

ный баллистический контактанс цилиндрического сектора (в отличие от плоской полосы) немонотонно зависит от энергии Ферми: существуют участки падающей характеристики $J(V_g)$, где J — ток вдоль оси цилиндра, V_g — напряжение на затворе, меняющее энергию Ферми системы.

4. Спин-орбитальное взаимодействие на цилиндрической поверхности

Спин-орбитальное взаимодействие двумерных электронов описывается двумя вкладами в гамильтониан. Один из них, известный как модель Рашбы, записывается в инвариантной форме:

$$\hat{V}_1 = \gamma_1 [\hat{\sigma} \times \hat{p}] \cdot \mathbf{n}. \quad (6)$$

Здесь $\hat{\sigma}_i$ и \mathbf{p} — матрицы Паули и оператор двумерного импульса соответственно; \mathbf{n} — нормаль к поверхности; γ_1 — константа спин-орбитального взаимодействия, отличная от нуля только для структур, асимметричных в направлении нормали (типичный пример — гетеропереход GaAs/GaAlAs).

Второй вклад возникает от кубических по импульсу членов в объемном гамильтониане. Его явная запись возможна лишь при определенном выборе координатных осей. Если нормаль к поверхности направлена вдоль оси z , то

$$\hat{V}_2 = \gamma_2 (\hat{\sigma}_x \hat{p}_x - \hat{\sigma}_y \hat{p}_y), \quad (7)$$

причем $\gamma_2 \neq 0$ также и для симметричной квантовой ямы. Для плоских двумерных систем гамильтонианы V_1 и V_2 унитарно эквивалентны, их спектры тождественны и зависят только от модулей $|\gamma_1|$ и $|\gamma_2|$. В случае искривленной поверхности эти утверждения теряют силу.

Уравнение Шрёдингера с учетом спин-орбитального взаимодействия допускает точное аналитическое решение для случая полого кругового цилиндра (нанотрубки). Собственные значения энергии оказываются неинвариантными относительно изменения знака константы спин-орбитального взаимодействия: они содержат произведения $\gamma_1 R$ и $\gamma_2 R$. Это означает различие энергетических спектров выпуклой и вогнутой системы (напомним, что в этой модели мы имеем дело с ориентированной поверхностью, т.е. направления \mathbf{n} и $-\mathbf{n}$ физически не эквивалентны).

Экспериментальным проявлением знака γ_1 может служить поглощение электронами нанотрубки электромагнитной волны, линейно поляризованной вдоль оси цилиндра. В зависимости от относительного знака γ_1 и кривизны пик поглощения на спин-флип переходе сдвигается влево или вправо от положения, соответствующего плоской структуре того же материала. Вклад V_2 в термодинамические и оптические характеристики системы после суммирования по состояниям не зависит от знака γ_2 .

Таким образом, существует принципиальная возможность разделить вклады V_1 и V_2 при измерении одного и того же отклика систем, отличающихся только знаком кривизны (например, гетеропереход GaAs/GaAlAs), изогнутый так, что электроны оказываются либо на внутренней, либо на внешней поверхности цилиндра.

5. Влияние спин-орбитального взаимодействия

двумерных электронов на намагниченность нанотрубок
Уравнение Шрёдингера с учетом спин-орбитального взаимодействия может быть решено и в случае, когда на систему наложено однородное магнитное поле, параллельное оси нанотрубки. При нулевом продольном импульсе и магнитном потоке сквозь нанотрубку, равном полуцелому числу квантов потока, имеет место пересечение термов, относящихся к разным спиновым проекциям. Эта особенность энергетического спектра приводит к аномалиям в поведении намагниченности системы.

В отсутствие спин-орбитального взаимодействия линейная восприимчивость соответствует диамагнетизму. При включении спин-орбитального взаимодействия для определенной области параметров задачи возможна смена знака восприимчивости (диапарапереход). По той же причине (пересечение термов) магнитная восприимчивость нанотрубки характеризуется сильной дисперсией в области малых частот (на несколько порядков меньших вращательного кванта электрона $\hbar^2/2mR^2$).

