

В этом выпуске:

СВЕРХПРОВОДНИКИ

Борьба сверхпроводимости с экранированием Кондо на наномасштабах

При добавлении в нормальный металл магнитного атома подвижные электроны проводимости перераспределяются так, чтобы заэкранировать локальный магнитный момент примеси. В результате формируется многочастичное основное состояние с полным спином $S = 0$ (синглет). Такое экранирование (эффект Кондо), имеет место ниже температуры Кондо T_K . В сверхпроводнике со сверхпроводящей щелью ($\Delta \gg k_B T_K$) в экранировании участвуют только неспаренные электроны, поэтому эффект Кондо является “неполным”, а основное состояние – магнитным ($S > 0$). Если же $\Delta \ll k_B T_K$, то все куперовские пары разваливаются на отдельные электроны, которые экранируют примесь, и образуется обычный синглет Кондо. При $\Delta \sim k_B T_K$ можно ожидать конкуренции сверхпроводимости с экранированием Кондо. Это наглядно продемонстрировано экспериментаторами из Freie Univ. Berlin (Германия) [1] при исследовании туннельных спектров магнитных молекул фталоцианина марганца (MnPc), адсорбированных на сверхпроводящей подложке Pb(111). Было показано, что марганец в молекуле MnPc может находиться в двух различных магнитных состояниях (синглет и дублет) – в зависимости от того, в какую сторону нарушается баланс между спаривающим взаимодействием электронов друг с другом и их взаимодействием с локальным моментом. Эти состояния чередуются на масштабе порядка 1–10 нм, формируя муароподобную сверхструктуру. Конкретный тип состояния той или иной молекулы MnPc зависит от ее положения относительно решетки Pb(111). Переход между двумя состояниями является, по сути, квантовым фазовым переходом, роль внешнего параметра для которого играет взаимодействие молекул с подложкой.

*Л. Опенов*1. K.J.Franke et al., *Science* 332, 940 (2011).

Может ли отталкивание электронов быть причиной высокотемпературной сверхпроводимости?

Однажды Ричарду Фейнману позвонил его учитель и коллега Джон Уилер. Он сказал: “Фейнман, я знаю, почему у всех электронов одинаковый заряд и одинаковая масса”. Когда Фейнман спросил: “Почему?” Уилер ответил: “Потому что все они – это один и тот же электрон!”. Хотя идея и была “достаточно сумасшедшая”, реализовать её в полной мере не удалось. Тем не менее, все электроны действительно имеют одинаковый электрический заряд и поэтому, согласно закону Кулона, отталкиваются друг от друга, то есть не могут образовывать связанные состояния. Однако наличие в твердых телах фононов (квантов колебаний кристаллической решетки) приводит к тому, что кроме электрон-электронного отталкивания есть еще и эффективное электрон-электронное притяжение за счет обмена виртуальными фононами. Если это притяжение пересиливает отталкивание, то при достаточно низкой температуре электроны связываются в куперовские пары, которые могут переносить ток

И далее ...

- 2 Флуктуационная сверхпроводимость без псевдощели в передопированном купрате $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

ГРАФЕН

- 3 Границы устойчивости графена при деформации в плоскости

Электрические характеристики графена в гигагерцовой области спектра

КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ

- 4 Квантовый отжиг искусственных спинов

НАНОМАТЕРИАЛЫ

- 5 Пена из графена
6 Золотые клетки

СПИНТРОНИКА

- 7 Антиферромагнитная спинтроника?

НАНОСТРУКТУРЫ

- 7 Атомная спиновая логика

МИКРОТЕХНОЛОГИИ

- 8 Чудо-платье, скроенное из метаматериалов

ФИНАНСИРОВАНИЕ И РЫНОК

- 9 Можно ли узнать объем производства наноматериалов?

ФУЛЛЕРЕНЫ И НАНОТРУБКИ

- 10 Вязкоупругость углеродных нанотрубок в широком температурном диапазоне

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

- 11 Структурные и электронные переходы в нанокристаллическом германии при высоких давлениях

без диссипации. Сопротивление образца обращается в нуль, и он становится сверхпроводящим. Фононный механизм сверхпроводимости лежит в основе теории БКШ. Экспериментально доказано, что именно этот механизм реализуется в подавляющем большинстве низкотемпературных сверхпроводников.

Каков механизм электронного спаривания в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), пока однозначно не установлено. Противники фононов апеллируют к “слишком большой” критической температуре сверхпроводящего перехода T_c в ВТСП. В литературе обсуждаются самые различные механизмы. Многие исследователи, следуя предположению Андерсона [1], считают, что в ВТСП имеется сильное отталкивание между электронами, и что именно оно ответственно за связывание электронов в куперовские пары с d -волновой симметрией ($l = 2$). Эти рассуждения во многом основаны на результатах опубликованной 45 лет назад Коном и Латтинджером работы [2], в которой показано, что куперовское спаривание фермионов возможно при любом слабом отталкивании, так как эффективное межэлектронное взаимодействие (обусловленное многочастичными эффектами) соответствует притяжению в каналах с большими орбитальными моментами l . Позднее было установлено, что для локального (хэббардовского) отталкивания этот механизм действительно может приводить к спариванию в p - ($l = 1$) или в d - ($l = 2$) канале – в зависимости от размерности системы [3], но величина T_c не превышает 1 К, то есть модель Хаббарда вроде бы не имеет отношения к ВТСП. Однако в недавних работах [4, 5] утверждается, что в двумерии слабое отталкивание электронов приводит к гораздо более высоким T_c в d -канале, если разрешенная зона заполнена электронами примерно наполовину, как в купратных ВТСП. Центральным моментом этих работ является учет слабых электронных корреляций в модели Хаббарда. Поскольку в первом порядке теории возмущений хэббардовское отталкивание подавляет спаривание только в s -канале и никак не влияет на спаривание в других каналах, то основной вклад в спаривание с ненулевыми орбитальными моментами дает не кулоновское отталкивание электронов, а их обменное взаимодействие. Согласно [4, 5], это взаимодействие, будучи усилено двумерными зонными эффектами, и приводит к существенному (на несколько порядков) росту T_c .

Модель Хаббарда представляет собой предельно упрощенный способ учета межэлектронного взаимодействия: в ней кулоновское отталкивание предполагается почти точечным (отталкиваются только электроны, занимающие одну и ту же атомную орбиталь). Для описания реальных соединений (в том числе ВТСП) требуются более реалистичные подходы. Один из них использован в работе [6], где вместо хэббардовского отталкивания рассмотрено

экранированное кулоновское взаимодействие электронов, которое характеризуется безразмерным радиусом Вигнера-Зейтца $r_s = 1.92e^2/hv_F$, где v_F – скорость Ферми (чем больше концентрация свободных электронов, тем меньше r_s). Авторы [6] провели аккуратный анализ неприводимых диаграмм первого и второго порядка теории возмущений по взаимодействию и показали, что в области применимости этой теории ($r_s < 6$) сверхпроводимость в d - и p -каналах в трехмерном случае отсутствует. В двумерии модельный учет экранирования в периодическом кристаллическом поле решетки также свидетельствует о подавлении сверхпроводящих корреляций с орбитальным моментом $l < 3$. Это связано с тем, что экранированный кулоновский потенциал приводит к отталкиванию в каналах с $l \neq 0$ уже в первом порядке теории возмущений, и поэтому отвечающие за притяжение электронов обменные эффекты второго порядка оказываются гораздо слабее эффектов прямого отталкивания.

