

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАВНОВЕСНЫХ ТОКОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ В СИСТЕМАХ С РАЗМЕРНЫМ КВАНТОВАНИЕМ В КОНЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*Л. И. Магарилл\*, М. М. Махмудиан, М. В. Энтин*

*Институт физики полупроводников  
Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 10 января 2003 г.

Изучается распределение равновесных токов намагничивания в двумерно-ограниченных системах, помещенных во внешнее магнитное поле. Рассмотрены случаи полуплоскости, квантового диска и широкого квантового кольца. Исследован переход от классических к квантующим магнитным полям. Показано, что краевые токи у границы полуплоскости испытывают затухающие вдали от границ пространственные осцилляции, связанные с фермиевской длиной волны электронов. Найдено, что с увеличением поля область, занятая токами, сужается. Помимо этих осцилляций ток содержит компоненту, плавно меняющуюся с расстоянием, но осцилляционно зависящую от положения уровня Ферми относительно уровней Ландау. Изучено подавление осцилляций за счет температуры. Показано, что пространственное распределение тока в круговом диске и кольце существенно зависит от положения уровня Ферми.

PACS: 71.70.Ej, 73.63.Fg, 73.63.Hs

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Традиционно считается, что магнитное поле, воздействующее на низкоразмерную систему, совпадает с внешним полем. Тем не менее намагничивание электронов такой квантовой системы как атом заметно меняет магнитные поля, воздействующие на ядра атомов и поэтому существенно, например, в ЯМР. Вопрос о распределении магнитного поля в системах с размерным квантованием в линейном по внешнему магнитному полю приближении изучался в работе авторов [1]. Было показано, что плотность равновесного тока и вызванное током магнитное поле испытывают осцилляции как функции расстояния от границ и энергии Ферми.

Эта задача примыкает к проблеме так называемого орбитального магнетизма — вопроса о намагничивании квантовой системы во внешнем магнитном поле. Орбитальный магнетизм интенсивно изучался в различных системах с разделяющимися и неразделяющимися переменными [2–4]. Было показано, что магнитная восприимчивость больших квантовых систем при низкой температуре  $T$ , меньшей рас-

стояния между уровнями  $\Delta E$ , испытывает большие флуктуации, причем знак восприимчивости меняется при пересечении уровнем Ферми уровней энергии системы. Подчеркнем, что предел малых температур может рассматриваться в качестве противоположного термодинамическому пределу  $T \gg \delta E$  и поэтому при  $T \rightarrow 0$  не происходит самоусреднение экстенсивных величин, в частности, магнитной восприимчивости.

Целью настоящей работы является исследование пространственного распределения равновесного тока в различных двумерных системах с границами в случае сильного магнитного поля. Будут изучены полубесконечная среда, квантовый диск и квантовое кольцо. Нас особенно будет интересовать мезоскопический предел, когда характерные размеры системы значительно больше длины волны электронов, но в то же время квантовые свойства еще существенны.

## 2. КРАЕВОЙ ТОК В ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЕ В КОНЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассмотрим задачу о плотности равновесного тока в полубесконечном образце  $x > 0$ ,  $-\infty < y < \infty$ ,

\*E-mail: levim@isp.nsc.ru

помещенном в магнитное поле  $B_z = B$ . Этот предел описывает плотность тока, когда характерные размеры системы превышают размер области, в которой течет краевой ток. В частности, этот предел реализуется, когда размер системы превышает циклотронный диаметр. Ответ применим к ограниченным областям произвольной формы, лишь бы локальная кривизна границы была меньше обратного циклотронного радиуса.

