

В этом выпуске:

СВЕРХПРОВОДНИКИ

Изотопический эффект в безмедных ВТСП

Теоретические расчеты [1] показывают, что критическая температура T_c “железистых” ВТСП слишком высока для фононного механизма спаривания, и их сверхпроводимость может быть следствием взаимодействия электронов с сильными ферромагнитными или антиферромагнитными флуктуациями [2]. Впрочем, не вполне понятно, насколько таким расчетам можно доверять, поэтому особую ценность сегодня приобретает любая новая экспериментальная информация о сверхпроводящих характеристиках оксипниктидов. В работе [3] китайские физики изучили влияние изотопического замещения $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ и $^{56}\text{Fe}/^{54}\text{Fe}$ на T_c двух типичных представителей безмедных ВТСП – $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ с $x = 0.4$ и $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ с $x = 0.15$. Для кислорода коэффициент $\alpha = -d\ln T_c/d\ln M$, характеризующий изотопический сдвиг T_c , оказался очень маленьким, около 0.05, тогда как для железа $\alpha \approx 0.35$ – довольно близко к “фононному стандарту” $\alpha = 0.5$. Казалось бы, очко в пользу фононов. Но авторы [3] пошли дальше и посмотрели, как изотопическое замещение влияет не только на T_c , а еще и на температуру T_{SDW} перехода исходных соединений с $x = 0$ в состояние с волной спиновой плотности. И нашли $\alpha_{SDW} = -d\ln T_{SDW}/d\ln M \approx 0.05$ для кислорода и $\alpha_{SDW} \approx 0.37$ для железа.

Поскольку общепринятой теории влияния изотопического замещения на магнитные фазовые переходы в настоящее время не существует, то полученные в [3] результаты можно интерпретировать по-разному. С одной стороны, большая величина α говорит о том, что электрон-фононное взаимодействие играет в сверхпроводимости оксипниктидов определенную роль, а с другой – очевидно наличие сильного фонон-магнетонного взаимодействия. Поэтому может оказаться, что изотопическое изменение T_c связано в конечном итоге с изменением не фононного, а магнетонного спектра. Наверное, при анализе этих данных не помешает еще раз вернуться к купратным ВТСП, в которых изотопический эффект крайне чувствителен к уровню допирования: в оптимально допированных образцах он практически отсутствует, а в недопированных систематически увеличивается по мере приближения к антиферромагнитной области фазовой диаграммы. Налицо какая-то хитрая взаимосвязь решеточных и магнитных степеней свободы. Может быть, именно здесь прячется механизм, который мы так долго ищем?

Л.Опенев

1. L.Boeri et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 026403 (2008).
2. X.Dai et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 057008 (2008).
3. R.H.Liu et al., *Nature* **459**, 64 (2009).

Сверхпроводящие полупроводники

Последние несколько лет ознаменовались открытием сверхпроводимости классических диэлектриков и полупроводников (алмаза, кремния, карбида кремния) при допировании бором ($T_c = 10$ К, 0.35 К, 1.4 К, соответственно). В металлическом состоянии этих соеди-

И далее ...