Мы показали также, что при падении на нанотрубку электромагнитной волны, линейно поляризованной вдоль ее оси (так же направлено и внешнее магнитное поле), возникает наведенный постоянный магнитный момент, пропорциональный интенсивности волны. Эта фотоиндуцированная намагниченность пропорциональна γ_1^2 (в модели Рашбы) и резонансно зависит от частоты волны, достигая максимума на частоте спин-флип перехода.

Обсуждаемый эффект сродни фотогальваническому: выделенное направление для кругового тока, порождающего магнитный момент, задается векторным произведением $[\mathbf{B} \times \mathbf{n}]$, где нормаль к системе \mathbf{n} направлена по радиусу цилиндра. Отклик второго порядка на электрическое поле волны содержит вторую и нулевую гармоники; последняя и приводит к постоянной намагниченности.

Список литературы

1. Магарилл Л. И., Романов Д. А., Чаплик А. В. *Письма в ЖЭТФ* **64** 421 (1996); *ЖЭТФ* **110** 669 (1996); **113** 1411 (1998); *S & M* **23** 1227 (1998); *Physica B* **249–251** 377 (1998)
2. Магарилл Л. И., Чаплик А. В. *ЖЭТФ* **115** 1478 (1999); *Письма в ЖЭТФ* **68** 136 (1998); **70** 607 (1999)
3. Ведерников А. И., Чаплик А. В. *ЖЭТФ* **117** (1) (2000)
4. Чаплик А. В. *Письма в ЖЭТФ* **62** 885 (1995); *Phys. Low-Dim. Struct.* (9/10) (1999)

PACS numbers: 72.20 My, 73.40 Kp

Туннельные измерения кулоновской псевдощели в двумерной электронной системе в квантующем магнитном поле

Э.В. Девятков, А.А. Шашкин, В.Т. Долгополов, В. Ханзен, М. Холланд

Хорошо известно, что инжекция заряда при туннелировании в двумерную электронную систему в квантующем магнитном поле чрезвычайно чувствительна к многочас-

тичным эффектам. Туннелирование может происходить в край двумерной системы (латеральное туннелирование) [1–3] и во всю плоскость (вертикальное туннелирование) [4–10]. В работах [4, 5] показано, что вертикальное туннелирование чувствительно как к реальным спектральным щелям при целочисленных факторах заполнения, так и к кулоновской псевдощели, сдвигающейся вместе со сдвигом уровня Ферми.

В исследованиях туннелирования между идентичными высокоподвижными двумерными системами в ультраквантовом пределе была обнаружена псевдощель с экспоненциально малой туннельной плотностью состояний [6]. Поскольку эксперименты [4–6] выполнялись на образцах совершенно различного качества и в разных пределах по магнитному полю, оставалось неясным, щели разной или одинаковой природы наблюдались в этих экспериментах. Недавно [7] было продемонстрировано, что все ранее полученные результаты могут быть воспроизведены на одном образце, а следовательно, в [4–6] речь шла об одной и той же псевдощели. В работе [8], выполненной в технике [6], представлен неожиданный результат для псевдощели при факторе заполнения $\nu = 1/2$, ширина которой оказалась пропорциональной магнитному полю.

Возрастание псевдощели в окрестности $\nu = 1$, сопровождаемое появлением двугорбой структуры в туннельном сопротивлении, обнаружено в экспериментах по туннелированию из трехмерной электронной системы в высокоподвижный двумерный электронный газ [9]. Этот результат был недавно подтвержден в экспериментах по исследованию релаксации туннельного тока [10], в которых дополнительно было показано наличие двух сильно различающихся времен релаксации вблизи $\nu = 1$.

В многочисленных теоретических работах существование псевдощели предсказано в металлической и диэлектрической фазах для двумерных электронных систем. Так, в случае двумерного металла со слабым беспорядком электрон-электронное взаимодействие приводит к логарифмическим поправкам, уменьшающим плотность состояний на ферми-уровне [13], в то время как в диэлектрической фазе туннельная плотность состояний на ферми-уровне ε_F обращается в нуль по закону

$$D = \frac{2\kappa^2}{\pi e^4} |\varepsilon - \varepsilon_F|,$$

где κ — диэлектрическая проницаемость, ε — энергия, e — заряд электрона [14].