Выберем калибровку вектор-потенциала  $A_y = Bx$ . Состояния в полубесконечном образце в присутствии магнитного поля можно описывать продольным импульсом  $p$  и поперечным номером  $n$ :  $\psi_{n,p}(x)e^{ipy}$ . Здесь и ниже  $\hbar = 1$ . В случае, когда граница системы представляет жесткую стенку, волновые функции должны удовлетворять нулевому условию на границе  $x = 0$ . Эти волновые функции выражаются через функцию параболического цилиндра  $D_\nu(x)$ :

$$\psi_{n,p}(x) = CD_{\nu_n} \left( \frac{\sqrt{2}(x - x_p)}{a} \right), \quad (1)$$

$$C^2 \int_{-x_p}^{\infty} D_{\nu_n} \left( \frac{\sqrt{2}x}{a} \right) dx = 1.$$

Здесь  $a = \sqrt{c/eB}$  — магнитная длина,  $x_p = -pa^2$ . Граничное условие  $D_{\nu_n}(-\sqrt{2}pa) = 0$  определяет уровни энергии  $E_{n,p} = \omega(\nu_n(p) + 1/2)$ ,  $n = 0, 1, \dots$ ,  $\omega = eB/m_e c$ ,  $m_e$  — эффективная масса электрона.

Плотность тока имеет вид

$$j_y(x) = \frac{j_0}{2\pi} \sum_{n=1-\infty}^{\infty} \int dp a \left[ (x_p - x) \psi_{n,p}^2(x) (f_+ + f_-) + \frac{gm_e}{2m_0} (f_- - f_+) \frac{a^2 \partial \psi_{n,p}^2(x)}{\partial x} \right], \quad (2)$$

где  $j_0 = e\omega/a = e/(m_e a^3)$  — характерная плотность тока, создаваемая одним электроном на нижнем уровне Ландау в магнитном поле,  $f_{\pm} = f(E_n(p) \pm g\mu_B B/2)$ ,  $f(E) = (\exp((E - \mu)/T) + 1)^{-1}$  — функция распределения Ферми ( $\mu$ ,  $T$  — химический потенциал и температура),  $g$  —  $g$ -фактор. Выражение (2) содержит два вклада, возникающих при усреднении орбитальной и спиновой частей оператора плотности тока (соответственно первая и вторая строки). В дальнейшем будем пренебрегать спиновым расщеплением, считая  $g$ -фактор малым.

Результаты вычисления краевого тока согласно формулам (1) и (2) представлены на рис. 1–3.

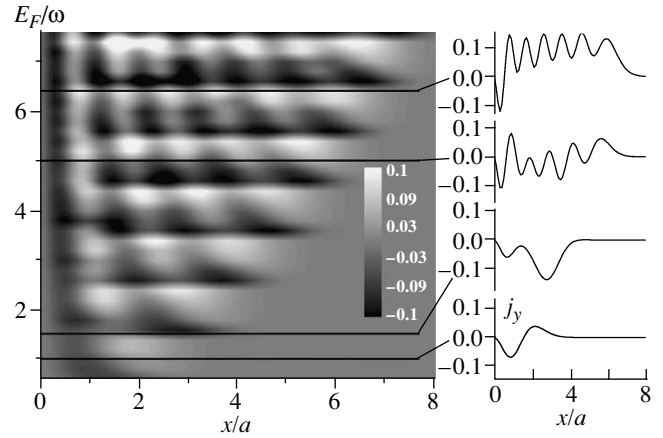


Рис. 1. Слева изображен рельеф плотности краевого тока в единицах  $j_0$  при конечном магнитном поле как функция расстояния до границы и энергии Ферми. Серый цвет соответствует нулевой плотности тока, белый — положительной, черный — отрицательной. Справа — зависимость плотности тока от расстояния при избранных значениях энергии Ферми (отмечены прямыми на левой части рисунка)