- 2 Сверхпроводники и магнетики в таблице Менделеева

КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ

- 3 Спины в алмазе

НАНОСТРУКТУРЫ, НАНОТЕХНОЛОГИИ, НАНОЭЛЕКТРОНИКА

- 4 Особенности легированных нанопроводов

Графен + азот =
n-тип проводимости

СПИНТРОНИКА

- 4 На пути к магнитоэлектрическому полевому транзистору

ФУЛЛЕРЕНЫ И НАНОТРУБКИ

- 5 Снова в гости к фуллерену

- 6 Получение графенов в дуговом разряде

- 7 Связь между краевой структурой и электронными характеристиками графенов

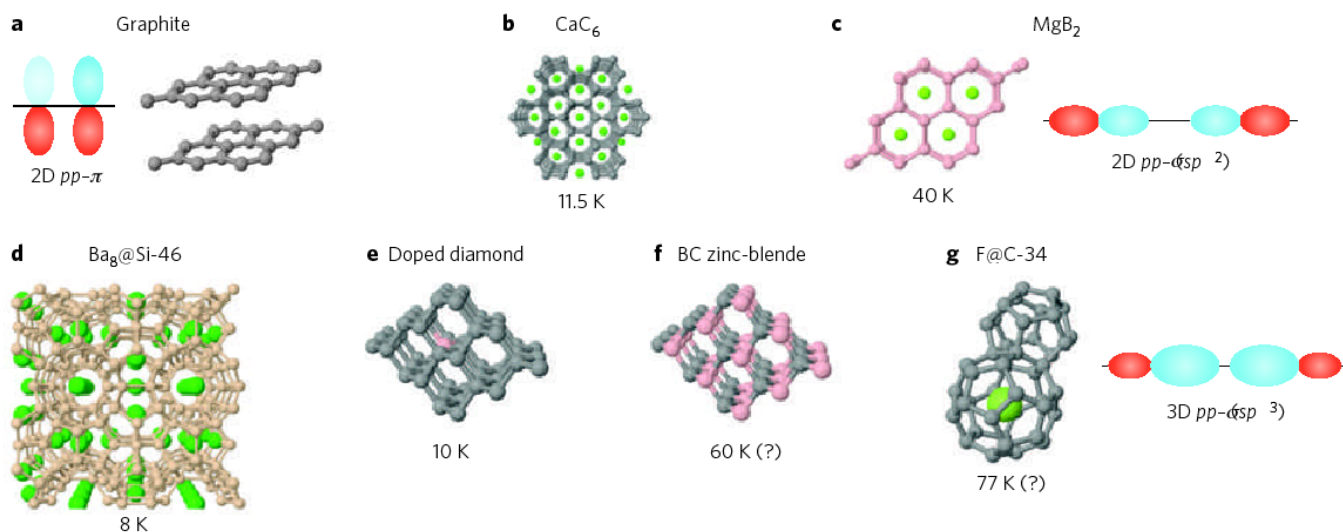
КОНФЕРЕНЦИИ

- 8 Workshop on Nanomagnetism, Spin-Electronics and Quantum Optics (NSEQO 2009), November 11-13, 2009, Rio de Janeiro, Brazil

11th Joint Magnetism and Magnetic Materials (MMM) – Intermag Conference
January 18-22, 2010,
Washington, DC, USA

нений сохраняются прочные ковалентные связи между атомами, поэтому иногда их называют “ковалентными металлами”. К числу ковалентных металлов относят также клатраты $(\text{Na,Ba})_x\text{Si}_{46}$ с $T_c \approx 8$ К, допированные щелочными металлами фуллерены с $T_c \approx 20$ К, графитоподобные слоистые соеди-

нения CaC_6 и YbC_6 с $T_c \approx 11$ К, а также диборид магния MgB_2 с $T_c \approx 40$ К (см. рис.). Помимо ковалентного межатомного взаимодействия, общим для них является наличие хотя бы одного легкого элемента (бор, углерод).



Сверхпроводящие ковалентные металлы – известные и гипотетические

Несмотря на сравнительно низкую T_c большинства этих сверхпроводников, они привлекают к себе большой интерес, что связано в первую очередь с их близостью к переходу металл-диэлектрик. Если допустить, что уровень Ферми находится в узкой примесной зоне, расположенной в области диэлектрической щели, то сверхпроводимость допированных фуллеренов и алмаза можно объяснить в рамках модели резонирующих валентных связей, предполагающей нефононный механизм спаривания. Но расчеты электронной структуры из первых принципов показали, что при соответствующей эксперименту степени допирования уровень Ферми лежит в валентной зоне на расстоянии несколько десятых электронвольта от ее потолка. Это подтверждают данные фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением. Поэтому механизм сверхпроводимости ковалентных металлов, скорее всего, все-таки фононный, о чем говорит и наличие в большинстве из них изотопического эффекта. Расчеты константы электрон-фононного взаимодействия и кулоновского псевдопотенциала дают $\lambda = 0.3-0.5$ и $\mu^* = 0.1$ – в качественном соответствии с наблюдаемыми величинами T_c . Вопрос о том, какие именно фононные моды вносят максимальный вклад в λ , еще дискутируется. По-видимому, оптические. Пока не получается найти такой ковалентный металл, в котором высокая частота колебаний атомов сочеталась бы с большой плотностью электронных состояний на уровне Ферми (согласно теории БКШ, и то, и другое требуется для увеличения T_c). Теоретические предсказания $T_c \approx 150$ К в BC_3 и Li_xBC пока не нашли экспериментального подтверждения.

Интерес к сверхпроводящим полупроводникам связан отчасти с перспективами их практического применения. Например, допированный бором кремний можно использовать в джозефсоновских контактах Si-Si/B, изготовленных из одного и того же материала (только с разным уровнем допирования сверхпроводящей и диэлектрической области), а потому не имеющих барьера Шоттки на границе раздела. Контролируя джозефсоновский ток дополнительным емкостным затвором, можно изготовить джозефсоновский полевой транзистор. Вот только рабочие температуры при этом должны быть очень низкими из-за малой $T_c = 0.35$ К у Si/B. У допированного бором алмаза величина $T_c = 10$ К гораздо выше. Из него предполагается конструировать новые электромеханические устройства (например, осцилляторы для регистрации сверхмалых смещений и т.п.). Да и другие ковалентные металлы тоже без дела не останутся.

По материалам обзора X.Blase et al.,
Nature Mater. 8, 375 (2009).