В квантующем магнитном поле в металлической фазе предсказано существование кулоновской псевдощели с экспоненциально малой плотностью состояний вблизи уровня Ферми ε_F [15–18]. Аналогичный результат получен для туннелирования в вигнеровский кристалл [19] и в диэлектрическое состояние слабо разупорядоченной двумерной системы при больших факторах заполнения [20]. В соответствии с [15, 16, 19] псевдощель должна определяться средним межэлектронным расстоянием. В диэлектрической фазе с сильным беспорядком [21] ожидается линейная по энергии псевдощель вида

$$D(\varepsilon) = D_F + \alpha |\varepsilon - \varepsilon_F|, \quad (1)$$

где коэффициент α отличается от $\alpha_0 = 2\kappa^2/\pi e^4$, предсказанного в [14].

Перечисленные выше теоретические работы качественно согласуются с результатами эксперимента. Имеются следующие расхождения между теорией и экспериментом: 1) отсутствует скалирование щели со средним межэлектронным расстоянием [8]; 2) в эксперименте обнаружено уменьшение коэффициента α с ростом магнитного поля [7]; 3) теория не объясняет поведения псевдощели вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ [9, 10].

Целью настоящей работы является детальное исследование туннелирования из трехмерной в высокоподвижную двумерную электронную систему при факторах заполнения $\nu \leq 1$. Образцами служили гетероструктуры (Al,Ga)As/GaAs с металлическим затвором и встроенным в GaAs сильно легированным слоем Si ($4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 20 нм. Этот слой обладал свойствами грязного трехмерного проводника.

Структура образцов и рассчитанное поведение дна зоны проводимости показаны на рис. 1. Четыре образца были изготовлены из двух шайб, выращенных на двух разных установках молекулярно-лучевой эпитаксии. Короткопериодная сверхрешетка GaAs/AlAs служила в образцах блокирующим барьером между двумерным электронным слоем и затвором, а широкий и низкий

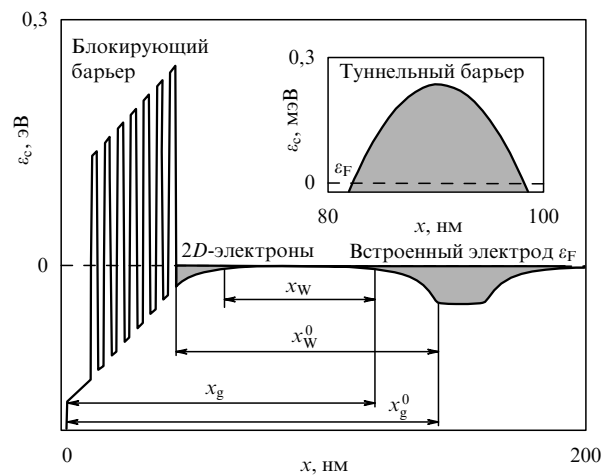


Рис. 1. Зависимость энергии дна зоны проводимости ε_c от расстояния x при $V_g = 0,8 \text{ В}$. На вставке показана область туннельного барьера.

туннельные барьеры возникали за счет остаточного p -легирования в GaAs.

Плотность электронов задавалась постоянным напряжением V_g , приложенным между затвором и трехмерным контактом. Указанные на рис. 1 расстояния составляли: $x_g^0 = 142 \text{ нм}$, $x_w^0 = 100 \text{ нм}$ и $x_g^0 = 142,4 \text{ нм}$, $x_w^0 = 100 \text{ нм}$ для шайб *A* и *B* соответственно. Площадь затвора равнялась 8700 мкм^2 для образца *A1*, 800 мкм^2 для образцов *A2* и *A3* и 3300 мкм^2 для образца *B*.

Модулируя напряжение на затворе и измеряя мнимую и действительную компоненты тока, мы получали информацию о термодинамической плотности состояний и туннельном сопротивлении с помощью уравнения [5, 9]

$$\frac{I}{V} = \omega \left(\frac{\omega\tau + i}{1 + \omega^2\tau^2} (C_{\text{low}} - C_{\text{high}}) + iC_{\text{high}} \right). \quad (2)$$

Здесь $\omega/2\pi$ — частота переменного тока; C_{low} и C_{high} — низкочастотный и высокочастотный пределы измеряемой емкости.