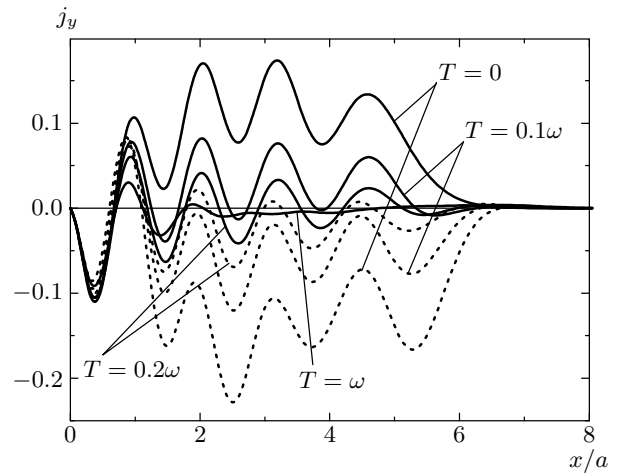


Рис. 2. Зависимость плотности краевого тока от температуры. Уровень Ферми находится вблизи пятого уровня Ландау. Сплошные кривые соответствуют  $E_F = 4.4\omega$ , пунктирные —  $E_F = 4.6\omega$ ; в этих случаях при низких температурах интегральный ток направлен в разные стороны. В области температур  $T \gg |E_F - 4.5\omega|$  кривые сливаются. При  $T \gg \omega$  плотность тока перестает зависеть от магнитного поля

Обсудим поведение плотности тока при низкой температуре. Во-первых, направление тока определяется векторным произведением нормали на магнитное поле. Однако это не означает постоянства

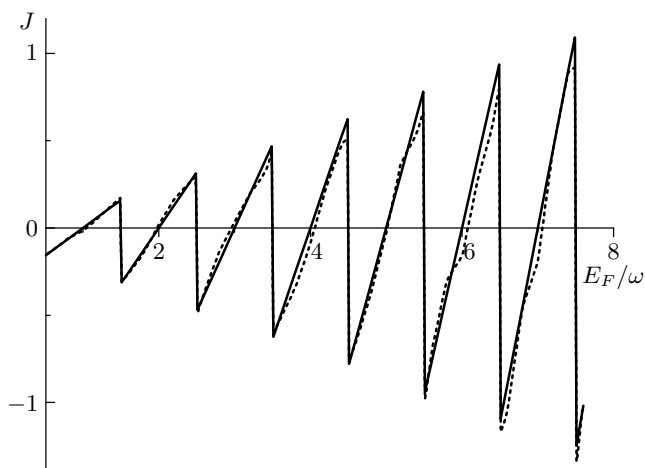


Рис. 3. Полный краевой ток как функция магнитного поля при  $T = 0$

знака плотности поверхностного тока. Действительно, пусть заполнен всего один уровень Ландау. Рассмотрим состояния, расположенные вдали от границы. Эти состояния не возмущаются стенкой. Плотность тока, даваемая одним состоянием с заданным  $p$ , антисимметрична относительно точки  $x_p$ . По мере приближения к границе уровень выталкивается вверх. Заполненные уровни, лежащие под уровнем Ферми, имеют близкие волновые функции. Усреднение по импульсу компенсирует плотность тока вдали от точки пересечения уровня энергии с уровнем Ферми, в то время как вблизи нее остается нескомпенсированный вклад постоянного знака (в данном случае положительного). По мере приближения уровня Ферми к нижнему уровню Ландау краевое состояние все более удаляется от границы по закону  $\ln^{1/2}(\mu/\omega - 1/2)$  и становится все более идеальным. При повышении уровня Ферми волновая функция начинает искажаться за счет границы, положительная часть вклада в среднюю плотность тока подавляется, но появляется отрицательный вклад — график плотности тока приобретает отрицательный минимум.

По мере пересечения следующих уровней Ландау к плотности тока добавляются новые вклады от этих уровней. Эти вклады вначале расположены на большом расстоянии от границы, затем приближаются к ней, сливаясь вместе с вкладами от нижележащих состояний. Чем выше состояние, тем шире занимаемая им область и тем больше осцилляций испытывает соответствующий вклад в плотность тока. Когда заполненных уровней становится много, краевые вклады от разных уровней Ландау сливаются в фри-

делевские осцилляции поверхностной плотности тока, рассмотренные нами ранее [1]. Однако в отличие от рассмотренного ранее предела слабого магнитного поля (линейный отклик) число осцилляций оказывается ограниченным — поверхностный ток распределен на толщине порядка циклотронного диаметра  $2r_c = 2v_F/\omega$ , где  $v_F$  — фермиевская скорость. Внутри этой области плотность тока осциллирует, снаружи экспоненциально затухает. Число осцилляций определяется числом заполненных уровней Ландау  $N = [\mu/\omega - 1/2]$ , где  $[\dots]$  представляют целую часть. В области  $x \ll 2r_c$  по магнитному полю можно разлагать, влияние магнитного поля на плотность тока сводится к множителю, и поверхностная плотность тока определяется выражением из [1].

