

В этом выпуске:

СВЕРХПРОВОДНИКИ

Визуализация вихрей в сверхтекучем гелии

При охлаждении жидкого гелия до $T_\lambda = 2.172\text{K}$ он переходит в сверхтекучее состояние и в нем возникают квантовые вихри, в которых момент количества движения жидкости может принимать лишь определенные дискретные значения. Диаметр сердцевин вихрей составляет всего несколько ангстрем. Для визуализации вихрей в работе [1] сотрудников Univ. Maryland и Yale Univ. (США), а также Int. Centre Theor. Phys. (Италия) использована суспензия мелких ($\sim 1\text{мкм}$) частиц твердого водорода, которые "отслеживают" движение сверхтекучей жидкости и могут захватываться сердцевинами вихрей (см. рисунок). Твердый водород применяется для визуализации вихрей уже не менее 50 лет, но методика, предложенная авторами (инжекция газообразной водород-гелиевой смеси в жидкий гелий), позволила существенно уменьшить размеры водородных "льдинок". При $T > T_\lambda$ эти частицы равномерно распределены по всему объему. При $T < T_\lambda$ появляется волокнистая структура, обусловленная циркуляцией сверхтекучей жидкости. При вращении гелиевой ячейки с постоянной угловой скоростью Ω частицы группируются в эквидистантные нити, параллельные оси вращения, как и предсказывает теория. Каждая такая нить отвечает одному вихрю. Об этом говорит тот факт, что плотность числа нитей в плоскости, перпендикулярной оси вращения, численно равна $2000\Omega/\text{см}^2$, если Ω измеряется в рад/сек – в соответствии с расчетами Фейнмана для плотности вихрей.

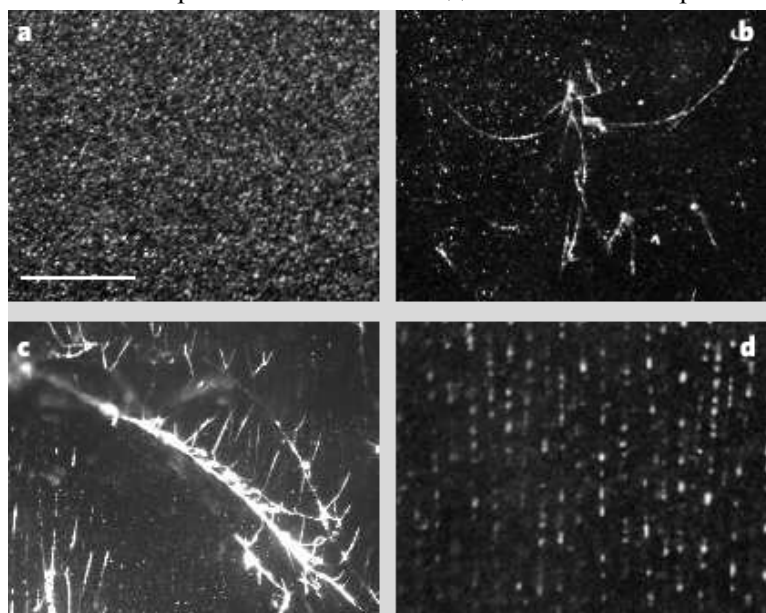


Рис. Распределение частиц твердого водорода (светлые области) в жидком гелии (темный фон) при различных температурах. (а) $T > T_\lambda$; (б) и (с) $T < T_\lambda$ на несколько десятков мК; (д) $T < T_\lambda$ при вращении ячейки с гелием вокруг оси, лежащей в плоскости рисунка. Длина масштабной линейки 1 мм.

И далее ...

- 2 Верхний предел линии необратимости в $Y-123$

“Резонанс” в ВТСП
 $Pr_{0.88}LaCe_{0.12}CuO_{4-\delta}$

НАНОСТРУКТУРЫ

- 3 Как рождается новая фаза
Макроскопическая когерентность единичного экситонного состояния в квантовом проводе

ФУЛЛЕРЕНЫ И НАНОТРУБКИ

- 4 Повышенная пропускная способность мембран из углеродных нанотрубок
- 5 Измерение торсионных характеристик однослойных углеродных нанотрубок

НИТРИДНЫЕ НОВОСТИ

- 5 Эффективная масса в $2DEG$ на гетероструктуре $Al_xGa_{1-x}N/GaN$

ФИНАНСИРОВАНИЕ И РЫНОК

- 6 У $ITER$ 'а новые проблемы
- 7 Нитридный свет живет долго и умирает медленно, не желая оставить вас в темноте внезапно