Сверхпроводники и магнетики в таблице Менделеева

В периодической системе элементов Менделеева сверхпроводники расположены главным образом в начале и конце 4-го, 5-го и 6-го периодов. Элементы средней части этих периодов либо ферромагнетики, либо антиферромагнетики, либо металлы без дальнего магнитного или сверхпроводящего порядка. Авторы работы [1], выполненной на физическом факультете МГУ, подробно проанализировали эти закономерности, взяв за основу классические фор-

мулы Слэтера [2] для распределения заряда в атомах и характерного радиуса атомных орбиталей. Эти “старые, но никем не отмененные” формулы конечно грубоваты, но неплохо согласуются, например, с данными по оптической спектроскопии. Сравнивались, в частности, межатомные расстояния в реальных кристаллах и радиусы частично заполненных d -, f - p -орбиталей соответствующих элементов. Оказалось, что в сверхпроводниках электроны этих внешних орбиталей гораздо глубже проникают в электронные оболочки соседних атомов, чем в магнетиках и несверхпроводящих металлах. Наименьшим это перекрытие оказывается для элементов-ферромагнетиков. Под действием давления или в тонких пленках соотношение характерных размеров меняется и, скажем, ферромагнетик, такой как железо, имеет шанс стать сверхпроводником. Можно надеяться, что подход, предложенный в [1], окажется применимым не только к химическим элементам, но и к многокомпонентным соединениям.

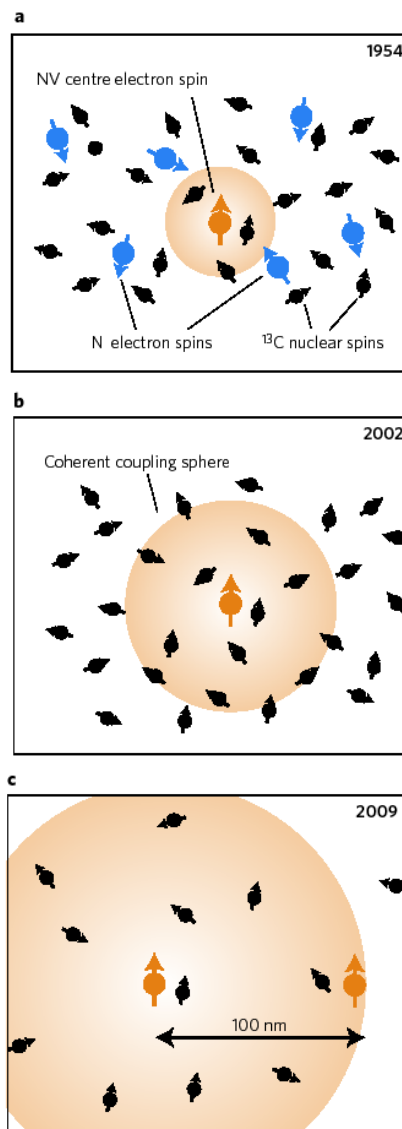
1. L.I.Koroleva, T.M.Khapaeva, *J. Phys.: Conf. Series* **153**, 012057 (2009).
2. J.C.Slater, *Phys. Rev.* **36**, 57 (1930).

КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ

Спины в алмазе

Для организации квантовых вычислений со спиновыми кубитами в твердом теле требуются материалы с минимально возможной концентрацией магнитных примесей. Только в этом случае спиновые состояния будут оставаться когерентными в течение времени, достаточного для проведения с ними необходимого количества квантовых операций. Помимо примесей, магнитные моменты (спины) могут быть и у атомных ядер. Например, хотя углеродные соединения на 98.9 % состоят из бесспинового изотопа ^{12}C , ядра остальных 1.1 % атомов углерода имеют спин (изотоп ^{13}C). По мере развития технологии изготовления искусственных алмазов “спиновая чистота” образцов постоянно улучшалась (см. рис.). В работе [1] сообщается о синтезе рекордно чистых алмазных слоев с концентрацией парамагнитных дефектов менее 10^{13} см^{-3} и содержанием изотопа ^{13}C всего лишь 0.3 %. При комнатной температуре время декогерентизации электронного спина на центре азот-вакансия (NV) составляет $\tau = 1.8 \text{ мс}$ – максимальная величина, наблюдавшаяся до сей поры в твердотельных системах. Поскольку время $t_{\text{оп}}$ одной операции со спиновыми кубитами имеет порядок наносекунды, то отношение $t_{\text{оп}}/\tau \sim 10^6$ оказывается достаточно велико для организации полномасштабных квантовых вычислений (а также для использования протоколов коррекции ошибок). При такой величине τ когерентное взаимодействие между кубитами NV-центров имеет место на расстояниях до $\sim 100 \text{ нм}$, что допускает индивидуальную адресацию каждого из них оптическими методами.

ПерсТ, 2009, том 16, выпуск 10



Эволюция качества алмаза. (a) Искусственный алмаз, выращенный при высоких температурах и давлениях. Преобладающие магнитные примеси – электронные спины дефектов азота. (b) Монокристалл алмаза, полученный химическим осаждением из паровой фазы. Основные магнитные примеси – изотопы ^{13}C . (c) Сверхчистый алмаз с минимальным на сегодняшний день содержанием изотопа ^{13}C [1]. Оранжевая сфера очерчивает область, в которой имеет место когерентное взаимодействие между спинами NV-центров.