На пространственные осцилляции накладывается плавная зависимость от координаты  $x$ . Этот плавный вклад определяет полный краевой ток (интеграл по координате), испытывающий знакопеременные шубниковские осцилляции как функция магнитного поля (рис. 3). Плавный вклад в пределе слабого поля переходит в изученный в [1] вклад, линейно зависящий от расстояния, а осцилляции распространяются на бесконечное расстояние от границы, затухая степенным образом.

При повышении температуры (см. рис. 2) осцилляции плотности тока подавляются, причем сильнее на больших расстояниях от поверхности. Это происходит из-за тепловой расфазировки электронов вблизи поверхности Ферми на характерной длине  $l_T = k_F/(2\pi m_e T)$ , где  $k_F$  — фермиевский импульс [1]. При конечном магнитном поле возникает конкуренция двух длин, ограничивающих осцилляции: циклотронного диаметра и  $l_T$  (работает меньшая из длин). Плавный вклад подавляется температурой и рассеянием так же, как и поверхностные осцилляции, на большом расстоянии. Так стыкуются результаты, полученные при малых и больших магнитных полях.

Знакопеременные осцилляции полного краевого тока кажутся на первый взгляд странными, если принять во внимание, что при большой энергии Ферми полный ток должен быть диамагнитным и описываться формулой

$$J = -\frac{j_0 a}{12\pi}.$$

Однако в пределе большой системы полная величина краевого тока  $J$  непосредственно связана с магнитным моментом системы соотношением  $M = JS/c$ , где  $S$  — площадь системы. В то же вре-

мя полный момент при  $T = 0$  может быть найден с помощью  $\Omega$ -потенциала системы [5]:

$$M = -\frac{\partial \Omega}{\partial B} = \frac{j_0 a S}{\pi c} \times \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{\mu}{\omega} - (2n+1) \right] \theta \left( \mu - \left( n + \frac{1}{2} \right) \omega \right). \quad (3)$$

Это выражение осциллирует с изменением  $\mu$ , испытывая скачки при пересечении уровнем Ферми уровней Ландау. Другим свойством этой формулы является обращение момента в нуль, когда уровень Ферми лежит посередине между уровнями Ландау.

С другой стороны, краевые токи в неравновесных условиях связаны с квантованием сопротивления микроконтакта в режиме адиабатического транспорта при квантовом эффекте Холла. Полный ток в состоянии  $(n, p)$  дается выражением

$$j_{n,p} = -e \frac{\partial E_{n,p}}{\partial p}. \quad (4)$$

Поскольку состояния локализованы по координате  $x$ , краевой ток определяется состояниями с  $x_p$ , лежащими вблизи границы. По мере увеличения  $x_p$  парциальный ток  $j_{n,p}$  экспоненциально убывает, следовательно, суммируя токи по всем состояниям, мы получим конечную величину. Именно такие соображения определяют квантование сопротивления микроконтакта.

Полный краевой ток в полубесконечной задаче при  $T = 0$  имеет вид

$$J = -e \sum_{n,p} \frac{\partial E_{n,p}}{\partial p} \theta(\mu - E_n(p)) = -\frac{j_0 a}{\pi} \times \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \left( n + \frac{1}{2} \right) - \frac{\mu}{\omega} \right] \theta \left( \mu - \left( n + \frac{1}{2} \right) \omega \right). \quad (5)$$

Ток через структуру выражается через разность краевых токов (5), соответствующих химическим потенциалам краев  $\mu_1$  и  $\mu_2$ . Разность  $\mu_1 - \mu_2$  в неравновесной задаче совпадает с разностью потенциалов  $V$ , приложенной к концам микроструктуры. Отсюда следует, что неравновесный ток  $J = e^2 V N / h$ . В равновесных условиях химические потенциалы краев равны, но краевой ток от одного края должен определяться тем же выражением, что и в отсутствие равновесия. Однако понимаемая так формула (5) противоречит формуле (3) для момента, да и численным расчетам.