Время релаксации τ в уравнении (2) равно

$$\tau = R_{\text{tun}}(C_{\text{low}} - C_{\text{high}}) \left(\frac{x_g}{x_w} \right)^2, \quad R_{\text{tun}} = \frac{\tau_{\text{tun}}}{ADSe^2} = \frac{\rho_{\text{tun}}}{A}, \quad (3)$$

где R_{tun} — туннельное сопротивление; τ_{tun}^{-1} — частота попыток; D_S — одночастичная плотность состояний; расстояния x_g , x_w заменяют x_g^0 , x_w^0 в соответствии с реальным распределением электронной плотности в x -направлении.

В низкочастотном пределе нелинейные туннельные вольт-амперные характеристики извлекались из измеренных значений $\text{Re } I$ и $\text{Im } I$ по соотношениям

$$V_{\text{tun}} = \frac{C_{\text{low}} \text{Re } I}{\omega(C_{\text{low}} - C_{\text{high}})^2} \left(\frac{x_w}{x_g} \right)^2, \quad I_{\text{tun}} = \text{Im } I. \quad (4)$$

Здесь величина eV_{tun} определена как разность электрохимических потенциалов двумерного электронного слоя и трехмерного контакта. При анализе нелинейных вольт-амперных характеристик принималось во внимание, что измеряемый сигнал соответствует первой фурье-гармонике переменного тока.

Типичные экспериментальные кривые в низкочастотном пределе представлены на рис. 2. Мнимая компонента тока с минимумами при целочисленных и дробных факторах заполнения несет информацию о термодинамической плотности состояний [12, 22]. В действительной компоненте тока наряду с сигналом, слабо зависящим от фактора заполнения, исследованным ранее в [4–8], наблюдается двугорбая структура при $\nu \approx 1$ [9, 10] и пики при $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$. В принципе, похожие структуры могут возникать в результате переноса электронов вдоль двумерного слоя из-за неоднородности туннельного тока.

В нашем случае наблюдаемые структуры при $\nu = 1$ не связаны с латеральным транспортом, поскольку: 1) для той же температуры не наблюдались аналогичные струк-

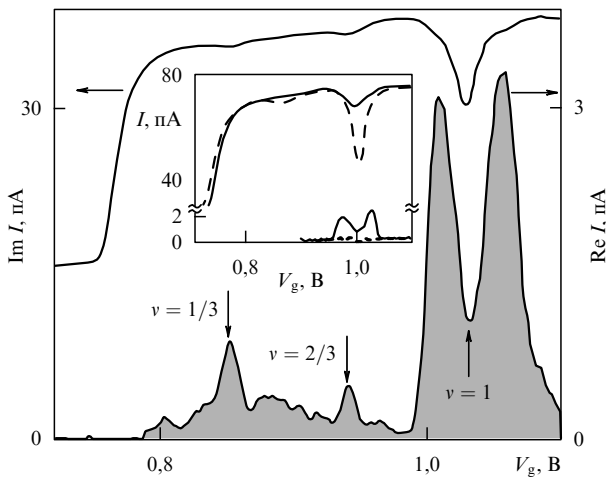


Рис. 2. Мнимая и действительная компоненты тока в зависимости от напряжения на затворе в магнитном поле 14 Тл для образца *A1*; $T = 30$ мК, $V = 4,2$ мВ, $\omega/2\pi = 73$ Гц. На вставке — экспериментальные записи в магнитных полях 6,9 Тл (штриховая кривая) и 13,7 Тл (сплошная кривая) для образца *B*; $T = 60$ мК, $V = 2,1$ мВ, $\omega/2\pi = 920$ Гц.

туры при факторе заполнения $\nu = 2$, хотя диссипативная проводимость при этом факторе заполнения значительно меньше; 2) обсуждаемые ниже зависимости активной компоненты тока от частоты, температуры, магнитного поля, а также вольт-амперные характеристики не совместимы с предположением о латеральном транспорте; 3) как уже упоминалось, в работе [10] наблюдались аналогичные особенности вблизи $\nu = 1$, хотя эксперименты выполнялись на образцах с другой формой туннельного барьера.

Действительная компонента тока имеет форму, подобную изображенной на рис. 2, с двойным максимумом при $\nu \approx 1$ в минимальном магнитном поле, где соответствующая структура еще различима (в поле 8 Тл для более совершенных образцов из шайбы *A* и в поле 11 Тл для образца из шайбы *B*).