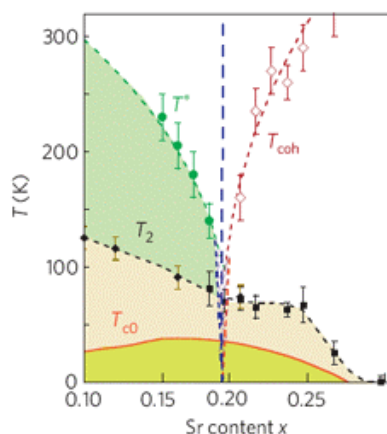
Основываясь на расчетах, выполненных вариационным методом Монте-Карло, авторы [6] утверждают, что даже сильное ($r_s > 6$) отталкивание электронов не может приводить к d -волновому спариванию. Результаты работы [6] показывают, что модель Хаббарда в ее простейшем варианте [1, 3-5] не описывает высокотемпературную сверхпроводимость, во всяком случае, при достаточно больших концентрациях носителей тока. При малых же концентрациях сверхпроводящее спаривание, по крайней мере в p -канале, оказывается возможным не только при одноцентровом отталкивании электронов, но и с учетом достаточно сильного отталкивания на соседних центрах, хотя с довольно низкой T_c порядка 1 К [7]. Однако p -спаривание и такие низкие T_c совершенно не характерны для ВТСП.

1. P.W.Anderson et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, R755 (2004).
2. W.Kohn, J.M.Luttinger, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 524 (1965).
3. D.Fay, A.Layzer, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 187 (1968); М.Ю.Каган, А.В.Чубуков, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 525 (1988).
4. S.Raghu et al., *Phys. Rev.B* **81**, 224505 (2010).
5. S.Raghu, S.A.Kivelson, *Phys. Rev. B* **83**, 094518 (2011).
6. A.S.Alexandrov, V.V.Kabanov, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 136403 (2011).
7. M.Yu. Kagan et al., *Письма в ЖЭТФ* **93**, 807 (2011).

Флуктуационная сверхпроводимость без псевдощели в передопирированном купрате $La_{2-x}Sr_xCuO_4$

В недодопирированных купратных ВТСП фазовая жесткость очень мала, поэтому дальний сверхпроводящий порядок легко разрушается термоактивированными вихрями и антивихрями. Как следствие, в широком диапазоне температур выше T_c фазовая

когерентность отсутствует, хотя флуктуационная сверхпроводимость (некогерентные куперовские пары) сохраняется. Высказывались предположения, что такие вихреподобные возбуждения имеют какое-то отношение к несверхпроводящей псевдощелевой фазе. Для прояснения вопроса о связи псевдощели со сверхпроводимостью нужно выяснить, исчезает ли эта широкая флуктуационная область вместе с псевдощелью при увеличении концентрации дырок выше оптимальной. В работе [1] (Великобритания, Сингапур, Китай, Греция, Франция, Голландия, Япония) границы флуктуационной области в передопированных монокристаллах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ определены из анализа магнитосопротивления $\Delta\rho_{ab}(H)$ в параллельном оси c магнитном поле. Дополнив свои результаты имеющимися в литературе данными, авторы [1] построили фазовую диаграмму (см. рис.), из которой следует, что сверхпроводящие флуктуации сохраняются и при избыточном допировании. Между тем при таких концентрациях дырок псевдощель, как известно, отсутствует. Отсюда в [1] делается вывод, что псевдощель не связана с некогерентными куперовскими парами.



Фазовая диаграмма $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$: T_{c0} – температура сверхпроводящего перехода, T_2 – температура появления короткоживущих вихревых возбуждений, T^* – температура возникновения псевдощели, T_{coh} – температура потери когерентности антиузловыми квазичастицами.

Л.Опенев

1. P.M.C.Rourke et al., *Nature Phys.* 7, 455 (2011).

ГРАФЕН

Границы устойчивости графена при деформации в плоскости

В последнее время ведутся интенсивные исследования влияния упругой деформации на механические и физические свойства графена, однако до сих пор не определены границы структурной устойчивости плоского листа графена при его деформации в плоскости. В работе [1] эта задача решена путем атомистического моделирования. В трехмерном пространстве компонент тензора плоской деформации $(\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{xy})$ построена поверхность, ограничивающая область устойчивости плоского листа гра-

ПерсТ, 2011, том 18, выпуск 11/12

фена без учета тепловых колебаний и влияния граничных условий. В точках данной поверхности рассчитаны величины компонент усилий T_x, T_y, T_{xy} . Показано, что графен структурно устойчив вплоть до деформаций порядка 0.3-0.4, но он не устойчив по отношению к деформации сдвига в отсутствие растягивающих усилий. Кроме того, графен не может сохранять плоскую форму при наличии сжимающих усилий, поскольку его изгибная жесткость равна нулю.

1. С.В.Дмитриев и др., *Письма в ЖЭТФ* 93, 632 (2011).

Электрические характеристики графена в гигагерцовой области спектра

Уникальные электронные свойства графена делают этот материал перспективным с точки зрения использования в качестве элемента нанoeлектронных устройств и систем передачи информации. Для реализации этих перспектив необходимо получить надежные данные об электрических характеристиках графена в широком спектральном диапазоне. Трудности на пути получения этих данных связаны с миниатюрными размерами графена. С целью преодоления этих трудностей авторы [1] использовали в качестве образца пленку из термически восстановленного оксида графена (ОГ) вместо традиционно применяемых в экспериментах листов графена, полученных в результате микромеханического расслоения графита. Практика показывает, такой образец может быть локализован с гораздо более высокой точностью по отношению к электродам, что существенно облегчает проведение электрических измерений.

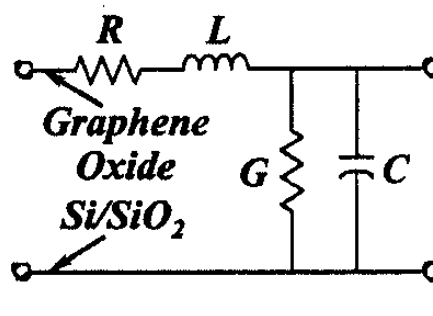


Рис. 1. Эквивалентная схема измерительного прибора, используемая для обработки результатов измерений

Листы ОГ, синтезированного из мелкодисперсного графита стандартным методом Хаммерса, помещали в жидкий диметилформамид, что приводило к образованию суспензии с массовой концентрацией ОГ ~ 0.0001 . Эту суспензию в течение 10 мин подвергали ультразвуковой обработке с целью уменьшения числа слоев в листах. Затем каплю суспензии (0.5 мкл) наносили на электроды и в течение 1 мин подвергали воздействию переменного электрического поля на частоте 100 кГц. Термическое восстановление ОГ до графена проводили в атмосфере аргона при давлении 800 Торр и температуре 400°C

в течение 2 ч. В результате этой процедуры образцы графена становились проводящими.

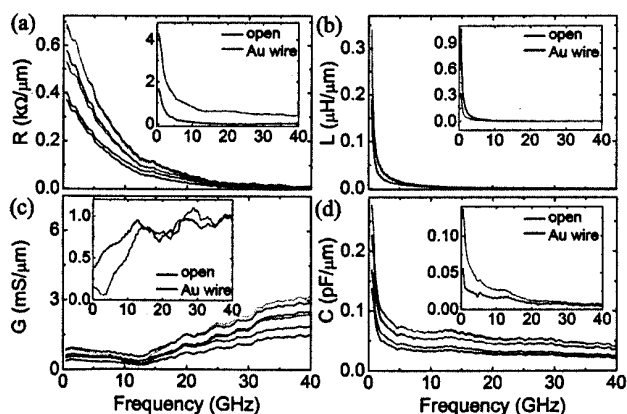


Рис. 2. Сравнение измеренных частотных зависимостей электрических параметров образцов графена (R – удельное сопротивление на единицу длины, G – удельная проводимость, L – удельная индуктивность, C – удельная емкость) с соответствующими данными для разомкнутой цепи (open) и Au проволоки.