Помимо квантовых вычислений изотопически чистый алмаз

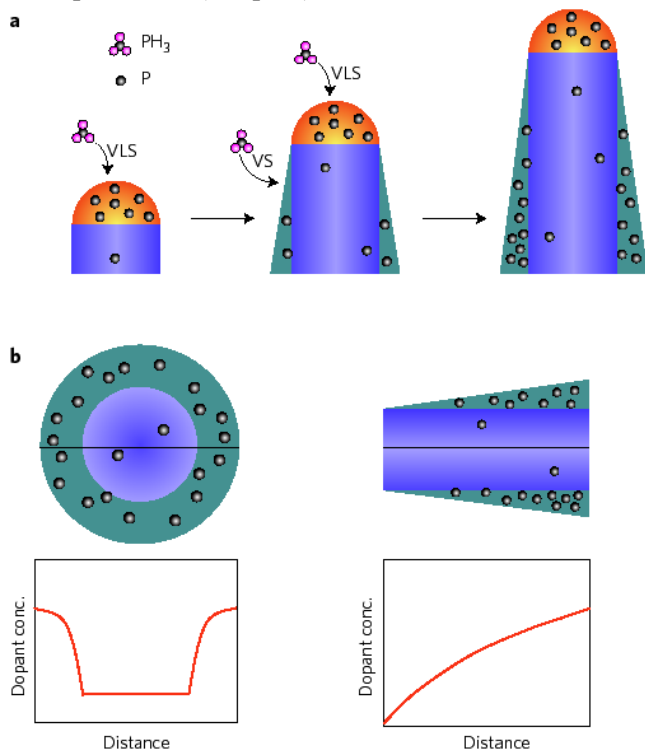
можно использовать для регистрации локальных магнитных полей с субнанометровым разрешением. Для этого на острие сканирующей иглы нужно разместить алмазный нанокристалл с единственным NV-центром. Предварительные эксперименты [1] показали, что чувствительность такого устройства будет на порядок выше, чем у известных аналогов, и тогда мы сможем, в частности, непосредственно изучать атомную структуру отдельных молекул. А работа по дальнейшему совершенствованию технологии синтеза сверхчистого алмаза тем временем не стоит на месте. Когда статья [1] готовилась к печати, стало известно, что тому же коллективу авторов удалось понизить концентрацию изотопов ^{13}C в алмазе до 0.01 %. В таких образцах величина τ превышает 10 мс, то есть потихоньку приближается к верхнему пределу $\sim 100 \text{ с}$, обусловленному спинрешеточной релаксацией. Нанолуглеродным материалам (графену, нанотрубкам) тоже не помешала бы “изотопическая чистка”. Слово – за материаловедами.

1. G.Balasubramanian et al., *Nature Mater.* **8**, 383 (2009).

НАНОСТРУКТУРЫ, НАНОТЕХНОЛОГИИ, НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Особенности легированных нанопроводов

Электрические, магнитные и оптические характеристики полупроводников можно регулировать, добавляя в них соответствующие примеси. Сложность контролируемого легирования полупроводниковых наноструктур (в отличие от объемных образцов) заключается в том, что для их изготовления обычно требуются неравновесные условия. В работе [1] сотрудников Northwestern University (США) экспериментально изучено распределение примесей фосфора в германиевых нанопроводах, полученных химическим осаждением из паровой фазы. Воздействуя на нанопровод лазерными импульсами и определяя тип и исходное расположение испаренных атомов по промежутку времени, требующемуся для достижения этими атомами детектора, авторы [1] построили трехмерную “карту” химического состава нанопровода с разрешением, близким к атомному. Выяснилось, что концентрация примесей вблизи поверхности нанопровода гораздо больше, чем в его сердцевине (см. рис.).



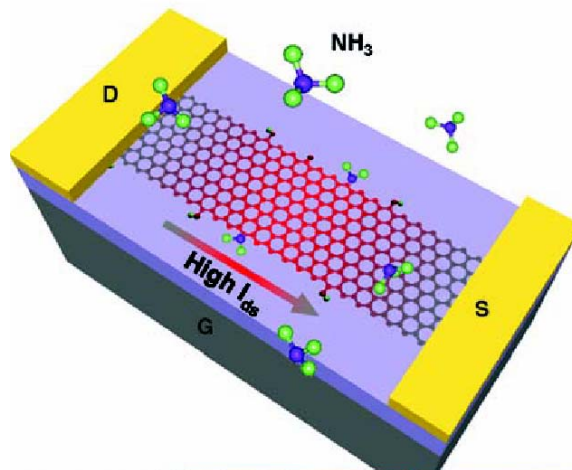
Распределение примесей P в нанопроводе Ge.

Связано это с особенностями сложных процессов, протекающих на границах пар/твердое тело и пар/жидкость/твердое тело с участием или без участия катализатора. В дальнейшем интересно было бы посмотреть, как такое неоднородное легирование сказывается на физических свойствах нанопроводов и можно ли извлечь из него какую-то пользу или же нужно всячески избегать.