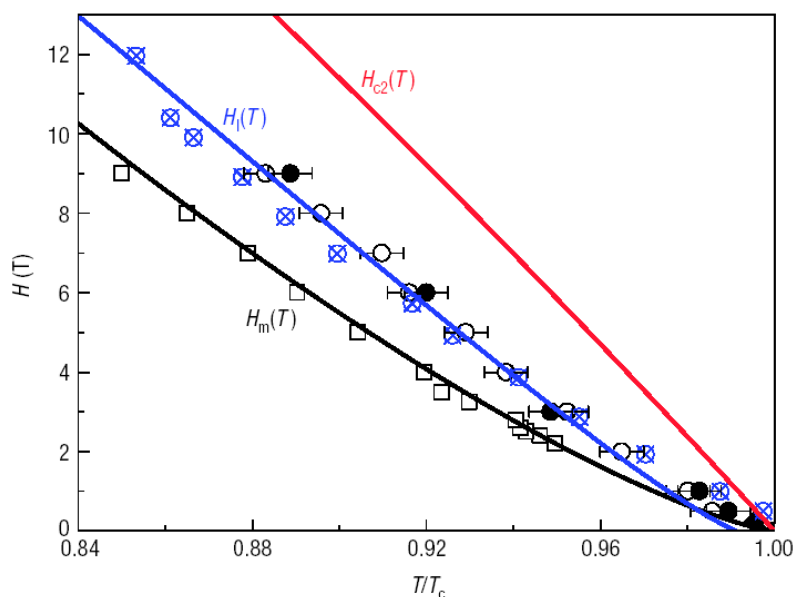
КОНФЕРЕНЦИИ

- 8 October 16-19, 2006. University of Aizu, Aizu-Wakamatsu, Japan. International Topical Workshop "Tera- and Nano-Devices: Physics and Modeling".

Л.Опенков

Верхний предел линии необратимости в Y-123

Магнитное поле проникает в сверхпроводники в форме вихрей, образующих абрикосовскую вихревую решетку. В ВТСП при $H = H_m < H_{c2}$ эта решетка плавится, в результате чего формируется состояние вихревой жидкости. Чтобы избежать диссипации энергии при наличии транспортного тока каждый вихрь должен быть закреплен на центре пиннинга. Здесь наиболее эффективны линейные и плоские дефекты. Увеличение числа дефектов позволяет сдвинуть линию $H_m(T)$ на фазовой диаграмме в область более высоких H и T . Однако до сих пор ничего не было известно о том, есть ли пределы у такой сдвижки. В совместной работе [1] сотрудников Inst. Ciència Materials de Barcelona (Испания), Argonne Nat. Lab., Western Michigan Univ. (США) и Tel Aviv Univ. (Израиль) установлено, что существует универсальное поле H_1 , такое что $H_1(T) < H_m(T) < H_{c2}(T)$, при котором термодинамические флуктуации параметра порядка приводят к отрыву вихрей от протяженных центров пиннинга. Это поле, таким образом, представляет собой верхнюю границу поля необратимости $H_{irr}(T)$, при котором начинается диссипация. Фазовая диаграмма, полученная при исследовании монокристаллов $YBa_2Cu_3O_7$, содержащих плоские (двойники) и линейные (дислокации и ионные треки) дефекты, изображена на рисунке. Полученные результаты важны для понимания “пределов применимости” ВТСП в сильноточных устройствах. Как видно из рисунка, $H_1 \approx 12$ Тл при $T = 77$ К ($T/T_c \sim 0.85$). Такие же ограничения на поле необратимости должны, по-видимому, иметь место и для других систем ВТСП.



Полученные результаты важны для понимания “пределов применимости” ВТСП в сильноточных устройствах. Как видно из рисунка, $H_1 \approx 12$ Тл при $T = 77$ К. Такие же ограничения на поле необра-

тимости должны, по-видимому, иметь место и для других систем ВТСП.

Л.Опенков

1. J.Figueras et al., Nature Phys. 2006, 2, 402

“Резонанс” в ВТСП $Pr_{0.88}LaCe_{0.12}CuO_{4-\delta}$

В обычных сверхпроводниках электроны образуют куперовские пары благодаря взаимодействию с колебаниями решетки (фононами). Популярна точка зрения, что в ВТСП роль фононов играют магнитные возбуждения. Она основана на том факте, что высокотемпературная сверхпроводимость возникает при допировании антиферромагнетиков дырками или электронами, и поэтому в сверхпроводящем состоянии сохраняются магнитные корреляции. И действительно, магнитные возбуждения, названные “резонансами”, наблюдали в ВТСП при исследовании неупругого рассеяния нейтронов. Из данных по фотоэмиссии, туннелированию и оптической проводимости следует, что заряженные квазичастицы взаимодействуют с этими резонансами. Однако непосредственную взаимосвязь резонансов со сверхпроводимостью долгое время ставили под сомнение на том основании, что резонансы были обнаружены только в ВТСП с дырочным типом проводимости, между тем как представляется маловероятным различие механизмов спаривания в дырочных и электронных ВТСП.

В совместной работе [1] сотрудников Univ. Tennessee, Oak Ridge Nat. Lab., Nat. Inst. Standards and Techn., Univ. Maryland (США) сообщается о наблюдении резонанса в больших монокристаллах ВТСП n -типа $Pr_{0.88}LaCe_{0.12}CuO_{4-\delta}$ с $T_c = 24$ К. Узкий пик интенсивности рассеянных нейтронов имеет максимум при волновом векторе $Q = (\pi/a, \pi/a, 0)$, как и в ВТСП $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ (a – период решетки в слоях CuO_2). Энергия резонанса $E_r = 11$ мэВ. Интересно, что точка (E_r, T_c) ложится точно на прямую $E_r = 5.8k_B T_c$ для дырочных ВТСП.