Электрические характеристики образцов графена, помещенных на подложку Si/SiO₂ с толщиной оксидного слоя 500 нм, измеряли в диапазоне частот 0.5 и 40 ГГц. В качестве электродов использовали Cr/Au контакты (10/400 нм), которые напыляли на подложку электроннолучевым методом с использованием фотолитографии. Для сравнения были изготовлены аналогичные образцы, в которых цепь между контактами была разорвана, а также образцы, в которых вместо графенового листа использовали золотую проволоку толщиной 3 мкм. Эквивалентная схема, используемая для обработки результатов измерений, показана на рис. 1. Для измерений были отобраны шесть образцов, которые характеризуются различными величинами межэлектродного расстояния (8.5, 1.3, 2.8, 2.2, 2.4, и 4.3 мкм). На рис. 2 результаты измерений сравниваются с соответствующими данными для разомкнутой цепи и золотой проволоки. Наблюдаемое на эксперименте снижение сопротивления образцов с ростом частоты электромагнитного сигнала указывает на возможность использования графена в нанокристаллической электронике для передачи информации в СВЧ-области спектра.

А.Елецкий

1. W.K. Kim et al., Appl. Phys. Lett. 97, 193103 (2010).

КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ

Квантовый отжиг искусственных спинов

Некоторые сложные задачи в самых различных областях знаний (от квантовой информатики до искусственного интеллекта и зоологии) можно переформулировать так, чтобы свести их к поиску основного состояния системы взаимодействующих изинговских спинов. Найти основное состояние путем непосредственных численных расчетов часто бывает довольно трудно, если вообще возможно.

На эксперименте для этих целей можно использовать так называемый “квантовый отжиг” (quantum annealing), когда при медленном (адиабатическом) включении межчастичного взаимодействия квантовая система “ищет” энергетически наиболее выгодную конфигурацию посредством квантовых флуктуаций, которые обеспечиваются туннелированием через потенциальные барьеры (при классическом отжиге эти барьеры преодолеваются за счет тепловых флуктуаций, благодаря которым система “перескакивает” через барьеры). До недавних пор исследования квантового отжига были ограничены, как правило, твердотельными системами, которые нельзя контролировать на уровне отдельных спинов, такими как, например, молекулярные наномagnиты.

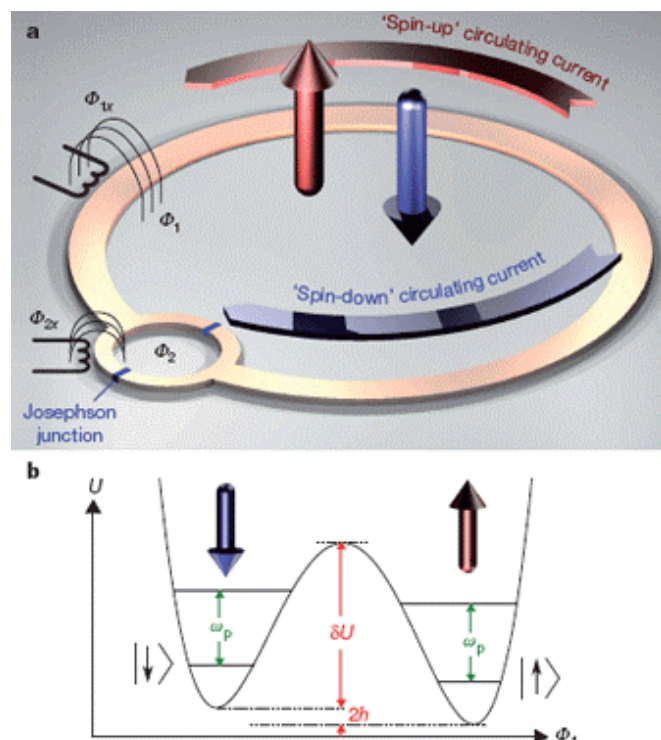


Рис.1. Сверхпроводниковый потоковый кубит:

- a) различные направления циркулирующего тока (по часовой стрелке и против нее) отвечают различным ориентациям “спина” кубита;
- b) состояния спина-кубита \downarrow и \uparrow соответствуют разным ямам двухямого потенциала, параметры которого можно регулировать: разность энергий в минимумах $2h$ определяется потоком Φ_{1x} , а высота барьера δU – потоком Φ_{2x} ; здесь h выполняет функцию локального магнитного поля, которое снимает вырождение по проекции спина (аналог зеемановского расщепления).

В работе [1] канадские и норвежские физики представили данные о квантовом отжиге цепочки из восьми “искусственных спинов”, роль которых играли сверхпроводниковые потоковые кубиты на основе джозефсоновских контактов Nb/AlO_x/Nb (рис. 1). Сначала на примере одного такого кубита авторы [1] показали, что при достаточно низкой температуре (< 45 мК) переходы между состояниями \downarrow и \uparrow не являются термоактивированными, а происходят преимущественно за счет туннелирования

сквозь потенциальный барьер (рис. 1b), то есть имеет место квантовый режим. Затем они перешли к одномерной цепочке с ферромагнитным (так были подобраны параметры) взаимодействием соседних спинов – J . Направления двух крайних спинов фиксировались локальными “магнитными полями” $\pm h_B = 2J$. При этом основное состояние цепочки является семикратно вырожденным: с вероятностью $1/7$ доменная стенка может находиться между любой парой соседних спинов ($\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\downarrow$, $\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow$, ... $\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow$). Начальное состояние представляет собой суперпозицию этих семи конфигураций с равными весами. В некоторый момент времени вырождение снимали, прикладывая к шести центральным спином локальные “поля” $h_t = 0.1J$. Тут и начинался квантовый отжиг, в результате которого система “находила” новое основное состояние $\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\downarrow$ (рис. 2).

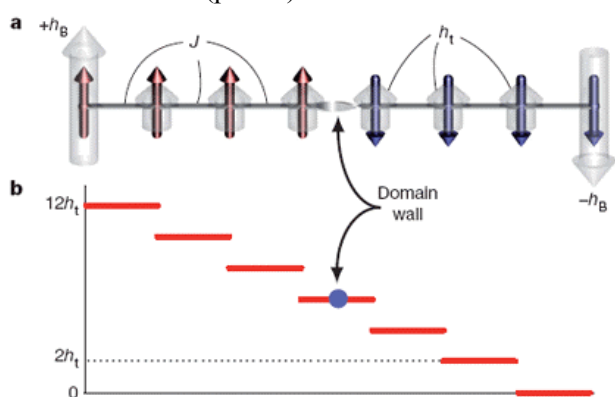


Рис. 2. *a*) Цепочка из восьми спинов. J – энергия обменного (ферромагнитного) взаимодействия соседних спинов, $h_B = 2J$ и $-h_B = -2J$ – локальные поля на крайних спинах, $h_t = 0.1J$ – локальные поля на остальных шести спинах. Изображенная здесь конфигурация является метастабильной (доменная стенка расположена в центре цепочки). *b*) Зависимость полной энергии цепочки от положения доменной стенки (за начало отсчета принята энергия основного состояния $\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\downarrow$).

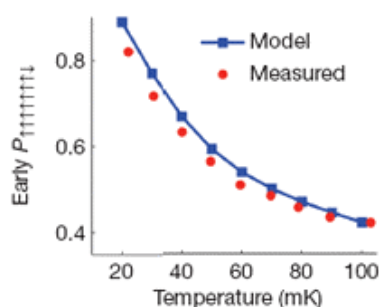


Рис.3. Температурная зависимость вероятности перехода цепочки спинов в основное состояние $\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\downarrow$ при квантовом отжиге (эксперимент и теория).