Чтобы выяснить природу ошибки, найдем вклад в плотность тока в безграничной задаче от состоя-

ний Ландау с импульсом, лежащим между  $p_1$  и  $p_2$ , причем  $|x_{p_1} - x_{p_2}| \gg a$ :

$$j_y(p_1, p_2; x) = -\frac{j_0}{\pi} \sum_n \int_{p_1}^{p_2} (x - x_p) \varphi_n^2 \left( \frac{x - x_p}{a} \right) dp = -\frac{j_0}{\pi} \sum_n \left( \int_{-\infty}^{p_2} dp \dots - \int_{-\infty}^{p_1} dp \dots \right), \quad (6)$$

где  $\varphi_n(\xi)$  — безразмерные нормированные функции гармонического осциллятора. Вклады от областей вблизи точек  $x_1$  и  $x_2$  независимы и разнесены в пространстве. Таким образом, хотя полный ток в каждом состоянии Ландау обращается в нуль, при интегрировании по импульсу получаются два краевых тока. Когда проводилось интегрирование по всем импульсам в формуле (5), правильный предел следовало вычислять, ограничивая вначале интегрирование по импульсу снизу некоторой точкой, а затем устремляя ее к  $-\infty$ . Получающийся при этом вклад в полный ток от плотности тока вблизи точки  $x_1$ , соответствующей  $p_1$ , локализован вдали от границы и его следует вычитать из полного поверхностного тока.

Эту часть тока найдем, интегрируя  $j_y(p_1, p_2; x)$  по  $x$  вблизи  $x_p$  по области, большой по сравнению с характерным размером волновой функции:

$$\int_{x_p - \Delta}^{x_p + \Delta} j_y(p_1, p_2; x) dx = \frac{j_0 a}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \left( n + \frac{1}{2} \right) \theta \left( \mu - \left( n + \frac{1}{2} \right) \omega \right). \quad (7)$$

Здесь  $\Delta \gg a\sqrt{N}$ . Вычитая величину (7) из (5), получаем правильное выражение для краевого тока  $J = Mc/S$  с  $M$  из формулы (3). Численный расчет (см. рис. 3) согласуется с этой формулой.

### 3. ДИАМАГНИТНЫЕ ТОКИ В КВАНТОВОМ ДИСКЕ И КВАНТОВОМ КОЛЬЦЕ

Рассмотрим распределение незатухающего тока и магнитного поля в системах с круговой геометрией, а именно, в плоском кольце соответственно с внутренним и внешним радиусами  $r$  и  $R$ . Круговой диск является частным случаем кольца при  $r = 0$ . Будем считать магнитное поле направленным вдоль оси системы  $z$ , а вектор-потенциал имеющим азимутальную калибровку,  $A_\phi = B\rho/2$  ( $\rho, \phi$  — полярные координаты). Волновая функция с проекцией

момента  $m$  имеет вид  $\Psi(\rho, \phi) = e^{im\phi} \psi_{nm}(\xi) / \sqrt{2\pi}$ , где  $\xi = (\rho/a)^2/2$ , а радиальная функция удовлетворяет уравнению

$$\xi \psi_{nm}'' + \psi_{nm}' + \left( -\frac{\xi}{4} + \left( \frac{E_{n,m}}{\omega} - \frac{m}{2} \right) - \frac{m^2}{4\xi} \right) \psi_{nm} = 0, \quad (8)$$

нулевым условиям на границах и нормировке  $\int |\psi_{nm}(\xi)|^2 d\xi = 1$ . Ток имеет только азимутальную компоненту  $j_\phi$ :

$$j_\phi(\xi) = -j_0 \sqrt{\frac{2}{\xi}} \sum_{n,m} |\psi_{nm}(\xi)|^2 (m + \xi) f(E_{n,m}). \quad (9)$$

В пределе слабого магнитного поля плотность тока можно выразить через волновые функции в отсутствие магнитного поля:

$$j_\phi(\rho) = -j_0 a \rho \sum_{n,m} \left[ f(E_{n,m}^0) + \frac{m^2}{m_e \rho^2} \frac{\partial f}{\partial E_{n,m}^0} \right] \times |\psi_{nm}^0(\rho)|^2, \quad (10)$$

$\psi_{nm}^0(\rho)$  и  $E_{n,m}^0$  — невозмущенные волновые функции и уровни энергии. Суммирование выполняется по поперечным квантовым числам  $n, m$ .