1. D.E.Perea et al., *Nature Nanotechn.* 4, 315 (2009).

Графен + азот = n-тип проводимости

Разработка способов дырочного допирования графена привела к созданию полевых транзисторов из графеновых нанолент (graphene nanoribbons, GNRs) [1]. Для того чтобы по максимуму использовать весь потенциал графена в нанoeлектронике, было бы весьма желательно научиться допировать его еще и электронами. В работе [2] американского коллектива из Stanford University, University of Florida и Lawrence Livermore National Laboratory разработана технология изготовления GNRs с n-типом проводимости путем их токового отжига в аммиаке (см. рис.).



Токовый отжиг графеновых нанолент в аммиаке.

Поскольку на периферии GNRs четырехвалентные атомы углерода имеют ненасыщенные валентные связи (sp^2 -гибридизация), они химически активны и присоединяют к себе атомы азота. Валентность последних на единицу больше, вследствие чего в GNR появляются избыточные электроны. Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия и масс-спектропия вторичных ионов подтвердили наличие в GNRs связей C-N. Из этих GNRs авторы [2] изготовили полевые транзисторы n-типа с комнатной рабочей температурой. Возможность полного контроля проводимости GNRs (наряду с контролем расположения атомов углерода по периметру GNRs) – еще один шаг на пути к графеновой нанoeлектронике.

1. X.Li et al., *Science* 319, 1229 (2008).
2. X.Wang et al., *Science* 324, 768 (2009).

СПИНТРОНИКА

На пути к магнитоэлектрическому полевому транзистору

Ключевым элементом традиционной микроэлектроники является полевой транзистор, в основе которого лежит идея управления электрическими токами с помощью напряжения на затворе. В этой связи вполне естественными выглядят попытки создания на сходных принципах устройств спиновой электроники, в которых управление магнитными моментами свободных электронов осуществля-

лось бы с помощью электрического напряжения. Такой магнитоэлектрический полевой транзистор может служить мостиком между спинтроникой и традиционной электроникой, граница соприкосновения которых быстро растет вместе с индустрией магнитной памяти. О первых успехах в этой области мы сообщали в прошлых выпусках [1,2].

В этом году сделан еще один шаг на пути к созданию магнитоэлектрического транзистора – управляющее напряжение понижено с десятков до единиц вольт [3]. На рисунке 1 приведена схема устройства [4]: изменяя электрический потенциал затвора и переключая, тем самым, электрическую поляризацию в изолирующем слое, исследователям удавалось фиксировать два состояния с различной концентрацией дырок в проводящем канале на основе полупроводника (Ga,Mn)As. Эти два состояния характеризовались различными магнитными и магниторезистивными свойствами (подробнее см. [1]).

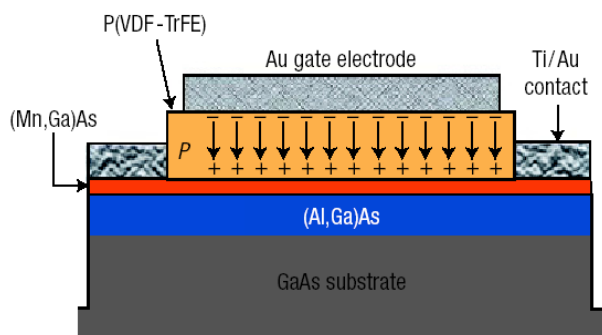


Рис. 1. Схема магнитоэлектрического полевого транзистора: Au gate – затвор из золота, P(VDF-TrFE) – полимер со спонтанной электрической поляризацией (polyvinylidene fluoride trifluoroethylene), (Ga,Mn)As – проводящий канал из магнитного полупроводника, GaAs – подложка. [4].

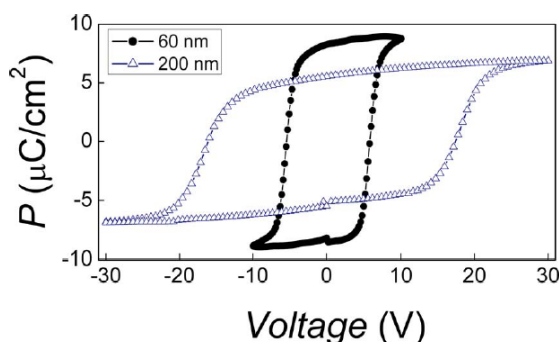


Рис. 2. Петли сегнетоэлектрического гистерезиса для толщин изолирующего слоя 200 нм и 60 нм [3]

Способ, с помощью которого удалось понизить управляющее напряжение, основан на очень простой идее: уменьшение расстояния между электродами позволяет достигать необходимой напряженности электрического поля при меньших напряжениях. Казалось бы, идея очевидная и могла бы быть реализована и раньше, но дело в том, что для сегнетоэлектрических материалов простое правило масштабирования напряжения $U \sim d$, где d – толщина слоя, справедливо лишь до определенной критической толщины. Причиной этому служит наличие