Наличие резонанса во всех ВТСП независимо от типа носителей наряду с одинаковым коэффициентом пропорциональности между E_r и T_c свидетельствует о фундаментальной роли магнитных возбуждений в механизме спаривания и общности этого механизма в разных ВТСП. Очень важно, что для $Pr_{0.88}LaCe_{0.12}CuO_{4-\delta}$ (в отличие от, скажем, Y-123), возможно одновременно исследовать рассеяние нейтронов и фотоэмиссионные спектры на одном и том же объемном образце. Это открывает новые перспективы в изучении высокотемпературной сверхпроводимости.

1. S.D.Wilson et al., Nature 2006, 442, 59

НАНОСТРУКТУРЫ

Как рождается новая фаза

Фазовые переходы первого рода происходят путем спонтанного образования зародышей новой фазы и их последующего роста. Появление таких зародышей в точке перехода обусловлено тем, что свободная энергия у новой фазы ниже, чем у исходной. Однако наряду с выигрышем в энергии есть и проигрыш, связанный с границей раздела двух разных фаз. При этом выигрыш пропорционален объему зародыша, а проигрыш – площади его поверхности. Поэтому существует критический размер l_c , ниже которого зародыши неустойчивы и быстро растворяются, а выше – непрерывно увеличиваются. Каков же этот размер? В работе [1] (Univ. California, Berkeley) для определения величины l_c в смеси полиолефинов структурный фактор $S(q)$ при рассеянии нейтронов был измерен непосредственно в процессе фазового перехода. Величина $S(q)$ пропорциональна интенсивности нейтронов, рассеянных на вектор q . Увеличение $S(q)$ при данном q свидетельствует об увеличении в образце числа областей, имеющих размеры $l \sim 1/q$. Выяснилось, что кривые $S(q)$, полученные через различное время после начала перехода, сходятся в одной точке q_c (см. рис.).

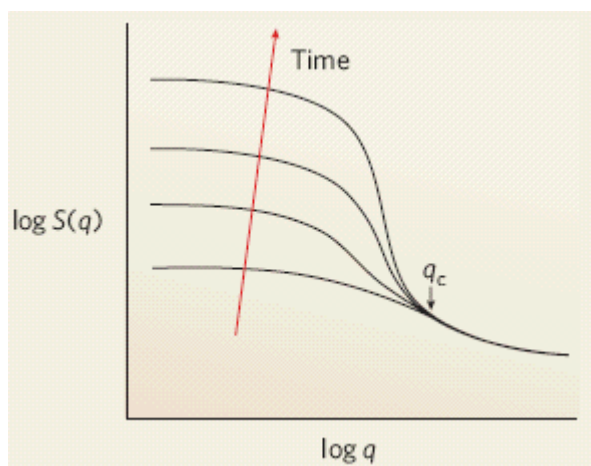


Рис. (из статьи [2]). Изменение структурного фактора $S(q)$ при фазовом переходе первого рода. Чем выше расположена кривая, тем больше времени прошло с момента начала перехода.

Неизменность участка $S(q)$ при $q > q_c$ в течение фазового перехода означает, что зародышей с $l < l_c \sim 1/q_c$ не становится больше, то есть l_c и представляет собой тот самый критический размер зародышей. Для исследованной системы он оказался равен $l_c \sim 15$ нм. Результаты численного моделирования эволюции $S(q)$ совпали с экспериментом.

1. A.C.Pan et al., J. Phys. Chem. B 2006, **110**, 3692
2. Nature 2006, **441**, 168

Макроскопическая когерентность единичного экситонного состояния в квантовом проводе

Макроскопическая квантовая когерентность имеет место в некоторых многочастичных системах, таких как сверхпроводники, квантовые жидкости и холодные атомные конденсаты. В полупроводнике экситоны (электрон-дырочные пары, связанные кулоновским взаимодействием) могут также образовывать многочастичные когерентные состояния при бозе-конденсации (экситонные капли). Однако для квантовой когерентности одночастичных состояний элементарных возбуждений в конденсированных системах губителен уже малейший беспорядок.

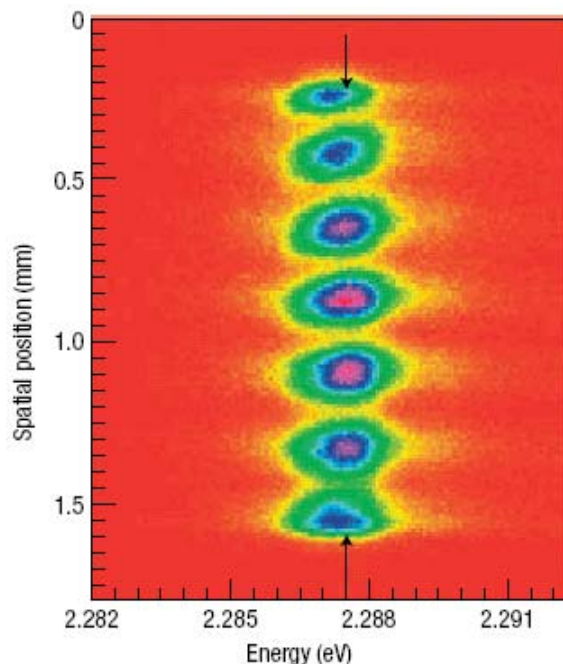


Рис. Интерференционная картина, полученная от двух микронных областей цепочки длиной около 20 мкм.