Вероятность перехода в это состояние тем больше, чем ниже температура (рис. 3) и превышает 80% при $T = 22$ мК. Экспериментальные результаты количественно согласуются с модельными расчетами. Для приложения квантового отжига к реальным задачам нужно, прежде всего, существенно увеличить число спинов в системе, а также, возможно, соче-

тать ферромагнитные взаимодействия с антиферромагнитными.

Л.Опенев

I. M.W.Johnson et al., Nature 473, 194 (2011).

НАНОМАТЕРИАЛЫ

Пена из графена

За последние годы неоднократно предпринимались попытки интеграции квазидвумерных слоев графена в макроскопические трехмерные структуры. Однако качество таких образцов оставляло желать лучшего, в первую очередь из-за сильной дефектности графеновых слоев и большого электросопротивления межслоевых контактов. В работе китайских ученых [1] предложена новая стратегия синтеза графеновых макроструктур, позволяющая изготавливать образцы с пенообразной морфологией – графеновую пену (graphene foam, GF). Получали пенографен так (см. рис. 1).

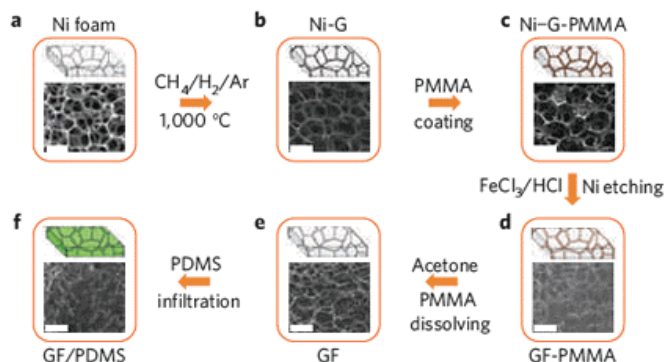


Рис.1. Основные этапы синтеза графеновой пены (GF) и полимерного композита на ее основе. PMMA – полиметилметакрилат, PDMS – полидиметилсилоксан.

Сначала путем разложения метана при $T = 1000^\circ\text{C}$ на внутренние поверхности пористого никелевого шаблона осаждали графеновые пленки. Затем эти пленки покрывали тонким слоем полиметилметакрилата (PMMA) и стравливали никель в растворе HCl или FeCl_3 (PMMA препятствует коллапсу трехмерной графеновой сетки в процессе стравливания). После удаления PMMA ацетоном оставалась пластинка пенографена толщиной 0.1 – 0.6 мм и поперечными размерами ~ 10 см (рис. 2).

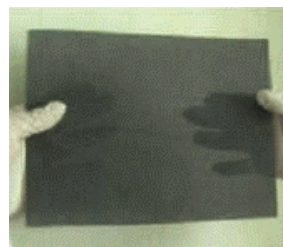


Рис.2. Пенографен можно подержать в руках. Размеры этой пластинки составляют 17 x 22 см².

Просвечивающая электронная микроскопия показала, что стенки графенового каркаса неоднородны по толщине и в среднем образованы $n=3$ слоями графена. При инфильтрации графеновой пены полидиметилсилоксаном (PDMS) получается гибкий композит GF/PDMS (рис. 3), проводимость которого при содержании GF всего 0.5 % составляет

~ 10 С/см – на 6 порядков выше, чем в композитах PDMS/графен, получавшихся ранее другими методами, и в композитах с такой же концентрацией углеродных нанотрубок.

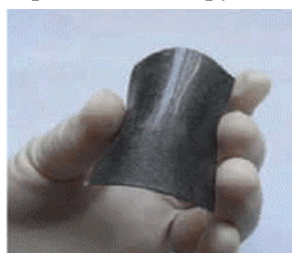


Рис. 3.
Композит GF/PDMS.

Проводимость GF/PDMS максимальна при $n=5$ и практически такая же, как у чистого (без полимерного наполнителя) пенографена. Вместо PDMS с тем же успехом можно использовать и другие полимеры (например, эпоксидную смолу). Помимо отличной проводимости композиты GF/PDMS характеризуются высокой механической прочностью. Они могут найти применение в самых различных областях, от биомедицины до суперконденсаторов и литий-ионных батарей.

Л.Опенюв

I. Z.Chen et al., Nature Mater. 10, 424 (2011).

Золотые клетки

Как это ни удивительно, но создание настоящих золотых клеток начинается с наночастиц серебра. И никаких намеков на алхимию. Избирательное осаждение золота на серебряные десятигранники (декаэдры) с последующим их вытравливанием позволило канадским исследователям получить прекрасные образцы золотых нанокаркасов [1]. Авторы наносили золото точно на ребра и вершины декаэдров, жестко контролируя условия процесса, а именно количество осаждаемого материала, скорость осаждения, концентрацию восстановителя и т.д. На следующем этапе серебряные шаблоны удаляли посредством растворения в перекиси водорода, и на выходе оставались лишь золотые наноклетки с толщиной “прутьев” вплоть до 1.6 нм. Структура получаемых образцов напрямую зависела от процентного соотношения осажденного золота и серебряного шаблона (см. рис. 1). Авторы отмечают, что золотые нанокаркасы начинают терять целостность лишь при соотношении золото/серебро около 1 мол.% (см. рис. 1з). Кроме декаэдров в качестве шаблонов для получения золотых наноклеток использовали также серебряные бруски пятиугольного сечения и икосаэдры (см. рис. 2). Другие же формы (например, кубы или бипирамиды) не позволили авторам добиться желаемых результатов. Исследователи надеются, что представленная в их работе методика окажется полезной для получения ультратонких металлических проволок, а также наноструктур благородных металлов для использования в катализе.

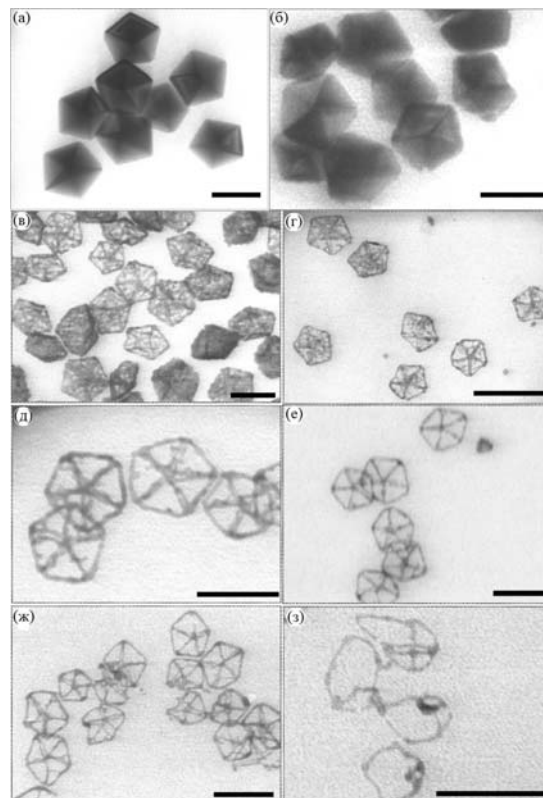


Рис. 1. Изображения процессов формирования золотых наноклеток, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ): (а) серебряные декаэдры до нанесения на них золота; (б) декаэдры после осаждения золота (10 мол. % по отношению к серебру); (в–з) изображения золотых наноклеток после вытравливания серебра перекисью водорода (количество осажденного золота по отношению к серебряному шаблону равно 20, 15, 7, 5, 3 и 1 мол. %, соответственно). Шкала соответствует 50 нм.