В частном случае диска радиусом  $R$  в отсутствие магнитного поля волновые функции  $\psi_{nm}^0(\rho)$  имеют вид

$$\psi_{nm}^0(\rho) = \frac{\sqrt{2} J_m(\lambda_{n,m} \rho / R)}{R J_{m+1}(\lambda_{n,m})}, \quad (11)$$

где  $\lambda_{n,m}$  —  $n$ -й нуль функции Бесселя  $J_m(x)$  и уровни энергии  $E_{n,m}^0 = \lambda_{n,m}^2 / (2m_e R^2)$ . Первое и второе слагаемые в (10) имеют отрицательный и положительный знаки и соответствуют диа- и парамагнитному вкладам в восприимчивость системы. При низкой температуре парамагнитный вклад отличен от нуля, только если химический потенциал совпадает с одним из уровней системы, в то время как диамагнитный вклад постоянен, если  $\mu$  лежит между уровнями. Дельтаобразный характер парамагнитного вклада определяется тем, что система с азимутальной симметрией имеет двукратное вырождение по знаку  $m$ . Это вырождение снимается достаточно слабым магнитным полем, что становится причиной больших положительных (парамагнитных) пиков в восприимчивости в низкотемпературном пределе. Диамагнитный вклад происходит из поправок первого порядка от слагаемого  $e^2 A^2 / 2m_e c^2 = (eB\rho/c)^2 / 8m_e$  в гамильтониане. Помимо осциллирующего с  $\rho$  множителя, плотность

тока пропорциональна радиусу, что соответствует квадратичному возрастанию восприимчивости с размером системы.

На рис. 4а представлено распределение плотности тока в диске в частном случае слабого магнитного поля, найденное с помощью (10), (11). На рис. 5 приведены результаты расчета плотности тока в квантовом кольце в сильном магнитном поле, найденные с помощью решения уравнения (8) и формулы для плотности тока (9).

Отметим, что плотность тока осциллирует по радиусу с периодом  $\pi/k_F$ , в то время как фаза осцилляций на границах является фиксированной. В случае пластины и полосы зависимость плотности тока от поперечной координаты [1] была антисимметричной. В кольце радиальная зависимость приближается к антисимметричной относительно окружности радиуса  $(R-r)/2$ , по мере того как кольцо становится более узким. Для больших  $E_F/\omega$  и  $k_F(R-r)$  амплитуда радиальных осцилляций затухает по мере увеличения расстояния от границ. Этот вклад представляет краевой ток. Кроме радиальных осцилляций азимутальный ток имеет регулярную зависимость, близкую к линейной. Наклон этой зависимости и знак наклона чувствительны к величине магнитного поля. В сильном магнитном поле плотность тока осциллирует также и с магнитным полем.

Наличие краевого тока приводит к слабому изменению магнитного поля, действующего на двумерную систему. Неоднородно распределенный ток создает неоднородно распределенное магнитное поле. Добавка к  $z$ -компоненте магнитного поля в плоскости диска ( $z=0$ ) описывается выражением

