

Квантовые поправки к проводимости двумерной системы с антиточками

© М.М. Махмудиан, М.В. Этин

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

(Получена 13 февраля 1998 г. Принята к печати 20 апреля 1998 г.)

Исследуются квантовые поправки к проводимости двумерной электронной системы с антиточками в пределе малой плотности антиточек. Рассмотрены связанные с наличием антиточек поправки к проводимости и магнетопроводимости в магнитном поле, перпендикулярном плоскости системы. Предполагается, что длина свободного пробега электронов на примесях l гораздо меньше размера антиточек.

Введение

В последнее время в связи с успехами технологии оказалось возможным создавать и исследовать искусственные среды с масштабами, соизмеряемыми как с длинами релаксации импульса электронов, так и с квантовыми размерами (длиной волны электрона и магнитной длиной). В этой области удалось создать, например, двумерные (2D) электронные системы с пространственно модулированной концентрацией электронов. Частным случаем таких систем являются так называемые "квантовые точки" — области, в которых движение электронов ограничено в трех измерениях. Другим примером является система "антиточек", т. е. областей, вырезанных из 2D электронного газа, в которых концентрация 2D электронов равна 0.

Хорошо известны магнитотранспортные свойства 2D электронных систем с периодической решеткой антиточек, связанные с соизмеримостью циклотронного диаметра и периода решетки [1,2]. Эти особенности имеют классическую природу и определяются стохастическим характером движения электрона в этих системах.

Однако, кроме классических эффектов, эти системы обнаруживают ряд интересных квантовых свойств, связанных с интерференцией электронных волн [3–6]. В частности, в работе [5] сообщалось о наблюдении отрицательного магнетосопротивления в разупорядоченной решетке антиточек, и в работе [6] о наблюдении осцилляций Ааронова–Бома в периодической решетке антиточек, в слабых магнитных полях. Подобные периодические осцилляции были также обнаружены и в более сильных магнитных полях ($2R_c \approx d$) [7,8]. Теоретически такие системы изучались как классический объект — "электронный бильярд", так и с квантовой точки зрения, в баллистическом режиме и в квантовом пределе. В основном, изученным является баллистический режим, когда можно пренебречь рассеянием электронов на примесях.

В данной работе изучаются так называемые квантовые (интерференционные) поправки к проводимости 2D системы с антиточками в другом возможном пределе, когда длина свободного пробега электрона при рассеянии на примесях мала по сравнению с характерными размерами системы. В этом пределе движение электронов между

антиточками описывается в основном с помощью кинетического уравнения. Мы будем учитывать наличие магнитного поля, перпендикулярного плоскости системы.

В задаче имеются несколько параметров: l — длина свободного пробега электронов при рассеянии на примесях, $L_\varphi = \sqrt{D\tau_\varphi}$ — длина сбоя (релаксации) фазы электронов (D — коэффициент диффузии, τ_φ — время сбоя фазы), $a_H = \sqrt{c\hbar/2eH}$ — магнитная длина, $\lambda = \hbar/p$ — длина волны электрона (p — импульс электрона), ρ_a — радиус антиточек и n — их концентрация. В рассматриваемом пределе имеются несколько соотношений между этими параметрами. Чтобы имело смысл описание электронов с помощью волнового пакета, нужно, чтобы $l \gg \lambda$. С другой стороны, в согласии с ранее сказанным, длину свободного пробега будем считать малой по сравнению с радиусом антиточки, $l \ll \rho_a$. Только в этом случае движение электрона вокруг антиточки носит диффузионный характер. Длина сбоя фазы L_φ определяется неупругим рассеянием. Для того чтобы интерференционные эффекты вообще имели место для диффундирующих электронов, необходимо выполнение условия $l \ll L_\varphi$, что имеет место при низких температурах (область остаточного сопротивления). Кроме того, будем рассматривать предел малой плотности антиточек, который требует малость параметра $n_a \rho_a^2$ ($n_a \rho_a^2 \ll 1$), что также означает малость радиуса антиточек по сравнению с расстоянием между ними. Это условие обеспечивает выполнение условия малости l по сравнению со средним расстоянием между антиточками $n^{-1/2}$ ($l \ll n_a^{-1/2}$), что соответствует диффузионному характеру движения электронов между антиточками. В рассматриваемом пределе вклад антиточек является малой добавкой к квантовым поправкам к проводимости 2D системы.

Расчет квантовых поправок

Обычная теория транспортных явлений базируется на классическом кинетическом уравнении для электронов проводимости. Это означает, что за время между двумя соударениями электрон двигается по классической траектории. Это приближение верно, когда интерференция двух волн, рассеянных различными центрами, пренебре-

жима, т.е. когда длина свободного пробега электрона много больше его длины волны, $l \gg \lambda$. Тогда между двумя соударениями электрон может быть описан квазиклассически, что приводит к хорошо известной формуле Друде:

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau}{m_e}, \quad (1)$$

где n_e — концентрация электронов, m_e — их масса.

