], был достигнут определенный прогресс на пути создания серийного производства наноподшипников. Важнейшей при изготовлении наноподшипника является процедура заострения многослойной УНТ, в результате которой с нанотрубки в области ее наконечника удаляется некоторое количество внешних слоев. Это придает нанотрубке форму телескопической антенны или удочки, внутренние слои которой могут вытягиваться либо фиксироваться, в то время как внешние слои свободно вращаются вокруг своей оси. С целью реализации указанной процедуры на кремниевую подложку методом электронно-лучевой литографии с помощью резиста на основе полиметилметакрилата наносятся наноэлектроды, состоящие из слоя хрома толщиной 15 нм и слоя золота толщиной 45 нм. Наноэлектроды шириной 300 нм, отстоящие друг от друга на расстояние 350 нм, покрывают изолирующим слоем оксида толщиной 500 нм. Многослойные УНТ, полученные стандартным электродуговым методом, наносят в виде суспензии в этаноле на наноэлектроды, после чего покрывают сверху слоем хрома толщиной 15 нм и слоем золота толщиной 45 нм. Это приводит к образованию наноструктуры, обработка которой методом электрического пробоя в воздухе позволяет получить желаемую решетку наноподшипников. Указанный метод основан на явлении испарения внешних слоев многослойной нанотрубки в результате пропускания через нее некоторого, достаточно высокого электрического тока.

При этом важно подобрать величину тока таким образом, чтобы, с одной стороны, удалить нужное число слоев нанотрубки, а с другой стороны – предотвратить её полное термическое разрушение. Многочисленные эксперименты показывают, что при напряжении 2,5 В оптимальная величина тока через нанотрубку, удовлетворяющая указанным требованиям, составляет около 1 мА. Возможные типы движения внешних слоев нанотрубки относительно фиксированных внутренних слоев показаны на рис. 1. На рис. 2 схематически представлена конструкция наномоторчика на основе разработанных наноподшипников. Пластины, прикрепленные к внешним слоям нанотрубки, вращаются независимо под действием независимых источников вращающегося электрического поля.

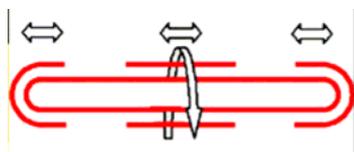


Рис. 1. Возможные типы движения внешних слоев нанотрубки относительно фиксированных внутренних слоев

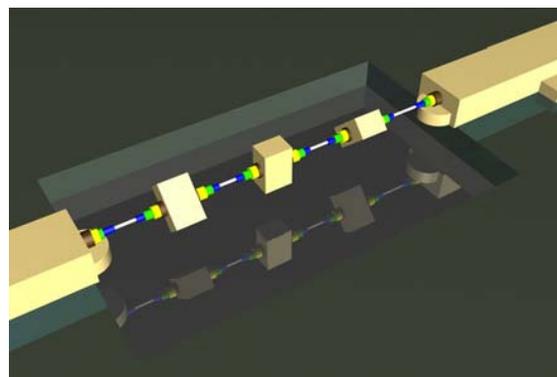


Рис. 2. Схематическое представление конструкции наномоторчика на основе разработанных наноподшипников.

А.В.Елецкий

1. A Subramanian et al. *Nanotechnology* **18**, 075703 (2007)

КОНФЕРЕНЦИИ

VI Национальная конференция по применению рентгеновского, синхротронного излучения, нейтронов и электронов для исследования материалов РСНЭ 2007
12 - 17 ноября 2007 г., Москва
Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН



Тематика:

- Белковая кристаллография
- Структурный анализ
- Малоугловое рассеяние
- Поверхностно-чувствительные методы и рефлектометрия
- Неупругое рассеяние
- Динамическое рассеяние
- Дифрактометрия и топография
- Рентгеновская и нейтронная оптика
- Спектроскопические методы
- Магнитное рассеяние
- Структурная электронография
- Аппаратурно-методическое обеспечение эксперимента

Планируется проведение выставок

- Оборудование и программное обеспечение для научных экспериментов
- Новые книги, обзоры, журналы

В рамках конференции РСНЭ 2007 будет проведен круглый стол «Синхротронные и нейтронные центры - платформа для развития междисциплинарных исследований»

Срок подачи тезисов докладов – до **1 сентября**

Контакт:

119333 г.Москва, Ленинский просп., 59
Ученый секретарь конференции
Л. Г. Янусова
Тел: (7495) 135-02-29
Факс: (7495) 135-10-11
e-mail: rsne@ns.crys.ras.ru
веб-сайт конференции:
<http://www.crys.ras.ru/rsne/>

VI Международная научно-техническая конференция «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения» (INTERMATIC - 2007), 23-27 октября 2007 г., Москва, МИРЭА

Тематика:

- Перспективные компоненты радиоэлектроники
- Высокие наукоемкие технологии и оборудование
- Приборы на квантовых эффектах
- Микросистемная техника
- Твердотельные сложные функциональные блоки РЭА
- Телекоммуникационные и информационные приборы и системы
- Электросвязь, волоконно-оптические линии связи.
- Радиоэлектронные приборы и системы безопасности
- Вопросы диагностики, качества и надежности

Срок подачи тезисов докладов – до **25 июня**

Контакт:

Ученый секретарь Лучников А.П..

e-mail: conf@mirea.ru

Справки: тел. / Факс. **(095) 306-26-64** (с 10.00 до 22.00)

веб-сайт конференции: <http://www.conf.mirea.ru/>

Экспресс-бюллетень ПерсТ издается совместной информационной группой
ИФТТ РАН и РИЦ «Курчатовский институт»

Научный редактор К.Кугель

Ответственный редактор: И.Чугуева e-mail: Irina@issp.ras.ru

В подготовке выпуска принимали участие А.Елецкий, Ю.Метлин, Л.Опенов,

Компьютерный ввод, макет: И.Фурлетова

Адрес редакции: 119296 Москва, Ленинский проспект, 64^а