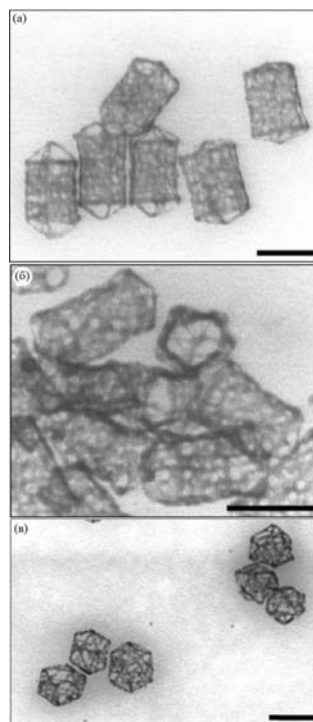


Рис. 2. ПЭМ-изображения золотых наноклеток, полученных при помощи отличных от серебряных декаэдров шаблонов: (а, б) – бруски пятиугольного сечения, (в) – икосаэдры. Шкала соответствует 50 нм.

М. Маслов

I. M. McEachran et al., J. Am. Chem. Soc. 133, 8066 (2011).

СПИНТРОНИКА

Антиферромагнитная спинтроника?

Стандартный спиновый вентиль состоит из двух ферромагнитных слоев, разделенных металлической прослойкой (рис. 1а). Его поперечное сопротивление зависит от взаимного направления векторов намагниченности ферромагнетиков: оно минимально при их параллельной ориентации и максимально при антипараллельной, что связано с поляризацией спинов электронов, переносящих ток. На практике ферромагнитные слои изготавливают из разных материалов с тем, чтобы в определенном диапазоне магнитных полей направление намагниченности одного из них оставалось фиксированным, а другого (“свободного”) могло легко изменяться. При сканировании таким устройством поверхности жесткого магнитного диска намагниченность свободного слоя ориентируется в направлении намагниченности ближайшего к нему магнитного домена, что влечет за собой резкое изменение тока.

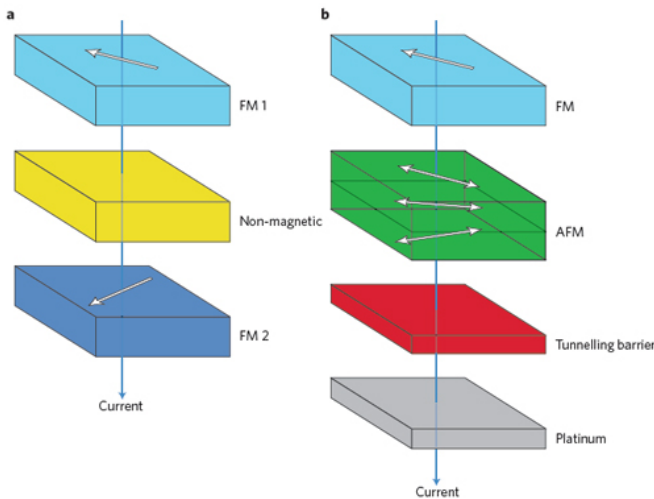


Рис. 1. Ферромагнитный (а) и антиферромагнитный (б) спиновые вентили. Стрелки указывают направления вектора намагниченности.

В работе [1] (Великобритания, Чехия, Япония) показано, что можно обойтись всего одним ферромагнитным электродом, если между ним и туннельным барьером поместить слой антиферромагнетика (рис. 1б). В результате обменного взаимодействия все локальные магнитные моменты в антиферромагнитном слое поворачиваются и закручиваются в так называемую “обменную пружину” с анизотропным магнитосопротивлением. Для структуры NiFe/IrMn/MgO/Pt авторы [1] наблюдали изменение сопротивления на 160% в магнитном поле всего лишь 50 мТл. Полученные результаты свидетельствуют о принципиальной возможности использования антиферромагнетиков в спинтронике. Для практических приложений нужно повысить рабочую температуру (4К в [1]), что потребует оптимизации геометрических параметров (главным образом – толщины слоев), повышения качества границ раздела и, возможно, поиска новых, более подхо-

дящих для этих целей антиферромагнитных материалов.

По материалам заметки
“An alternating alternative”,
R.Duine, *Nature Mater.* **10**, 344 (2011).

I. B.G.Park et al., *Nature Mater.* **10**, 347 (2011).

НАНОСТРУКТУРЫ

Атомная спиновая логика

Уменьшать размеры элементов кремниевых чипов с каждым годом становится настолько труднее и накладнее, что это уже начинает угрожать закону Мура, неуклонно выполнявшемуся в течение нескольких последних десятилетий. Возможно ли изготовить вычислительные устройства, в которых биты информации кодируются отдельными атомами? Фундаментальных препятствий этому нет. Например, если атомы являются магнитными, то двум противоположным ориентациям атомного спина (“вниз” и “вверх”) можно поставить в соответствие логические 0 и 1. Вопрос заключается в том, как организовать вычисления в такой системе. Ранее было теоретически показано [1, 2], что для конструирования некоторых элементарных логических вентилей (NOT, AND, OR, NAND и пр.) в принципе годятся квантовые точки (“искусственные атомы”), связанные друг с другом антиферромагнитным образом.

В работе физиков из Hamburg Univ. [1] экспериментально продемонстрированы операции NOT, AND, OR в цепочках “естественных атомов” Fe на поверхности (111) монокристалла меди. Хотя обменное взаимодействие “свободных” атомов Fe является ферромагнитным (их спины выстраиваются в одном направлении), наличие в металлической подложке электронов проводимости приводит к тому, что знак и величина энергии спин-спинового взаимодействия зависит от расстояния между атомами (механизм RKKY).

С помощью магнитной иглы силового микроскопа атомы Fe размещали на подложке так, чтобы межатомное расстояние (0.92 нм) соответствовало их антиферромагнитному взаимодействию (при этом обменная энергия $|J_1| \approx 0.1$ мэВ). Роль входного бита играла намагниченность кобальтового островка, взаимодействие которого с первым (ближайшим к островку) атомом цепочки также было антиферромагнитным ($|J_{isl}| = 0.3 - 0.35$ мэВ). Так как спины соседних атомов ориентированы противоположно друг другу, то при нечетном числе атомов в цепочке сигнал на выходе (спин последнего атома) оказывается инвертированным относительно входа ($0 \rightarrow 1$ или $1 \rightarrow 0$). Это отвечает классической логической операции NOT (если количество атомов четное, то входные сигналы не меняются: $0 \rightarrow 0$ или $1 \rightarrow 1$).

Для классических операций AND и OR с двумя входами (α и β) и одним выходом авторы [3] ис-

пользовали две атомные цепочки. При этом функцию выхода выполнял дополнительный атом Fe, близкий к крайним атомам обеих цепочек (соответствующие обменные энергии $|J_\alpha| = |J_\beta| \approx 0.025$ мэВ). Как работает такое устройство? Например, если на каждый вход подан 0, и если каждая цепочка при этом состоит из 5 атомов, то спины крайних атомов будут направлены “вверх”, а поскольку взаимодействие каждого крайнего атома с атомом-выходом является антиферромагнитным, то спин последнего повернется “вниз”, то есть мы получим одну из строчек таблицы истинности операции OR ($00 \rightarrow 0$). По тем же причинам будет выполняться и вторая строчка этой таблицы ($11 \rightarrow 1$). Если же на входы будут поданы разные сигналы (0 и 1), то спины крайних атомов окажутся антипараллельными, и возникнет фрустрация: спин выходного атома “не будет знать, куда ему смотреть” из-за вырождения его состояний \downarrow и \uparrow по энергии. В работе [1] это вырождение снимали слабым магнитным полем B_{bias} , направление которого выбирали так, чтобы спин на выходе поворачивался “вверх”. Тогда получается $01 \rightarrow 1$ и $10 \rightarrow 1$, то есть, наряду с двумя приведенными выше соотношениями, мы имеем полную таблицу истинности операции OR. При соответствующем изменении числа атомов в цепочках (четное/нечетное) и/или направления поля B_{bias} такое спиновое устройство может выполнять и другие логические операции (например, AND, NAND, NOR).