пассивного деполяризирующего слоя, который всегда присутствует на поверхности сегнетоэлектрика. Толщина этого нечувствительного к электрическому полю слоя зависит от соотношения между диэлектрической константой сегнетоэлектрика и константой пассивного слоя. Таким образом, высокая диэлектрическая постоянная, присущая большинству сегнетоэлектриков ограничивает дальнейшее уменьшение толщины изолирующего слоя транзистора. В этом смысле уникален полимерный материал, используемый авторами [3], он сочетает значительную поляризацию ($\sim 10 \text{ мкКл/см}^2$) с относительно небольшой диэлектрической постоянной ($\epsilon \sim 14$), что позволяет уменьшать толщину изолирующего слоя до 20-30 нм без заметного деполяризирующего эффекта. Так сокращение толщины слоя с 200 нм до 60 нм приводит к ожидаемому уменьшению поля переключения в три раза (рис.2).

Каким образом происходит считывание информации в данном устройстве? Для этого даже не нужно измерять намагниченность полупроводника, что потребовало бы работы при низких температурах (температура Кюри материала $T_C \sim 56 \text{ К}$). Оказывается, индуцированное электрическим полем упорядочение спинов приводит к изменению их сечения рассеяния, которое проявляется и при комнатной температуре в виде 7-процентного изменения проводимости канала.

А.Пятаков

1. [ПерсТ 15, вып. 10, с.6 \(2008\).](#)
2. [ПерсТ 15, вып. 19, с.4 \(2008\).](#)
3. *S.W.E Riestler et al., Appl. Phys. Lett.* **94**, 063504 (2009).
4. *I.Stolichnov et al., Nature Materials*, **7**, 464 (2008).

ФУЛЛЕРЕНЫ И НАНОТРУБКИ

Снова в гости к фуллерену

Эндоздральные соединения на основе фуллеренов в последнее время притягивают к себе все больше внимания. Совсем недавно, в апрельском выпуске ПерсТа [1], мы уже сообщали об успешном внедрении атомов благородных газов в химически открытые молекулы C_{60} . На этот раз коллективу американских и японских исследователей удалось поместить внутрь фуллереновой клетки молекулу метана [2]. С учетом электронов атомов углерода диаметр эффективного свободного пространства внутри C_{60} оценивается в ~ 0.35 нм, а кинетический диаметр метана равен 0.38 нм. Таким образом, получается, что метан – самый “крупный” гость для фуллерена C_{60} ! И хотя некоторые теоретические расчеты для $CH_4@C_{60}$ имели место, авторам работы [2] впервые удалось провести реакцию инкапсуляции и экспериментально подтвердить возможность существования данного соединения.

В качестве исходного материала использовались химически открытые фуллерены с двадцатичлен-

ными кольцами (1), (рис. 1). Предварительные численные расчеты показали, что энергия, необходимая для инкапсуляции метана через открытое отверстие фуллерена равна 37.3 ккал/мол, и реакция возможна в принципе, несмотря на то, что ее необходимо проводить в условиях высоких температуры и давления (рис. 2). Но вот расчеты, выполненные непосредственно для продукта $\text{CH}_4@1$, демонстрируют противоречивые результаты: предсказывают дестабилизацию в рамках одного метода (B3LYP) и стабилизацию в рамках другого (MPWB1K). Авторы отмечают, что полученные данные согласуются с результатами более ранних теоретических исследований для $\text{CH}_4@C_{60}$.

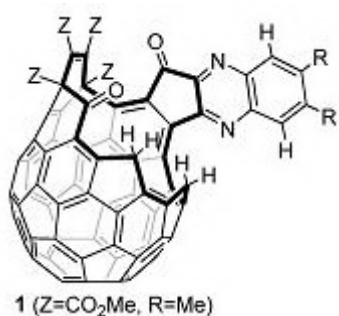


Рис. 1. Химически открытый фуллерен с двадцатичленным кольцом (1).

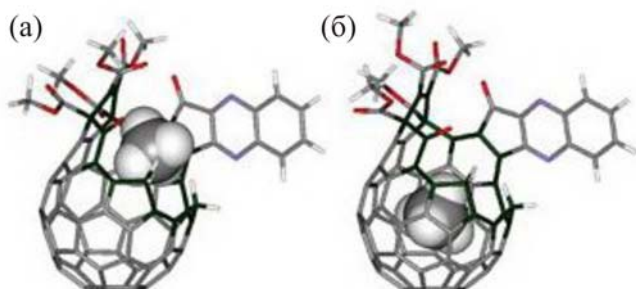


Рис. 2. Структуры переходного состояния при инкапсуляции метана в 1 (а) и конечного продукта – изомера $\text{CH}_4@1$ (б). Зеленым обозначены атомы углерода, образующие входное отверстие в 1, серым – атомы углерода, белым – атомы водорода, синим – атомы азота и красным – атомы кислорода.