Сотрудники Inst. Nanosciences de Paris (Франция), тем не менее, нашли очень интересный объект, где оказалось возможным наблюдать проявления квантовой когерентности экситонных состояний. Это одномерные "квантовые провода", представляющие собой длинные молекулы полидиацетилена, образующие сильно разбавленный твердый раствор в кристаллах диацетилена. Длина одной такой молекулы может достигать десятков микрон, а ее "хребет" представляет собой цепочку атомов углерода. В обычных полимерах эти молекулы изгибаются и закручиваются, так что взаимодействие между ними и даже между разными частями одной молекулы является по сути трехмерным. Однако монокристаллы диацетилена являются исключением. В них отдельные полимерные молекулы длиной около 20 мкм вытянуты строго вдоль одной линии и взаимодействуют с матрицей лишь посредством слабых вандерваальсовских сил. При этом σ -электроны обеспечивают прочную ковалентную связь между соседними атомами углерода, а π -электроны делокализованы вдоль цепочки. Электрически нейтральные элементарные возбуждения (экситоны) образуют зону конечной

ширины. Макроскопическая квантовая когерентность единичного экситонного состояния с нулевым квазиимпульсом в молекуле полидиацетилена была продемонстрирована экспериментально путем регистрации интерференционного узора, образующегося при испускании света посредством экситонной флуоресценции двумя удаленными друг от друга областями одной цепочки (см. рис.). Наличие такого узора говорит о том, что фаза волновой функции экситона в разных частях цепочки одинакова. Таким образом, органические молекулы представляют собой практически идеальные квантовые провода. Интересно посмотреть, сохранится ли когерентность при увеличении длины молекулы до миллиметровых размеров.

Л. Опенов

1. F. Dubin et al., *Nature Physics* 2006, 2, 32

ФУЛЛЕРЕНЫ И НАНОТРУБКИ

Повышенная пропускная способность мембран из углеродных нанотрубок

Углеродная нанотрубка (УНТ) представляет собой канал, диаметр которого в несколько раз превышает характерный размер атомной частицы, что позволяет их рассматривать как резервуар для хранения газообразных и жидких веществ. Недавно в совместном эксперименте групп из Lawrence Livermore Nat. Lab. и Univ. California, Berkeley (США) было установлено, что нанотрубки могут служить и каналом для транспортировки таких веществ с пропускной способностью на 2-3 порядка выше соответствующих величин, определяемых классической газодинамикой.

В эксперименте пленку из плотно упакованных ($\sim 2.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) вертикальных двухслойных УНТ выращивали на кремниевом чипе методом химического осаждения паров в присутствии катализатора. Пространство между трубками заполняли нитридом кремния (Si_3N_4), чтобы газ или жидкость проходили только через внутреннюю полость нанотрубок. Излишки нитрида кремния удаляли с обоих торцов чипа ионным травлением, в результате которого нанотрубки с обоих концов раскрывались. Измерения, выполненные при прохождении через нанотрубки коллоидных частиц золота различных размеров, показывают, что полученные мембраны способны пропускать частицы с поперечными размерами между 1.3 и 2 нм.

Пропускную способность полученных мембран определили для воды, а также для следующих газов - H_2 , He , Ne , N_2 , O_2 , Ar , CO_2 , Xe , CH_4 , C_2H_6 , C_3H_8 , C_4H_{10} . Измерения проводили в кнудсеновском режиме. При этом отношение характерной длины пробега молекул газа к диаметру нанотрубки много больше единицы и находится в диапазоне от 10 до 70. На рис. 1 показана зависимость относительной пропускной способности мембраны, нормированной к соответствующему

значению для He , от молекулярной массы газовых частиц. Указанная зависимость соответствует кнудсеновской модели диффузии, однако, измеренные значения газовых потоков на 1-2 порядка превышают соответствующую величину, определенную на основании известного выражения газодинамики.

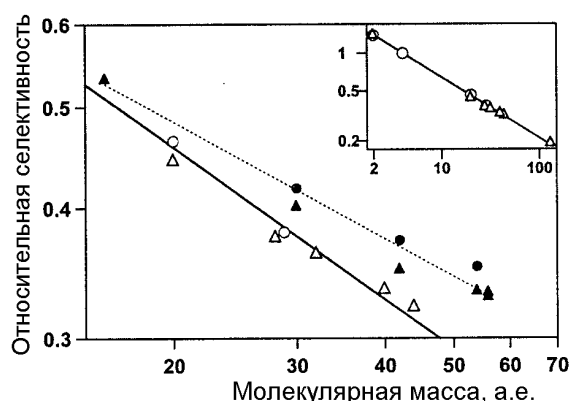


Рис. 1. Зависимость относительной пропускной способности мембраны из двухслойных (кружки) и многослойных (треугольники) УНТ по отношению к He от молекулярной массы газовой частицы. Зачерненные значки относятся к углеводородам, незачерненные значки – к остальным газам. Сплошная линия описывает степенную зависимость с показателем степени -0.49 ; пунктирная линия соответствует показателю степени -0.37 . На вставке показана та же зависимость, охватывающая более широкий диапазон масс.