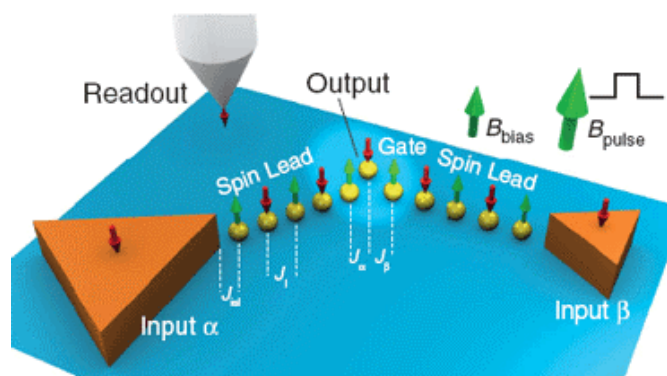


Схема атомного спинового устройства для логических операций AND и OR. Два спиновых проводника (цепочки атомов Fe на медной подложке) соединяют входы α и β (треугольные островки Co) с выходом (атом Fe). Намагниченность входов может изменяться независимо за счет поля B_{pulse} . Взаимодействия входов с ближайшими к ним атомами (J_{isl}), последних атомов цепочки с выходом (J_α, J_β) и между соседними атомами (J_i) являются антиферромагнитными (механизм RKKY). Слабое поле B_{bias} используется для снятия спинового вырождения выходного атома Fe при наличии фрустрации.

Остается открытым вопрос о масштабируемости таких спин-атомных систем. Действительно, одно дело – подавать входные сигналы с сильно намагниченных островков и совсем другое – с выходов других подобных устройств. Тут требуется что-то типа “спиновых усилителей”. Может быть, стоит

попробовать использовать атомные спиновые цепочки для квантовых вычислений? Ведь помимо квазиклассических “вверх” и “вниз” существуют еще и суперпозиционные спиновые состояния.

Л.Опенков

1. Письма в ЖЭТФ 62, 256 (1995).
2. Письма в ЖЭТФ 64, 214 (1996).
3. Science 332, 1062 (2011).

МИКРОТЕХНОЛОГИИ

Чудо-платье, скроенное из метаматериалов

Вслед за шапкой-невидимкой ученые использовали метаматериалы (искусственные материалы с электромагнитными и оптическими свойствами, не встречающимися в природе) для создания еще одного сказочного артефакта. Читатель, вероятно, помнит чудо-пузырек из “Алисы в стране чудес”, выпив из которого можно было уменьшиться, не изменяя пропорций тела? Прибор со схожим действием под названием “уменьшитель” (или “минимизатор”) можно найти и в арсенале нашей Алисы – героини рассказов Кира Булычева. Оболочка, сделанная на основе метаматериалов командой инженеров из Southeast Univ., Nanjing (Китай) [1], хотя и не является минимизатором в исходном понимании, успешно создает иллюзию уменьшения. При этом в отличие от простой линзы, уменьшитель совершенно скрывает исходный предмет, предьявляя лишь его миниатюрную копию.

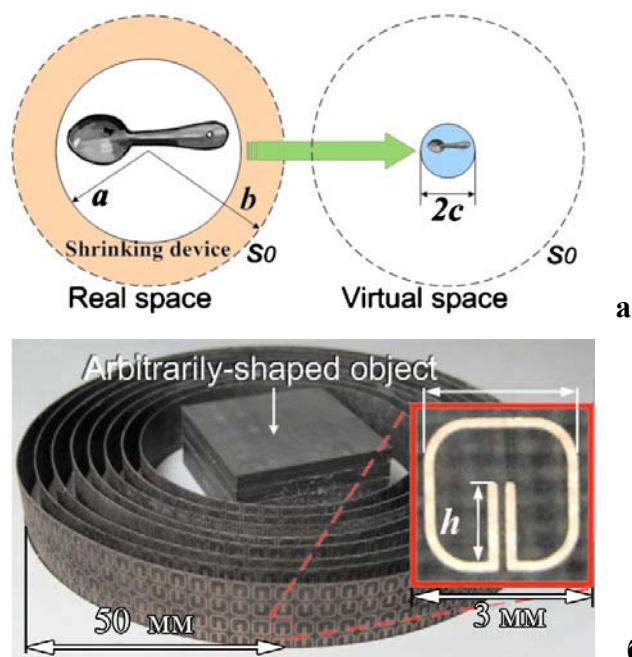


Рис. 1: Уменьшитель из метаматериалов: а) схематическое изображение действия прибора; б) уменьшитель, работающий в диапазоне 10ГГц. На вставке – изображение резонансного элемента метаматериала [1].

Так, ложка, помещенная внутрь уменьшителя в виде полого цилиндра с внутренним и внешним радиусами a и b , соответственно, представляется в виде объекта той же формы, но меньших размеров, заключенного в диэлектрический цилиндр радиу-

сом c (рис. 1а). Очевидно, что шапка невидимка является предельным случаем уменьшителя, когда параметр c стремится к нулю. Как обычно, принцип действия устройства на метаматериалах сначала продемонстрирован для волн сантиметрового диапазона, так что обмануть таким устройством можно скорее не глаз, а радар. Это намного упрощает создание метаматериала, поскольку размеры резонансных элементов в таких случаях вполне макроскопические (рис. 1б). Изменяя параметр h элемента, можно изменять эффективную магнитную проницаемость μ слоя для СВЧ волн.

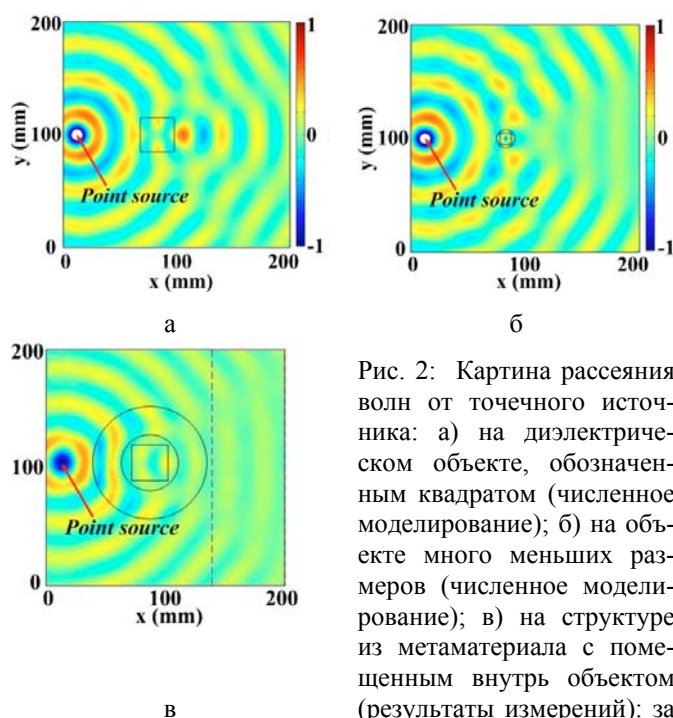


Рис. 2: Картина рассеяния волн от точечного источника: а) на диэлектрическом объекте, обозначенном квадратом (численное моделирование); б) на объекте много меньших размеров (численное моделирование); в) на структуре из метаматериала с помещенным внутрь объектом (результаты измерений): за штриховой линией картина рассеяния волн в точности соответствует случаю б) [1].

Подбирая зависимость $\mu(r)$ в слоистой структуре, изображенной на рис. 1б, удастся изменить фронт волны. В результате, картина дифракции на уменьшителе, с помещенным в него объектом, становится неотличимой от картины рассеяния волн на объекте меньших размеров, что создает совершенную иллюзию уменьшения (рис. 2)

А.Пятаков

1. W.X. Jiang et al., *Appl. Phys. Lett.* **98**, 204101 (2011).

ФИНАНСИРОВАНИЕ И РЫНОК

Можно ли узнать объем производства наноматериалов?