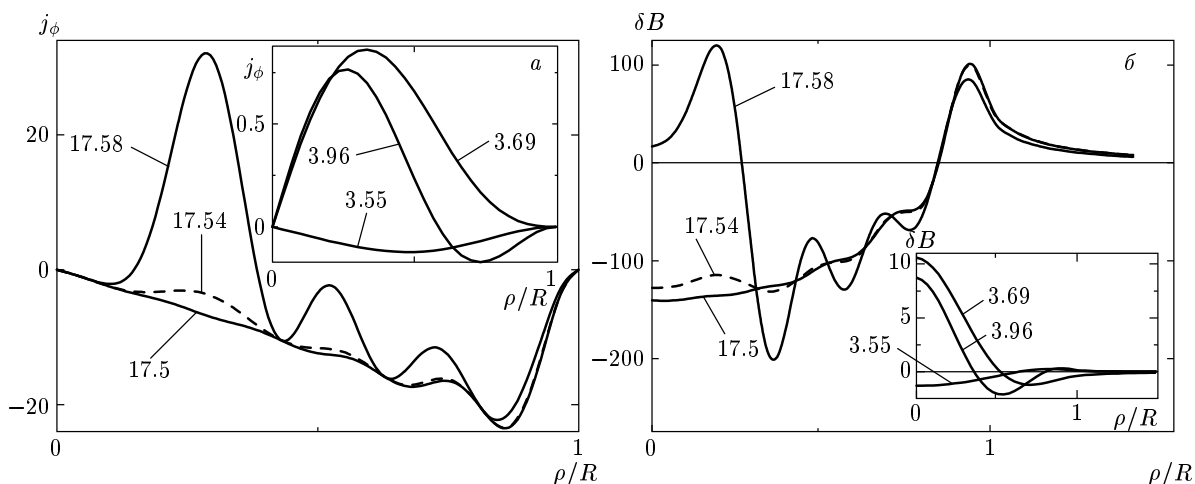
$$\delta B(\rho) = \frac{1}{c} \int_0^R d\rho' j_\phi(\rho') \frac{2}{\rho + \rho'} \times \left[ K(k) + \frac{\rho' + \rho}{\rho' - \rho} E(k) \right], \quad (12)$$

$$k = \frac{4\rho'\rho}{(\rho' + \rho)^2},$$

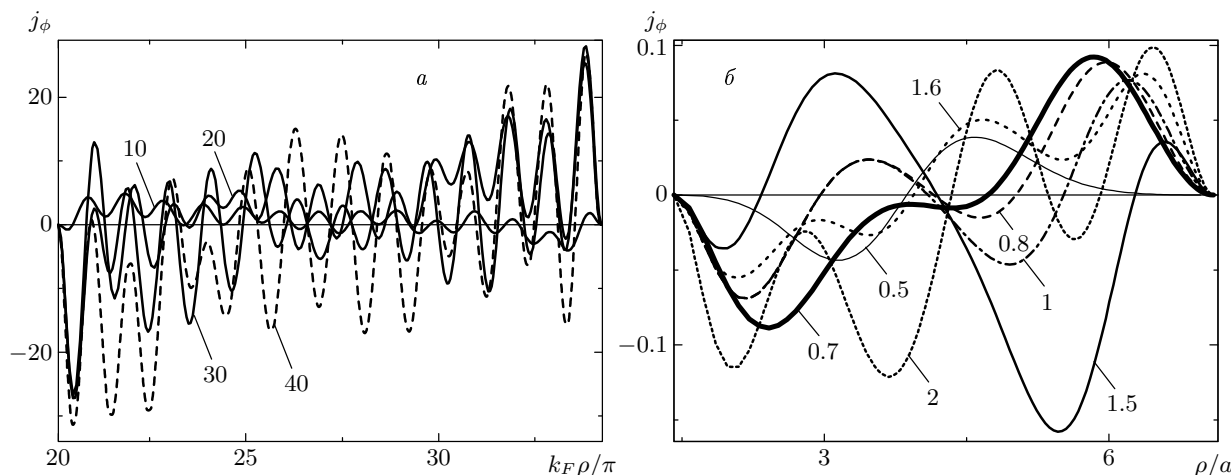
где  $K(k)$  и  $E(k)$  — эллиптические интегралы. Магнитное поле в центре диска может быть выражено через элементарные функции:

$$\delta B(0) = \frac{2\pi}{c} \int_0^R \frac{j_\phi(\rho)}{\rho} d\rho. \quad (13)$$

В первом приближении для достаточно большого диска плотность электронов можно считать однородной. В этом случае поправка к внешнему магнитному полю в центре диска в диамагнитном