Различие в скоростях прохождения газов различной массы через мембрану из УНТ указывает на селективность процесса переноса, которую можно использовать для решения задач разделения газов различного сорта или различной изотопной модификации. Многократное превышение пропускной способности мембран на основе УНТ над величиной, характерной для кнудсеновского режима, обусловлено изменением характера взаимодействия молекул газа с внутренними стенками нанотрубки по сравнению с макроскопической поверхностью. Внутренняя поверхность нанотрубки является гладкой на масштабах длины вплоть до атомного, в то время как макроскопические поверхности пористых материалов обладают шероховатостями на значительно больших масштабах. По этой причине характер взаимодействия атомных частиц со стенками нанотрубки в большей степени соответствует зеркальному отражению, а не диффузному отражению, как это имеет место в случае макроскопических поверхностей. Тем самым газ, распространяющийся по внутренней полости УНТ, испытывает существенно меньшее сопротивление со стороны поверхности, чем это предусматривается классическими выражениями для кнудсеновского течения.

Мембраны на основе УНТ способны пропускать не только газообразные, но также и жидкие вещества. При этом эксперименты показали, что пропускная способность мембран в отношении воды более чем на три порядка величины превышает соответствующее значение, вычисленное на основе классической фор-

мулы Хагена-Пуазейля. Этот эффект также связан с отличием характера взаимодействия жидкости с внутренними стенками УНТ по сравнению с макроскопической поверхностью. Жидкость испытывает скольжение по поверхности УНТ, так что в этом случае уже не выполняются традиционно используемые граничные условия, согласно которым скорость течения на стенке равна нулю.

А.В.Елецкий

1. Holt J.K. et al. *Science* 2006, **312**, 1034

Измерение торсионных характеристик однослойных углеродных нанотрубок

Для реализации наноэлектромеханических систем (НЭМС) на углеродных нанотрубках (УНТ) важно располагать надежными данными о механических характеристиках как индивидуальных нанотрубок, так и более сложных структур на их основе. Большой объем информации накоплен по величине модуля Юнга, определяющего упругость нанотрубки при продольном растяжении. Значительно менее изучено сопротивление нанотрубки крутящему усилию, хотя этот параметр определяет в значительной степени поведение УНТ в НЭМС. Прорыв выполнен после публикации работы, выполненной в Университете Северной Каролины (США) [1] в которой представлены результаты прямого измерения модуля упругости однослойной УНТ по отношению к кручению. Исследовали однослойные УНТ со средним диаметром 0.97 нм, выращенные методом химического газофазного осаждения на кремниевую подложку с оксидным слоем толщиной 1 мкм. Вдоль нанотрубки на расстоянии 1 мкм друг от друга располагали два металлических якоря размером $4 \times 4 \text{ мкм}^2$, покрытые слоем хрома толщиной 10 нм и слоем золота толщиной 75 нм. К нанотрубке между якорями прикрепляли пластинку массой $\sim 10^{-13} \text{ г}$ и моментом инерции $\sim 10^{-23} \text{ г см}^2$. Приложение напряжения между затворным электродом и пластинкой вызывало поворот пластинки, причем для поворота на 90° достаточно приложить напряжение $\sim 2\text{--}4 \text{ В}$. Угол поворота пластины, пропорциональный величине приложенного напряжения, определяли с помощью сканирующего электронного микроскопа. После снятия приложенного напряжения пластинка возвращалась в исходное состояние. Тем самым нанотрубка вела себя подобно торсионной пружине. Обработка полученных зависимостей угла поворота пластинки от вращающего момента позволила определить модуль упругости УНТ по отношению к кручению, который оказался равным $0.41 \pm 0.36 \text{ ТПа}$. Основным источником неопределенности описываемого эксперимента связан с невозможностью точного определения диаметра УНТ.

А.В.Елецкий

1. *Phys. Rev. Lett.* 2006, **96** 256102

НИТРИДНЫЕ НОВОСТИ

Эффективная масса 2DEG

в гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$

Несмотря на значительный прогресс в разработке оптических и электронных устройств на основе нитридов третьей группы, основные параметры этих материалов или определены не точно, или имеют большой разброс. Так, например, эффективная масса носителей для объемного GaN варьируется от $0.17m_0$ до $0.208m_0$ в разных работах. А эффективная масса в случае двумерного электронного газа (2DEG) в треугольной квантовой яме на гетерогранице $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ имеет разброс от $0.18m_0$ до $0.231m_0$. В большинстве случаев масса определяется по осцилляциям магнетосопротивления в эффекте Шубникова–де Гааза. Из-за невысокого качества гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ измерения приходится проводить в сильном магнитном поле, что приводит к трудностям при интерпретации результатов.