Невозможно правильно оценить риск вредного воздействия искусственных наноматериалов (НМ) на человека и природу, если не знать общий объем их производства. Конечно, получение исходных наноматериалов лишь первая стадия их жизненного цикла, тем не менее, именно она в наибольшей степе-

ни определяет, сколько НМ попадет в воду, воздух, растения и другие живые организмы. Но оказывается, что определить количество всех производимых наноматериалов чрезвычайно сложно!

Учёные из Duke Univ. (США) [1] решили начать с пяти наиболее “популярных” классов НМ, то есть тех, которые уже достаточно давно представлены на рынке и широко используются в бытовых товарах и промышленности. Это нано-Ag, углеродные нанотрубки (УНТ), нано-TiO₂, нано-CeO₂, и фуллерены C₆₀ (проблемы, связанные с применением этих НМ, не раз обсуждались в ПерсТе [2-4]). Анализ американских исследователей [1] охватывает производство этих НМ в США за период 2007-2010 гг.



Рис. 1. Пять классов производимых наноматериалов и примеры товаров, в состав которых они входят: футболки из содержащего нано-Ag волокна, спортивные и косметические товары с УНТ и фуллеренами и др.

Авторы [1] проделали тяжелейшую работу. Чтобы добыть информацию по объему и виду производимой продукции, они использовали все допустимые способы – изучали научные публикации, патенты, отчеты, web-сайты компаний-производителей наноматериалов и других компаний, проводили опросы и беседы. Ответов на официальные запросы исследователи чаще всего не получали, хотя не скрывали цель своей работы и гарантировали конфиденциальность. Некоторые большие компании предоставляли только общую информацию по всей продукции, другие давали сведения не о реальном производстве, а о возможностях. Часто исследователи начинали с общения по электронной почте – запрашивали производителей, смогут ли они в течение месяца поставить определенное количество НМ (количество указывали, используя предварительно собранную информацию о данной компании). По-видимому, максимум информации, к тому же наиболее достоверной, авторы получили в результате индивидуальных бесед с отдельными представителями компаний, иногда на условиях анонимности. Все добытые с таким трудом данные были собраны

в обширные таблицы и проанализированы, что позволило авторам оценить нижнюю и верхнюю границы объема производства конкретного наноматериала. Читатель может сам убедиться, насколько велик разброс (таблица 1).

Продукция	Нижняя граница (тонн/год)	Верхняя граница (тонн/год)
Нано-TiO ₂	7 800	38 000
Нано-Ag	2.8	20
Нано-CeO ₂	35	700
УНТ	55	1 100
Фуллерены	2	80

Для определения максимального объема производства некоторых компаний авторам [1] пришлось прибегнуть к экстраполяции данных, полученных от других производителей или из информации об объемах заказа, поэтому верхняя граница может отражать не реальный, а потенциально достижимый в будущем объем производства. Нижняя граница ближе к сегодняшнему дню. Что касается качества результатов, то лучше всего дело обстоит с фуллеренами. Авторы получили 50% информации с веб-сайтов, 17% - по запросам, а с помощью экстраполяции - только 33%. В случае нано-Ag и нано-TiO₂ с помощью экстраполяции получено 70% и 87% данных (!), соответственно. Возможно, это связано с тем, что фуллерены мало применяются в бытовых товарах; в основном их всё-таки заказывают для научных исследований и высокотехнологичных применений. А вот упомянутые выше нанопорошки в достаточно больших количествах используют в производстве текстильных изделий, средств гигиены, косметических средств, даже продуктов питания – отношение населения к этому довольно сложное, и, вполне вероятно, производители наноматериалов не хотят разглашать информацию.

Заметим, что в России наноматериалы в промышленных масштабах практически не производят; их используют в основном для проведения научных исследований [5]. Реальное производство всех нанопорошков, по оценке Research.Techart, в 2008 г. составило около 11 т; объем производства углеродных нанотрубок по экспертным оценкам равен в среднем 10.2 кг в год, а объем производства фуллеренов находится на уровне 25–30 кг на протяжении нескольких последних лет [5].

Выводы авторов [1] неутешительны. Если правительство не будет требовать от производителей полной информации о нанопродукции, объемы производства останутся неизвестными, и, следовательно, оценки риска будут недостоверными.

О.Алексеева

1. C.O. Hendren et al., *Environ. Sci. Technol.* **45**, 2562 (2011).
2. [ПерсТ 18, вып. 9, с.4 \(2011\).](#)
3. [ПерсТ 17, вып. 21, с.4 \(2010\).](#)

4. [ПерсТ 17, вып. 17, с.4 \(2010\).](#)
5. <http://nanodigest.ru/content/view/574/39/> по материалам “В мире нано” (nanorf.ru) (2010).

ФУЛЛЕРЕНЫ И НАНОТРУБКИ

Вязкоупругость углеродных нанотрубок в широком температурном диапазоне

Уникальные механические характеристики углеродных нанотрубок (УНТ) привлекают интерес инженеров и разработчиков к их использованию в качестве основы материалов с улучшенными свойствами. К числу наиболее интересных механических свойств УНТ относится их рекордная прочность на растяжение, достигающая величин порядка терапаскалей, термическая стабильность, зависимость электрических характеристик от механической нагрузки. Недавно в Nanotube Research Center (Япония) была обнаружена еще одна уникальная особенность УНТ, которая существенно расширяет перспективы прикладного использования этого материала [1]. Речь идет о сохранении вязкоупругих свойств материала на основе УНТ на одном уровне в диапазоне температур от -196 до 1000°C. Для сравнения скажем, что традиционные вязкоупругие материалы, такие как силиконовая резина и другие полимеры, сохраняют свои вязкоупругие свойства в существенно более узком температурном интервале, примерно от -50 до 300°C.

Исходный материал, содержащий УНТ, был получен стандартным методом химического осаждения паров (CVD) в присутствии водяного пара. Анализ показал, что материал содержал очень длинные (до 4.5 мм) произвольным образом ориентированные УНТ, из которых около 68% были двухслойными, 22% – однослойными и примерно 10% – трехслойными. Содержание примесей не превышало 0.1 %. С целью изготовления разветвленной сети УНТ, обладающей повышенной вязкоупругостью, образцы подвергали сжатию, что приводило к повышению их плотности от 0.009 до 0.036 г/см³. Механические испытания, выполненные методом динамического анализа (ДМА), показали, что образцы выдерживают значительные сжатия и растяжения, причем после снятия нагрузки наблюдалось медленное возвращение материала в исходное состояние.

Такое поведение указывает на наличие вязкоупругих свойств образца. Интересная особенность была обнаружена при измерении вязкоупругих свойств образца до и после сжатия. Согласно измерениям, увеличение плотности материала в результате сжатия сопровождается повышением модулей упругости образца. Так, четырехкратное увеличение плотности приводит к пятикратному увеличению модуля накопления и десятикратному росту модуля потерь. Величины указанных параметров практически не изменяются в диапазоне температур между -140 и 600°C. Поскольку использование метода ДМА ограничено температурой 600°C, для измерения вяз-

коупругих свойств образца в области более высоких температур использовали метод изолированных вибраций. Измерения показали, что соответствующие параметры остаются практически неизменными в диапазоне температур вплоть до 1200°C. Максимальная степень растяжения образцов, при которой деформация является обратимой, составила, согласно измерениям, 5%. Этот показатель не зависит от температуры в диапазоне от -140 до 600°C. Относительная степень растяжения, приводящая к разрушению образца, составляет около 100%. Испытания образцов, подвергаемых периодически изменяющейся нагрузке, показали, что при степени растяжения на уровне 1% образец выдерживает до миллиона циклов сжатия-растяжения с частотой до 100 Гц без заметных изменений.