Частотная зависимость тока в максимуме и минимуме туннельного сопротивления при $\nu \approx 1$ представлена на рис. 3. Уравнение (2) удовлетворительно описывает экспериментальные данные, если заменить величину C_{high} на подгоночный параметр $C_0 > C_{\text{high}}$. Необходимость введения подгоночного параметра C_0 означает наличие по меньшей мере двух сильно различающихся времен релаксации.

Отношение $\beta = (C_{\text{low}} - C_0)/(C_{\text{low}} - C_{\text{high}})$ задает долю процессов туннелирования с наивысшим туннельным сопротивлением ρ_{tun} (и максимальным временем релаксации τ) или "долю площади", соответствующую

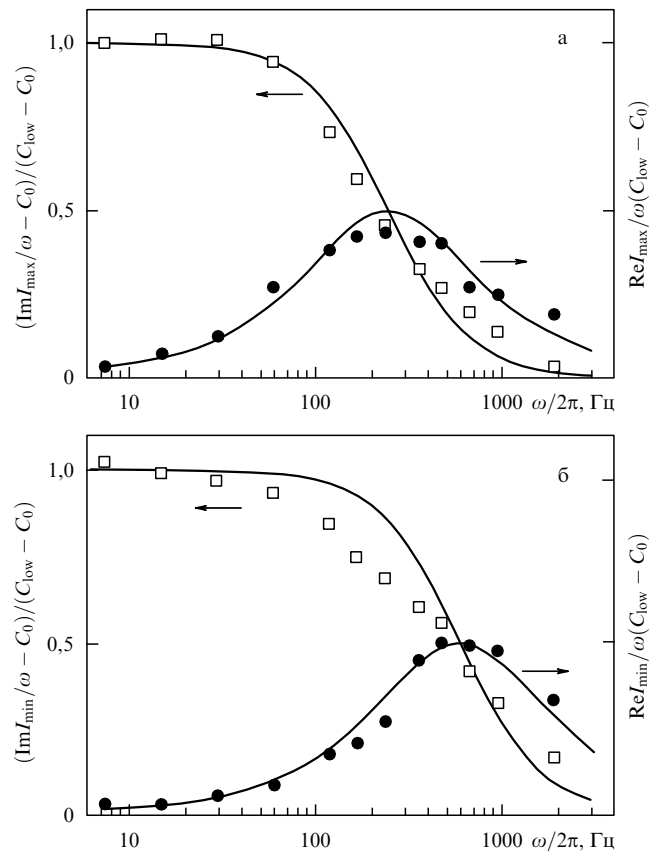


Рис. 3. Зависимость мнимой и действительной компонент тока от частоты в максимуме (а) и минимуме (б) туннельного сопротивления R_{tun} при $\nu \approx 1$ для образца *A1*; $T = 30$ мК, $B = 10$ Тл. Сплошные кривые — подгонка с помощью уравнения (2) при использовании подгоночных параметров τ и C_0 .

таким процессам. В обсуждаемом ниже низкочастотном пределе туннельный ток, соответствующий большому времени релаксации, пропорционален β , т.е. I_{tun} в (4) следует заменить на $I_{\text{tun}} = \beta \text{Im } I$, в то время как выражения для V_{tun} и R_{tun} в (3) и (4) следует оставить неизменными.

Сплошные кривые на рис. 3 соответствуют $\beta \approx 1$ для максимума туннельного сопротивления и $\beta \approx 0,6$ для минимума. Двугорбая кривая остается и для R_{tun} : после деления $\text{Re } I$ на $\beta(C_{\text{low}} - C_{\text{high}})^2$ в туннельном сопротивлении остается минимум в точке $v = 1$ с глубиной около 30 %.