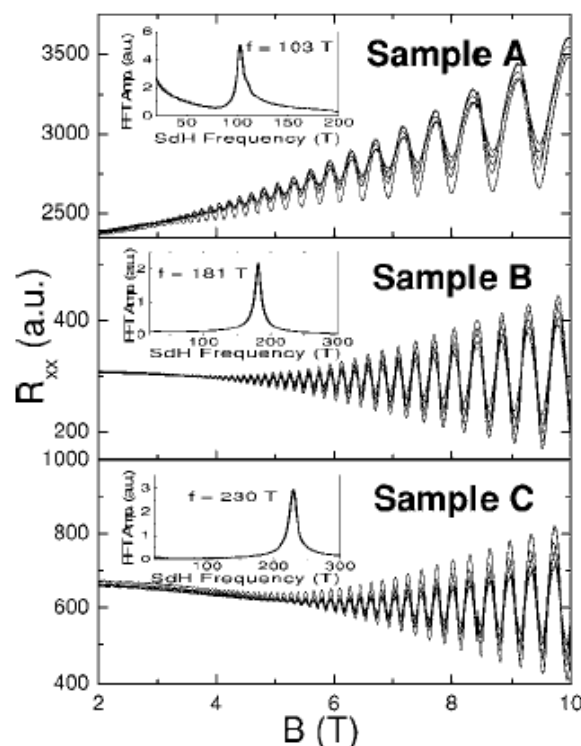


Рис. 1. Зависимость магнетосопротивления 2DEG R_{xx} от магнитного поля при разной температуре (от 2 К до 6 К). На вставке быстрое преобразование Фурье осцилляций магнетосопротивления при 2 К.

В совместной работе [1] групп из школы физики Пекинского университета и Шанхайского института технической физики изучали зависимость эффективной массы в 2DEG от магнитного поля при различной поверхностной концентрации в гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$. Образцы были выращены химическим газофазным осаждением металлоорганических соединений (MOCVD). Плотность 2DEG варьировалась от 4.98×10^{12} до $1.11 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Исследовали три группы образцов: А – 5 нм нелегированный спейсер $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ и 25 нм слой $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}:\text{Si}$, В – 18 нм неле-

гированный слой $Al_{0.22}Ga_{0.78}N$, С – 10нм нелегированный спейсер $Al_{0.22}Ga_{0.78}N$ и 25нм слой $Al_{0.22}Ga_{0.78}N:Si$. Дифракция рентгеновских лучей показала, что образцы имеют хорошую кристаллическую структуру и резкую гетерограницу.

Магнетотранспортные измерения проводили в поле 0-10Тл и температуре 2-6К. На рис. 1 представлена зависимость продольного сопротивления R_{xx} от магнитного поля при разной температуре. При температуре 2К осцилляции наблюдаются в меньшем поле. На вставке представлено быстрое преобразование Фурье. Из частоты осцилляций $f=hn/2e$ (h – постоянная Планка) определена концентрация 2DEG ($n_A=4.98 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $n_B=8.75 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $n_C=1.11 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$) при температуре 2К.

Эффективную массу двумерного электронного газа определяли из температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза при постоянном магнитном поле. Логарифм отношения амплитуды осцилляций к температуре прямо пропорционален произведению температуры на эффективную массу и обратно пропорционален магнитному полю. Построив зависимость $\ln(A/T)$ от T , по коэффициенту наклона прямой можно определить эффективную массу. Результаты расчета представлены на рис. 2.

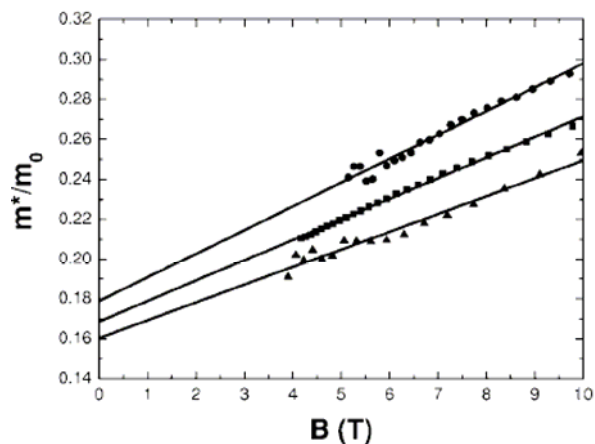


Рис. 2 Зависимость измеренной эффективной массы от магнитного поля (А- треугольники, В – квадраты, С - кружки). Линией показана аппроксимация.

Увеличение массы при росте магнитного поля свидетельствует о непараболичности зоны проводимости в GaN . Рост поля соответствует большим значениям волнового вектора в плоскости 2DEG и к сглаживанию кривых $E(k)$ нижних подзон вследствие взаимодействия с верхними подзонами. При увеличении поверхностной концентрации 2DEG был обнаружен рост эффективной массы (рис. 3).

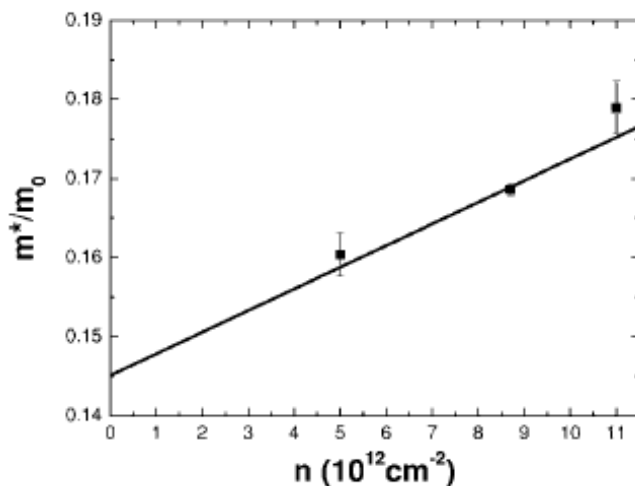


Рис. 3. Зависимость эффективной массы в магнитном поле $B=0$ от плотности 2DEG. Точки – эксперимент, линия – аппроксимация.