**Рис. 4.** а) Эволюция плотности тока в диске с параметром  $k_F R$  (отмечен на кривых). Внешнее магнитное поле считается слабым,  $T = 0.5/(2m_e R^2)$ . Плотность тока измеряется в единицах  $j_0(a/R)$ . При  $k_F R \approx 3.7$  уровень Ферми находится в окрестности уровня поперечного квантования с  $E_{1,1}^0 = 14.7/(2m_e R^2)$ , при  $k_F R \approx 17.5$  — в окрестности уровня  $E_{4,4}^0 = 310.3/(2m_e R^2)$ . По мере прохождения уровнем Ферми уровней квантования диамагнитная и парамагнитная зависимости чередуются. б) Распределение наведенного магнитного поля в единицах  $B(e^2/m_e c^2)/R$



**Рис. 5.** Распределение плотности тока в квантовых кольцах в сильном магнитном поле. Величины  $E_F/\omega$  обозначены на кривых. а) Эволюция плотности тока (в единицах  $ek_F^3/m_e = j_0(k_F a)^3$ ) с магнитным полем  $B$  при фиксированном  $E_F$ . Волновой вектор Ферми выбран равным  $k_F = 6.4/r$ , а радиусы относятся как  $R : r = 1.7$ . б) Эволюция плотности тока (в единицах  $j_0$ ) с  $E_F$  при фиксированном  $B$ . Выбраны соотношения параметров  $r : a = 1.4$ ,  $R : a = 7.1$

состоянии диска определяется простой формулой  $\delta B = B(e^2/m_e c^2)\pi nR$ , где  $n$  — поверхностная концентрация электронов. Если увеличивать размер диска, сохраняя концентрацию, то поправка к магнитному полю растет пропорционально радиусу диска. Для диска из GaAs с поверхностной концентрацией электронов  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  и радиусом  $R \sim 10^{-5} \text{ см}$  отношение  $\delta B/B \sim 1.2 \cdot 10^{-4}$ .

На рис. 4б представлена величина  $\delta B(\rho)$ , рассчитанная согласно формуле (12) в пределе слабого

внешнего магнитного поля. Следует отметить, что при  $T = 0$  величина  $\delta B$  растет с размером системы. Этот рост ограничен использованным нами пренебрежением рассеянием электронов: расстояние между уровнями системы должно быть больше затухания электронных состояний. С ростом размера системы расстояние между уровнями становится сравнимым с температурой или затуханием и поправка к внешнему полю перестает зависеть от размера. Для диска радиусом  $10^{-5} \text{ см}$  среднее расстояние между

уровнями энергии  $\Delta E = 1/(m_e R^2) \sim 1$  К, и условие  $T < \Delta E$  легко выполнимо.

Заметим, что пространственная неоднородность магнитного поля может сказаться на любых откликах, резко зависящих от магнитного поля, в частности, на шубниковских или геометрических осцилляциях магнитосопротивления (магнитной фокусировке в случае малых образцов). Можно ожидать, что неоднородность приведет к размытию резких особенностей в этих величинах. Другие варианты могут базироваться на чувствительности ядерных спинов к локальному магнитному полю. Примеси, обладающие ядерными спинами, размещенные на определенных атомных плоскостях, могут выступать в роли измерителя локальных магнитных полей. Можно предложить использование как постоянного во времени поля для сдвига положения линии ЯМР, так и переменного магнитного поля для возбуждения переходов. Переменное во времени и неоднородное магнитное поле можно создавать изменением волновых функций при помощи, например, полевого электрода. В качестве

другого способа создания переменного магнитного поля можно предложить периодическое изменение температуры электронного газа за счет переменного тянущего напряжения (повышение температуры подавляет фриделевские осцилляции, меняя  $\delta V$ ).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № № 02-02-16377, 00-02-17658).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Магарилл, М. М. Махмудиан, М. В. Энтин, Письма в ЖЭТФ **75**, 560 (2002).
2. М. Ya. Azbel, Phys. Rev. B **48**, 4592 (1993).
3. K. Richter, D. Ullmo, and R. A. Jalabert, Phys. Rep. **276**, 1 (1996).
4. E. Gurevich and B. Shapiro, J. de Phys. **7**, 807 (1997).
5. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).