Пример вольт-амперной характеристики приведен на рис. 4. Экспериментально измеренные зависимости близки к параболическим при $eV_{\text{tun}} > k_B T$ и линейны при $eV_{\text{tun}} < k_B T$. Параболическая зависимость соответствует линейной псевдощели. Для описания экспериментальных данных вычислялась первая фурье-гармоника напряжения на нелинейном элементе $V_{\text{tun}}(I_{\text{tun}})$, заданном условием

$$I_{\text{tun}} = \gamma \int_{-\infty}^{\infty} D_m D(\varepsilon) [f(\varepsilon - eV_{\text{tun}}, T) - f(\varepsilon, T)] d\varepsilon, \quad (5)$$

где γ — неизвестный коэффициент; функция $D(\varepsilon)$ задана уравнением (1) с $D_F = 0$; $f(\varepsilon, T)$ — распределение Ферми–Дирака. Плотность состояний в инжектирующем электроде D_m предполагается не зависящей от магнитного поля. Как видно из рис. 4, вычисленная кривая хорошо описывает данные эксперимента при использовании всего одного подгоночного параметра $\alpha \gamma D_m$.

Предполагая, что для данного образца величины γ и D_m остаются неизменными, из вольт-амперных характеристик можно определить зависимость коэффициента α от магнитного поля и температуры. Оказалось, что α обнаруживает тенденцию к насыщению в сильных магнитных полях и при низких температурах, в то время как в противоположном пределе псевдощель исчезает.

Вольт-амперные характеристики в сильных магнитных полях измерялись нами также для факторов заполнения $v = 1/2$ и $v = 2/3$. При факторе заполнения $v = 1/2$

экспериментальная вольт-амперная кривая оказалась близкой к параболической, что соответствует результатам предыдущих экспериментов [7]. Вольт-амперные характеристики для фактора заполнения $v = 2/3$ оказались близкими к линейным даже при $eV_{\text{tun}} > k_B T$, хотя линейный диапазон сжимался с увеличением температуры.

Таким образом, мы подтверждаем существование линейной по энергии псевдощели в широком диапазоне факторов заполнения при $v < 1$ (вне пиков туннельного сопротивления при $v = 1/3$ и $v = 2/3$) и демонстрируем, что линейная зависимость от энергии справедлива и для двугорбой структуры вблизи $v = 1$. Из анализа вольт-амперных характеристик следует, что коэффициент α достигает максимума при $v = 1$. Сравнение положения пиков действительной компоненты тока вблизи $v = 1$ с точками перехода металл–изолятор на образцах такого же качества [23] обнаруживает совпадение факторов заполнения, соответствующих пикам с факторами заполнения в точках перехода. В принципе имеющиеся теоретические модели позволяют описывать уменьшение коэффициента α при отклонении фактора заполнения от $v = 1$.

В соответствии с работами [17, 18] при туннелировании в металлическую фазу возникает псевдощель, обусловленная конечным временем растекания заряда в плоскости. Чем выше проводимость в плоскости, тем уже щель. Форма щели в металлической фазе задается выражением

$$D(\varepsilon) = D_{\text{th}} \exp \left(- \ln^2 \frac{e^4}{\kappa^2 K |\varepsilon - \varepsilon_F|} \right). \quad (6)$$

Здесь D_{th} — термодинамическая плотность состояний; K — коэффициент диффузии [18, 24]. Согласно [24] в диэлектрической фазе зависимость (6) в энергетическом интервале $|\varepsilon - \varepsilon_F| < U_c = e^2 / \kappa \xi$ (ξ — средний размер проводящего кластера) должна быть заменена на $\alpha |\varepsilon - \varepsilon_F|$, где $\alpha = D(\varepsilon_F + U_c) / U_c$. В соответствии с экспериментом коэффициент α возрастает при $v \rightarrow 1$, поскольку корреляционная длина ξ уменьшается при углублении в диэлектрическую фазу.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 97-02-16829), программы "Физика твердотельных наноструктур" (проект 97-1024) и программы "Статистическая физика" Миннауки РФ, а также программы "Физика наноструктурированных твердых тел" ДФГ (Германия).