Эксперимент по инкапсуляции проводили при 200°C под давлением метана в 19.2 МПа. В качестве растворителя использовали 1-метилнафталин. Под воздействием высокой температуры значительная часть 1 подверглась распаду. Однако после очистки с помощью силикагель-хроматографии 20% химически открытых фуллеренов было восстановлено, а фракция $\text{CH}_4@1$ составила около 39%. Авторы смогли повысить содержание $\text{CH}_4@1$ до 66% путем проведения нескольких циклов дальнейшей HPLC очистки (жидкостная хроматография высокого разрешения), но полностью выделить изолированное соединение $\text{CH}_4@1$ так и не удалось. Тем не менее, присутствие в полученном материале эндодрального комплекса подтвердилось различными экспериментальными методами, в том числе ЯМР-спектроскопией и электрораспылительной масс-спектрометрией. Кроме того, было обнаружено, что

молекула метана может свободно вращаться внутри фуллереновой полости, и в дальнейшем авторы ставят перед собой цель выделить изолированный продукт $\text{CH}_4@1$, что позволит более детально изучить данный вопрос.

Несмотря на фундаментальную направленность работы [2], ее результаты могут оказаться полезными для медицины и фармацевтики, например, для проектирования систем доставки лекарственных средств (СДЛС). Как было показано, внутри фуллерена может комфортно разместиться даже такой “крупный” гость как молекула метана, следовательно, при создании СДЛС на основе C_{60} становится возможным увеличить дозу транспортируемого лекарственного препарата или же использовать более сильные терапевтические средства, соизмеримые по размерам с фуллереновой полостью.

М.Маслов

1. [ПерсТ 16, вып. 8, с. 6 \(2009\).](#)
2. K.E. Whitener Jr., et al., *J. Am. Chem. Soc.* **131**, 6338 (2009).

Получение графенов в дуговом разряде

В настоящее время усилия многих исследователей направлены на разработку относительно недорогих и эффективных методов синтеза графенов в макроскопических количествах. Решение этой задачи позволило бы реализовать многообещающие перспективы использования графенов в качестве нового элемента нанoeлектронных устройств и основы композиционных материалов, обладающих высокой электро- и теплопроводностью. Исходным материалом для получения графенов является графит, кристаллическая структура которого содержит графитовые гексагональные плоскости, по существу представляющие собой листы графена. Для получения графенов необходимо отделить эти плоскости друг от друга. Наиболее распространенный способ получения графенов основан на использовании жидких поверхностно-активных соединений, проникающих в межплоскостное пространство графита, что способствует отделению графеновых листов. Недавно группой исследователей из Центра им. Джавахарлала Неру в Бангалоре (Индия) [1] был предложен альтернативный способ получения графенов, основанный на термическом разложении графита в дуговом разряде. Этот подход, широко используемый для получения фуллеренов и углеродных нанотрубок в макроскопических количествах, достаточно хорошо изучен и легко масштабируется. Использование подобного подхода к синтезу графенов открывает возможность получения не только чистых графенов, но также и графенов, допированных различными атомами, что позволяет проводить направленные изменения электронной структуры графенов.

В качестве электродов использовали цилиндрические стержни из чистого графита диаметром 6 мм и

длиной 50 мм (анод) и диаметром 13 мм и длиной 60 мм (катод). Газоразрядную камеру заполняли смесью гелия и водорода различного состава при полном давлении 600-700 Торр. Ток разряда варьировали в диапазоне 100-150 А, а приложенное напряжение достигало 60 В. Межэлектродное расстояние поддерживали на уровне 2 мм.

Фрагменты, содержащие от двух до четырех графеновых слоев, были обнаружены на внутренних стенках разрядной камеры, в то время как на поверхности катода располагались многослойные нанотрубки, “луковичные” структуры и многослойные графеновые фрагменты. Осажденный материал, содержащий графены, исследовали методами рентгеновской дифракции, просвечивающей микроскопии, атомной силовой микроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния. Исследования показали, что наиболее благоприятные для получения графенов условия соответствуют току дуги свыше 100 А, напряжению свыше 50 В и парциальному давлению водорода свыше 200 Торр. В этом случае выход графенов составлял 10-20 % от массы потребленного материала анода. При более низких токах напряжения дуговой разряд в присутствии водорода не зажигался. Наблюдения, выполненные с помощью атомного силового и просвечивающего электронного микроскопов, показали, что толщина образцов графенов находится в диапазоне от 0.7 до 1 нм, а их площадь варьируется между величинами 10^4 и 4×10^4 нм². Удельная поверхность графенов, измеренная стандартным методом, находится в диапазоне 270-680 м²/г. Образец графена с наиболее высокой удельной поверхностью способен сорбировать 1 масс.% водорода (по массе) при атмосферном давлении и температуре 77 К. Сорбционная способность подобного образца по отношению к СО₂ составляет около 17%.

Использование электродугового метода позволило получить графены, допированные бором и водородом. Интерес к этим объектам связан с возможностью направленного воздействия на электронные характеристики графенов в результате *n*- и *p*-легирования. Для получения графенов, допированных бором, электрическую дугу зажигали в смеси водорода и диборана (В₂Н₆). Для получения графенов, допированных азотом, использовали смесь водорода и пиридина. Исследования показали, что образцы графенов, допированных бором и азотом, содержат по 2–3 графеновых слоя.