Экстраполируя кривые к нулевому значению поля и концентрации, определена величина эффективной массы на краю энергетической зоны $m_0^*=(0.145 \pm 0.006)m_0$. Эффективная масса близка к теоретической ($0.15m_0$), но меньше, чем следует из ранее опубликованных данных.

С.Широков

1. Appl. Phys. Lett. 2006, 88, 172115

ФИНАНСИРОВАНИЕ И РЫНОК

У ITER'a новые проблемы

Как только ученые и инженеры семи стран, наконец-то, почувствовали реальность осуществления «в железе» термоядерного реактора (проект ITER), со стороны подросла идея, как улучшить его конструкцию [1]. Прислушаться или нет к пожеланиям хитроумных физиков – новая дилемма (до сих пор было множество споров на тему, где строить).

Цель ITER'a (строительство которого, по оценкам, составит 6 млрд. долл.) – произвести мощность, большую потребляемой. ITER использует тщательно выбранную конфигурацию магнитных полей, призванных удерживать в подвешенном состоянии плазму, нагретую до сотен миллионов градусов. Изменить эту систему предлагает физик-плазменщик Тодд Эвенс (Todd Evans), возглавляющий группу в General Atomics (San Diego, California). Тодд Эвенс и его группа продемонстрировали метод, способный предотвратить потенциально опасный плазменный разряд, подобный вспышке, который может повредить ключевые части реактора. Такой разряд происходит, когда плазма «встраивается» в слабые области удерживающего ее магнитного поля. «Представьте себе сдавливание воздушного шарика, наполненного водой – выпуклости шарика в слабых местах будут проникать сквозь ваши пальцы» – сказал Эвенс. Модифицируя реактор-токамак DIII-D General Atomics, группа Эванса добилась того, что жесткие магнитные поля стали более рыхлыми, позволяя избытку плазмы теряться скорее постепенно, чем взрывообразно. «Я

чувствую, что эта концепция – прекрасна» - сказал Эванс.

Идея Эванса [2] поможет *ITER*'у достичь успеха быстрее и увереннее. Но вопрос упирается в стоимость – метод, возможно, потребует установки дорогих сверхпроводящих катушек вблизи или даже внутри ограниченного пространства тора, в котором генерируется плазма.

Исследователи из *ITER* теперь должны заново обдумать, как будут формироваться аналогичные пробы в их конструкции, задуманной 20 лет назад и прошедшей несколько итераций. Возможное изменение конструкции будет предварительно рассмотрено в нескольких рабочих комитетах, прежде чем решение будет окончательно принято конструкторами, представителями всех стран, финансирующих проект – ЕС, Индия, Китай, Россия, США, Южная Корея и Япония. Будут также рассмотрены другие конкурирующие идеи в этой области, способные предотвратить возможные повреждения реактора и увеличить время удержания плазмы.

«Тем временем сторонники новой концепции будут продолжать эксперименты» - сказал Филипп Гендрих (Philippe Ghendrih), физик-теоретик из Исследовательского центра Карадаш (Франция), где, как полагают, новая идея и будет внедрена в существующую конструкцию *ITER*'а. «Если идея будет продемонстрирована на некоторых других токамаках, то инженеры *ITER*'а быстрее с нею согласятся». Окончательное решение о конструкции будет принято только осенью, а на ее реализацию потребуется год.

1. *Nature* 2006, **441**, 394

2. T. E. Evans et al. *Nature Phys.* 2006, **2**, 419

Нитридный свет живет долго и умирает медленно, не желая оставить вас в темноте внезапно

Светодиоды (распространенный английский акроним - LEDs - Light-emitting diodes) стали известны еще в начале 60-х. Первой корпорацией, разработавшей светодиод как источник освещения, была General Electric (США). Но еще долго к светодиодам относились как к чему-то второстепенному в сравнении с лампами накаливания, используя их в основном для подсветки экранов калькуляторов, моделей машин, информационных дисплеев в аэропортах, и очень широко для экранов мобильных телефонов и плееров.

Большой спрос на светодиоды именно в мобильных приборах подстегнул десятки компаний вложить деньги в совершенствование технологических разработок, в частности, на нитриде галлия. Лавина инвестиций стимулировала волну исследований, которая вынесла светодиоды из узкой ниши компактных приборов, предвещая переход на светодиоды всей осветительной техники уже в

ПерсТ, 2006, том 13, выпуск 12

ближайшее десятилетие. Так в свое время осуществлялся почти мгновенный переход от целлулоидных пленок к цифровым фотоаппаратам и видеокамерам. Экраны на светодиодах могут составить конкуренцию плазменным и жидкокристаллическим экранам. Чем большие области применения будут отвоевывать светодиоды, тем больше компаний будут включаться в дальнейшее финансирование разработок.