Список литературы

1. Chang A M, Pfeiffer L N, West K W *Phys. Rev. Lett.* **77** 2538 (1996)
2. Grayson M et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 1062 (1998)
3. Shashkin A A et al. *Письма в ЖЭТФ* **69** 561 (1999)
4. Ashoori R C et al. *Phys. Rev. Lett.* **64** 681 (1990)
5. Ashoori R C et al. *Phys. Rev. B* **48** 4616 (1993)
6. Eisenstein J P, Pfeiffer L N, West K W *Phys. Rev. Lett.* **69** 3804 (1992); **74** 1419 (1995)
7. Chan H B et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2867 (1997)
8. Brown K M et al. *Phys. Rev. B* **50** 15465 (1994)
9. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. B* **51** 7958 (1995)
10. Chan H B et al., *cond-mat/9905371*
11. Eisenstein J P, Pfeiffer L N, West K W *Phys. Rev. B* **50** 1760 (1994)
12. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 729 (1997)
13. Altshuler B L, Aronov A G, Lee P A *Phys. Rev. Lett.* **44** 1288 (1980)
14. Efros A L, Shklovskii B I, in *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems* (Eds A L Efros, M Pollak) (Amsterdam: North-Holland, 1985)

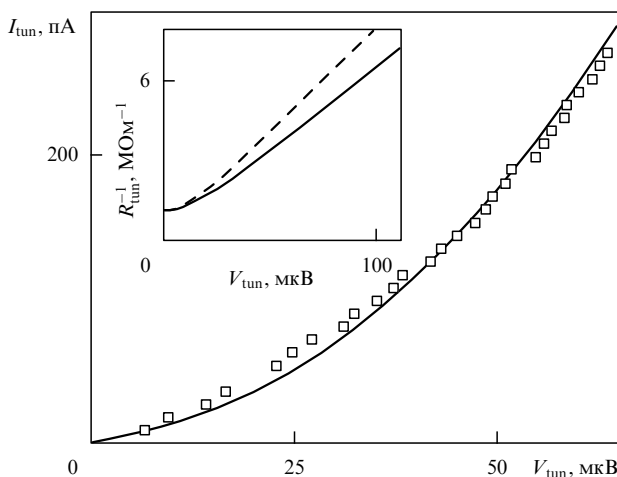


Рис. 4. Сравнение экспериментальной вольт-амперной характеристики с рассчитанной по уравнению (5) в максимуме R_{tun} при $v \approx 1$ для образца B; $T = 60$ мК, $B = 13$ Тл. На вставке — подгоночная кривая для $(V_{\text{tun}}, R_{\text{tun}}^{-1})$ до (штриховая кривая) и после (сплошная кривая) вычисления первой фурье-гармоники.

15. Efros A L *Phys. Rev. Lett.* **68** 2208 (1992)
16. Hatsugai Y, Bares P -A, Wen X G *Phys. Rev. Lett.* **71** 424 (1993)
17. He S, Platzman P M, Halperin B I *Phys. Rev. Lett.* **71** 777 (1993)
18. Levitov L S, Shitov A V *Письма в ЖЭТФ* **66** 200 (1997)
19. Johansson P, Kinaret J M *Phys. Rev. Lett.* **71** 1435 (1993)
20. Aleiner I L, Baranger H U, Glazman L I *Phys. Rev. Lett.* **74** 3435 (1995)
21. Yang S -R E, MacDonald A H *Phys. Rev. Lett.* **70** 4119 (1993)
22. Dolgoplov V T et al. *Phys. Low-Dim. Struct.* (6) 1 (1996)
23. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 3141 (1994)
24. Polyakov D G, Samokhin K V *Phys. Rev. Lett.* **80** 1509 (1998)

PACS numbers: 75.60. -d, 75.70. -k

Коллективные эффекты в искусственных двумерных решетках ферромагнитных наночастиц

С.А. Гусев, Ю.Н. Ноздрин,
М.В. Сапожников, А.А. Фраерман

Среди работ, посвященных исследованию нульмерных наноструктур, заметное место занимают работы по созданию и изучению ферромагнитных наночастиц. С одной стороны, это обусловлено возможностью их использования для различных применений и прежде всего в области создания сред для сверхплотной (свыше 10^{10} бит см^{-2}) записи информации [1]. С другой стороны, изучение малых ферромагнитных частиц позволяет выяснить особенности свойств магнетиков на сверхмалых масштабах.

Одним из наиболее интересных, на наш взгляд, вопросов является вопрос о коллективном поведении систем ферромагнитных наночастиц, обусловленном их взаимодействием. Фундаментальной причиной взаимодействия являются поля рассеяния, создаваемые каждой частицей. Если частица однодоменная, то основной вклад будет вносить дипольное взаимодействие. С прикладной точки зрения изучение этого вопроса необходимо для выявления предельных значений плотности информации.