А.Елецкий

I. K.S.Subrahmanyam et al., J.Phys. Chem. C 113, 4257 (2009).

Связь между краевой структурой и электронными характеристиками графенов

Графены, представляющие собой микроскопические участки графитовой плоскости с гексагональным расположением атомов углерода, являются новым наноуглеродным объектом, привлекающим внимание многих исследовательских лабораторий. Наибольший интерес представляют электронные характеристики графенов, поскольку результаты их исследования открывают возможность создания элементов электроники нанометровых размеров. Подобно углеродным нанотрубкам (УНТ), электронные характеристики которых, в зависимости от геометрических особенностей (диаметра и хиральности) могут соответствовать либо металлам, либо полупроводникам с различной шириной запрещенной зоны, графены также проявляют разнообразие электронных свойств, в зависимости от структуры. Детальные теоретические и экспериментальные исследования, выполненные, в частности, в лабораториях Массачусетского технологического института и Калифорнийского Университета в Беркли (США) [1,2], указывают на определяющую роль краевой структуры графенов в их электронных свойствах см. [3]. Авторам этих исследований удалось не только установить связь между краевой структурой графенов и их электронными характеристиками, но и разработать метод направленного изменения этих характеристик путем воздействия на краевую структуру графенов. В качестве объекта исследования авторы использовали индивидуальную графеновую полосу длиной 315 нм и шириной 66 нм, закрепленную между держателем и наконечником сканирующего туннельного микроскопа. Измеренная таким образом вольтамперная характеристика полоски имеет линейный вид в диапазоне приложенных напряжений между 1 и 1.6 В, что соответствует сопротивлению полоски 4.7 кОм. Дальнейшее увеличение приложенного напряжения сопровождается резким снижением сопротивления и термическим разрушением полоски. В результате протекания тока через полосу в условиях линейной вольтамперной характеристики происходит заметное упорядочение краевой структуры полоски, которая характеризуется либо “кресельной” (armchair), либо “зигзаговой” (zigzag) конфигурацией. Это обусловлено явлением отжига графена в результате джоулевого нагрева, который вызывает термическое испарение атомов, нарушающих правильную (armchair либо zigzag) краевую структуру графена. Детальные экспериментальные исследования явления трансформации краевой структуры графена в результате джоулевого нагрева показывают, что при высоких температурах (порядка 1000 К) происходит преимущественное образование конфигурации zigzag. В то же время полоски, характеризующиеся краевой структурой armchair, хотя и реже встречаются, но оказываются длиннее. При этом наблюдается более интенсивное испарение armchair

краев по сравнению с краями zigzag. Это наблюдение находится в соответствии с расчетами, выполненными методом молекулярной динамики и показывающими, что энергия, необходимая для испарения С-С пары, составляющей armchair край (6.7 эВ) существенно ниже соответствующей величины для zigzag края (11 эВ). Тем самым, выполненные эксперименты демонстрируют возможность направленного изменения электронных характеристик графенов в результате джоулевого нагрева и термического испарения атомов углерода, которые являются “лишними” по отношению к правильной armchair либо zigzag краевой структуре образца.

А.Елецкий

1. X.Jia et al., *Science* **323**, 1701 (2009).
2. C.O.Girit et al., *Science* **323**, 1705 (2009).
3. [ПерсТ 16, вып. 5, с. 5 \(2009\).](#)

КОНФЕРЕНЦИИ

Workshop on Nanomagnetism, Spin-Electronics and Quantum Optics (NSEQO 2009), November 11-13, 2009, Rio de Janeiro, Brazil



Topics

Contributions are invited in the following areas:

- Giant magnetoresistive and giant magnetoresistance materials;
- Micromagnetism, magnetization processes and magnetic viscosity at the nanoscale;

- Nanostructures, surfaces and interfaces;
- Cavity quantum electrodynamics;
- Correlated photons and light beams;
- Cold atoms

Important Dates

Abstract submission opens -May 15, 2009

Deadline for abstract submission, pre-registration and application for support - June 15, 2009

Announcement of abstract acceptance - August 15, 2009

Web: <http://www.cbpf.br/~nseqo/>

**11th Joint Magnetism and Magnetic Materials (MMM) – InterMag Conference
January 18–22, 2010,
Washington, DC, USA**



This Conference will include all basic and applied science and technology related to the field of magnetism. The technical subject categories for the Conference are located at the end of this Call.

Important Dates

Digest submission opens July 27, 2009

Digest submission closes August 24, 2009

Accept/reject notices September 29, 2009

Manuscript submission opens October 9, 2009

Manuscript submission closes October 31, 2009

Web: <http://www.magnetism.org>

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: А.Елецкий, М.Маслов, Л.Опенев, А.Пятаков

Компьютерный ввод, макет: И.Фурлетова

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