Подобные свойства исследуемого материала объясняются его пористостью и высокой степенью неупорядоченности образующих его нанотрубок. При растяжении многие нанотрубки вытягиваются вдоль направления нагрузки, что обеспечивает высокие вязкоупругие свойства материала, не зависящие от температуры. Заметное влияние на эти свойства оказывает контакт между соседними нанотрубками. Ван-дер-Ваальсовское взаимодействие между трубками в области контакта обеспечивает высокие прочностные характеристики материала. Полное число точек контакта, оцениваемое из плотности материала, оценивается величиной $2 \cdot 10^4$ в расчете на одну нанотрубку. Как показывают оценки, этого достаточно для обеспечения измеренных величин модулей упругости материала.

А.Елецкий

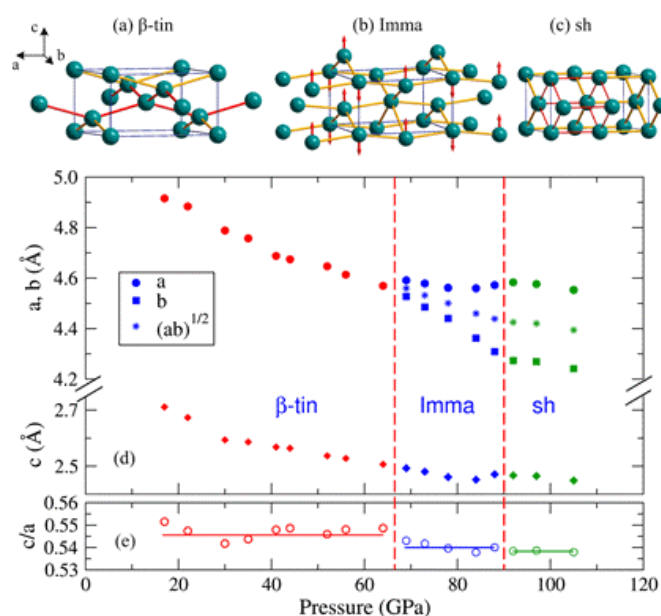
1. M.Xu et al., *Science* 330, 1364 (2010).

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Структурные и электронные переходы в нанокристаллическом германии при высоких давлениях

Электронная и кристаллическая структуры полупроводников IV группы находятся в фокусе исследований уже давно. Открытие сверхпроводимости в сильно легированных полупроводниках при нормальном давлении [1] вызвало дополнительный интерес к этим материалам, в том числе и при высоких давлениях. С ростом давления в Ge известна последовательность структурных фазовых переходов. Полупроводниковый Ge со структурой алмаза переходит в металлическое состояние со структурой β -Sn при давлении $P_1 \approx 10$ ГПа, затем через промежуточную фазу со структурой *Imma* он переходит в простую гексагональную (ПГ) структуру *P6/mmm*. При дальнейшем увеличении давления до 100 ГПа возникает орторомбическая *Smca* фаза, а выше 170 ГПа стабилизируется гексагональная плотноупакованная (ГПУ) фаза.

Несмотря на большое число исследований переходов β -Sn–*Imma* и *Imma*–ПГ, до сих пор оставались разногласия по вопросу о том, переходы ли это первого или второго рода. Свойства вблизи критических точек, и сами величины критических давлений оказались зависящими от степени негидростатичности давления и от размеров частиц. В работе [2] структурные переходы исследованы в нанокристаллических образцах Ge в условиях гидростатического сжатия. Измерения рентгеновской дифракции на порошковых образцах были выполнены на станции 16ID-B в синхротронном центре Argonne Natl. Lab. (США). Давление создавалось в камере с алмазными наковальнями. Исходными образцами были частицы GeH₄. С ростом давления выше 17 ГПа GeH₄ разлагался на чистый Ge и H₂, размер частиц Ge был менее 10 нм. Наличие H₂ в камере обеспечило гидростатичность давления. В результате обработки дифракционных данных по методу Ритвельда получена последовательность структур, показанная на рис. 1. Выше 10 ГПа в фазе β -Sn структура имеет симметрию $I4_1/amd$ с атомами Ge в 4a-позициях. Трёхмерная сетка атомов Ge может быть представлена в виде двух пересекающихся зигзагообразных цепей, расположенных в (100) и (010) плоскостях. При переходе в *Imma* фазу соседние атомы Ge в обеих цепочках смещаются вдоль *c*-оси в противоположных направлениях. Когда зигзаг в (010) плоскости выпрямляется в прямую линию, а второй зигзаг становится прямоугольным, Ge переходит в ПГ фазу.



Переход β -Sn в *Imma* фазу при 60 ГПа идентифицирован как переход второго рода, а переход *Imma* в ПГ фазу при 90 ГПа является переходом первого рода. В работе [2] авторы рассчитали электронную структуру и матричные элементы электрон-фононного взаимодействия для исследования сверхпроводимости в металлическом Ge. Для фазы β -Sn, где имеются экспериментальные данные, расчет хорошо согласуется с экспериментом, что сви-

детельствует о стандартном БКШ типе сверхпроводимости. Для остальных фаз найдены зависимости T_c от давления и показано существование сверхпроводимости вплоть до ГПУ фазы выше 190 ГПа.

С.Овчинников

1. E.A.Ekimov et al., *Nature* **428**, 542 (2004).

2. X.J.Chen et al., *Phys. Rev. Lett.* **106**, 135502 (2011).

ВЕСТИ С КОНФЕРЕНЦИЙ

Выездная сессия Научного совета РАН

Важными составляющими развития России, где экономика должна основываться на знаниях и интеллекте, является обеспечение фундаментальной науки и качественного высшего и среднего образования новейшими приборами, материалами и оборудованием. Но не менее важна пропаганда науки, научных достижений, поддержание высокого уровня общения в научном сообществе. Такую работу, в том числе, ведут Научные советы РАН. Одной из форм работы Научных советов является проведение выездных сессий.

Очередная выездная сессия Научного совета РАН по физике конденсированных сред состоялась с 15 по 17 июня 2011г. в г. Великом Новгороде, на базе Новгородского государственного университета им. Ярослава Мудрого. Сессия проходила в рамках юбилейных мероприятий, по поводу 50-летия выс-

шего радиоэлектронного образования в регионе и была посвящена 50-летию Научного совета. Было заслушано и обсуждено 16 обзорных докладов, отражающих состояние научных исследований в данной области физики. Участники семинара посетили лаборатории ФГУП ОКТБ “Омега” и ОАО НИИ ПТ “Растр”, Центр новых информационных технологий университета.

На участников Сессии большое впечатление произвела доброжелательная творческая атмосфера в научном коллективе университета, высокий уровень разработок для промышленности. Особый интерес вызвали доклады Б.И. Селезнева “Радиоэлектронный комплекс в Великом Новгороде на современном этапе” и М.И. Бичурина “Магнитоэлектричество в композиционных материалах”. Большой интерес слушателей (а также бурное обсуждение возможностей использования установок) вызвал доклад Р.А. Садыкова “Нейтроннографические установки для исследования конденсированных сред на импульсном источнике нейтронов в ИЯИ РАН”, а также доклад К.Н. Ельцова “Современные применения сканирующей зондовой микроскопии”

Информацию о Выездной сессии Совета можно посмотреть на сайте <http://sovetfks.issp.ras.ru>

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

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

Научные редакторы К.Кугель, Ю.Метлин

В подготовке выпуска принимали участие: О.Алексеева, А.Елецкий, М.Маслов, С.Овчинников,
Л.Опенов, А.Пятаков

Компьютерный ввод, макет: И.Фурлетова

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