Создание систем взаимодействующих ферромагнитных наночастиц открывает широкие возможности для управления свойствами магнетиков. Действительно, если мысленно заменить магнитные атомы на однодоменные суперпарамагнитные частицы, то в силу их дипольного взаимодействия возможен фазовый переход из неупорядоченного (суперпарамагнитного) в упорядоченное (супермагнитное) состояние.

Критическая температура фазового перехода определяется энергией дипольного взаимодействия, которая по порядку величины равна $T_c \sim M^2 V^2 / R^3$, где M — магнитный момент насыщения, V — объем частицы, R — межчастичное расстояние. В силу анизотропного и дальнедействующего характера дипольного взаимодействия тип дальнего порядка существенно зависит от симметрии решетки [2]. Изменяя симметрию решетки, размер частиц и межчастичное расстояние, можно управлять типом дальнего порядка и критической температурой магнетика.

На возможность существования супермагнетизма в двумерных решетках ферромагнитных наночастиц было указано в работе [3]. В [4] приведены результаты экспе-

риментов, свидетельствующие в пользу существования такого перехода. Однако задача его детального исследования далека от своего решения. Это послужило нам стимулом для теоретического и экспериментального исследования дипольного взаимодействия в упорядоченных решетках ферромагнитных наночастиц, результаты которого изложены ниже.

Двумерные решетки наночастиц формировались методом электронной литографии из пленок пермаллоя (Ni_3Fe). Пленки наносились на подложку методом лазерного напыления. Экспонирование электронного резиста и исследование морфологии получаемых решеток проводилось в электронном микроскопе JEM-2000EX. Для формирования рисунков использовались пленки фуллерена C_{60} в качестве негативного электронного резиста и пленки Ti в качестве передающего слоя. Пленка Ti наносилась методом лазерного напыления, а пленка фуллерена — термически.

После обработки электронным пучком образец промывался в толуоле, в результате чего формировалась маска нужной конфигурации. Плазмохимическое травление слоев Ti осуществлялось в атмосфере CF_2Cl_2 , а для переноса рисунка в пленку применялось ионное травление в атмосфере Ar . Таким способом удавалось формировать двумерные решетки, состоящие из частиц в виде цилиндров диаметром от 15 до 100 нм и высотой, определяемой толщиной исходной пленки (10–50 нм). Латеральный размер частиц определялся временем засветки резиста электронным пучком, а также временами плазмохимического и ионного травления.

На рисунке 1а представлена фотография участка системы наночастиц пермаллоя диаметром 40–50 нм и высотой 45 нм, образующих решетку с прямоугольной элементарной ячейкой $90 \times 180 \text{ нм}^2$. Число частиц, составляющих решетку, порядка 10^5 . На рисунке 1б представлен общий вид образца. Видна крупномасштабная муаровая картина, возникающая в результате различия раstra электронного микроскопа и периода решетки. Наличие муара свидетельствует о регулярности полученной системы.

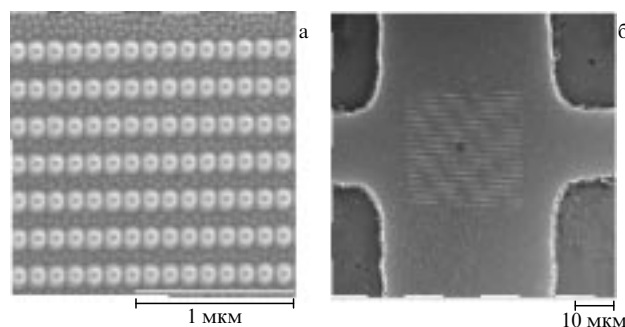


Рис. 1. Фотография образца в электронном микроскопе: (а) изображение участка регулярной решетки магнитных наночастиц на фоне неровностей подложки; (б) расположение образца на датчике.

К недостаткам описанного метода формирования двумерных решеток следует отнести малость предельно допустимого размера образца: этот размер не превышает 100 мкм. Возможности мультиплицирования ограничены временем, необходимым для создания рисунка: время работы электронного микроскопа для создания решетки $100 \times 100 \text{ мкм}^2$ порядка двух часов. Эти ограни-