Исследовательская компания Strategies Unlimited (Калифорния, США) сообщила, что рост промышленности светодиодов, составлявший в период 2001-2004 г.г. в среднем 40% в год, в 2005 году снизился до 6%, составив 3.9млрд. долл. Strategies Unlimited полагает, что снижение вызвано падением (возможно, в связи с насыщением) глобального рынка мобильных приборов, который потреблял 52% всех светодиодов. Но Strategies Unlimited ожидает новый рост в связи с новыми сферами применения светодиодов: автомобильные фары, ТВ и компьютерные мониторы, лампы в домах и на улицах. Светодиоды имеют несколько преимуществ перед лампами накаливания: они долговечны (срок службы более 10 лет) и умирают медленно, слегка и постепенно снижая яркость. Они не оставят вас внезапно в темноте, как лампы накаливания.

Потенциально светодиоды могут иметь лучшее соотношение стоимость/эффективность в сравнении с лампами накаливания. В то время, как лампы накаливания и лампы дневного света улучшались очень медленно в последние несколько десятилетий, светодиоды стали значительно более эффективными в последние два года. Согласно данным Министерства энергетики США, лампы накаливания «выдают» 15 люмен на потребляемый ватт электроэнергии, лампы дневного света – более эффективны, выдавая 60 люмен на потребляемый ватт, а уже сегодняшние светодиоды – 35 люмен на ватт. Компания Cree (North Carolina, США), специализирующаяся на светодиодной технологии, в текущем году стала выпускать приборы, вырабатывающие 86 люмен на затраченный ватт, и имеет прототипы светодиодов, при испытаниях показавшие 131 люмен на ватт! Это означает, что светодиоды будут создавать освещение как традиционные лампы накаливания при в 8 раз меньших энергетических затратах, и в половину меньших, чем для ламп дневного света. При этом их спектр излучения настолько близок к солнечному, что вы не будете себя чувствовать как дети подземелья, живущие без витаминов.

Другие фирмы на этом рынке – в Японии Nichia и Toyota Gosei, в Германии - Osram Sylvania. Просыпаются и компании-гиганты. Надеясь получить неожиданный доход, та же General Electric, заблудившийся первопроходец, пытается хотя бы выгодно продать Hewlett-Packard свой патент. Пытается навестать упущенное и Philips Electronics, крупнейший производитель ламп накаливания. Очевидный лидер в этой технологии пока не появился, и возможные инвесторы внимательно следят за успехами компании

Cree. Будущее светодиодов видится все более и более блестящим.

http://www.thestreet.com/_tscs/markets/energy/10293331.html

КОНФЕРЕНЦИИ

October 16-19, 2006. University of Aizu, Aizu-Wakamatsu, Japan. International Topical Workshop "Tera- and Nano-Devices: Physics and Modeling".

<http://quantum.u-aizu.ac.jp/iwtnd06/>

Workshop Chair:

S. Tsunoyama (U Aizu, Japan)

Program:

V. Ryzhii (U Aizu, Japan)

G. Berman (LANL, USA)

V. Mitin (Buffalo U, USA)

T. Otsuji (Tohoku U, Japan)

M. Shur (RPI, USA)

Topics of interest include, but are not limited to:

- Physics and modeling of nano-devices
- Devices based on carbon nanotubes
- Generation of terahertz radiation in semiconductor heterostructures including terahertz plasma oscillations and instabilities
- Terahertz photomixing in semiconductor heterostructures
- Spin and microwave-induced phenomena in low-dimensional systems
- Computational aspects of device modeling

Each potential participant should submit [an abstract](#) (one-two pages) based on an original paper.

Important dates

Abstracts deadline: July 31, 2006

Notification of acceptance: August 15, 2006

Early registration deadline: September 15, 2006

Workshop dates: October 16-19, 2006

Manuscript deadline: October 17, 2006

Preliminary list of invited speakers

M. Asada (TIT, Japan)

N. Belova (ON Semiconductor, USA)

G. Berman (LANL, USA)

A. Chaplik (ISP, Russia)

D. Ferry (ASU, USA)

S. Goodnick (ASU, USA)

M.E. Hawley (LANL, USA)

K. Hirakawa (U Tokyo, Japan)

Y. Hirayama (NTT, Japan)

K. Ishibashi (RIKEN, Japan)

N. Kirova (Univ. Paris-Sud, France)

G. Klimeck (Purdue U, USA)

H. Kosina (TU Vienna, Austria)

S. Komiyama (U Tokyo, Japan)

K. Likharev (SUNY, USA)

J.-P. Leburton (U Illinois, USA)

M. Mah (AOARD, Japan)

H. Mizuta (TIT, Japan)

Y. Miyamoto (TIT, Japan)

S. Oda (TIT, Japan)

S. Roy (Glasgow U, UK)

E. Sano (Hokkaido U, Japan)

S. Studenikin (NRC, Canada)

M. Willander (Gothenburg U, Sweden)

Post-proceedings of the workshop will be published as a special issue of [International Journal of High Speed Electronics and Systems](#)

Contact

Please email your questions and requests to m-ryzhii@u-aizu.ac.jp with "IWTND06" in the beginning of subject line.

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

Редактор: С.Корецкая тел: (095) 930 3389, e-mail: stk@issp.ras.ru

Научный консультант: К.Кугель, e-mail: kugel@orc.ru

В подготовке выпуска принимали участие: В.Елецкий, Ю.Метлин, Л.Опенков, С.Широков

Компьютерный ввод, макет: И.Фурлетова

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