Как было показано в [9], учет интерференции приводит к возникновению квантовых поправок к проводимости σ (1). Количественно квантовые поправки могут быть рассчитаны с помощью диаграммной техники Фейнмана, путем учета диаграмм, описывающих проводимость электронов, взаимодействующих с примесями. Кратко изложим способ расчета квантовых поправок [10], которым будем пользоваться в дальнейшем для 2D системы с антиточками.

Главные квантовые поправки к проводимости невзаимодействующих частиц происходят от учета куперовских диаграмм, описывающие интерференцию, происходящую при многократном обратном рассеянии. Амплитудой этой интерференции, $C(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, определяются квантовые поправки к проводимости.

Поправка к проводимости при частоте ω связана с $C_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ соотношением

$$\delta\sigma(\omega) = -\frac{2e^2}{\pi} D\tau C_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}').$$

Здесь и далее мы полагаем $\hbar = 1$, восстанавливая его в конечных формулах. Величина $C_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ в магнитном поле удовлетворяет уравнению

$$\left\{ -i\omega + D \left(-i\nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + \frac{1}{\tau_\varphi} \right\} C_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{\tau}, \quad (3)$$

где \mathbf{A} — вектор-потенциал магнитного поля, ω — частота внешнего поля. Уравнение (3) формально совпадает с уравнением для функций Грина куперона, частицы с зарядом $2e$ и массой $M = (2D)^{-1}$, движущийся в магнитном поле. Величина $E = i\omega - \tau_\varphi^{-1}$ соответствует энергии куперона.

Рассмотрим 2D случай. Пусть E_n — собственные значения ("уровни энергии" куперона) и $\psi_n(\mathbf{r})$ — нормированные собственные функции уравнения (3), а без правой части — уравнения Шредингера для куперона в магнитном поле

$$\frac{1}{2M} \left(-i\nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi_n = E_n \psi_n. \quad (4)$$

Тогда выражение для $C_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ примет вид

$$C_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{\tau} \sum_n \frac{\psi_n(\mathbf{r}) \psi_n^*(\mathbf{r}')}{E_n - E}. \quad (5)$$

В случае 2D системы с антиточками, считая плотность антиточек малой ($n_a \rho_a^2 \ll 1$), мы можем пренебречь

влиянием антиточек друг на друга и сосчитать квантовые поправки в случае только одной антиточки. Полная поправка является суммой вкладов от всех антиточек, т.е. сводится к умножению вклада в случае одной антиточки на количество антиточек. Таким образом, для вычисления квантовых поправок к проводимости 2D системы нам нужно решать уравнение (3) для $C_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ в магнитном поле для 2D круглого образца большого радиуса, в центре которого находится одна антиточка, с граничным условием [10]

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} + \frac{2ie}{c} (\mathbf{A} \mathbf{n}) \right\} C_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{r=\rho_a} = 0. \quad (6)$$

Условие (6) означает, что поток частиц через границы антиточки равен нулю. Соотношение (2) для квантовых поправок к проводимости в этом случае имеет вид

$$\delta\sigma(\omega) = -\frac{2e^2}{\pi} D\tau \int C_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{d\mathbf{r}}{S}. \quad (7)$$

Здесь S — площадь образца. Выражение для квантовых поправок с учетом вкладов от всех антиточек получается из (7) с помощью (5), умножением на количество антиточек N_a . Тогда, имея в виду, что $N_a/S = n_a$, придем к следующему:

$$\delta\sigma(\omega) = -n_a \frac{2e^2 D}{\pi} \sum_n \frac{1}{E_n - E}. \quad (8)$$

В дальнейшем мы будем рассматривать статическую проводимость. Квантовые поправки, обусловленные наличием антиточек, которые обозначим через $\delta^2\sigma(H, \rho_a)$, равны разности квантовых поправок к проводимости 2D системы с антиточками и без антиточек

$$\begin{aligned} \delta^2\sigma(H, \rho_a) &= \delta\sigma(H, \rho_a) - \delta\sigma(H, 0) \\ &= -n_a \frac{2e^2 D}{\pi} \left(\sum_n \frac{1}{E_n - E} - \sum_n \frac{1}{E_n^0 - E} \right), \quad (9) \end{aligned}$$

где E_n^0 — уровни энергии куперона в отсутствие антиточек. Таким образом, для нахождения квантовых поправок нам достаточно определить уровни энергии куперона в постоянном магнитном поле для 2D системы с антиточками и без антиточек.

В полярных координатах ρ, φ векторный потенциал однородного магнитного поля имеет компоненты: $A_\varphi = H\rho/2$, $A_\rho = 0$ и уравнение Шредингера (4) примет вид

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2M} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} \right] \\ & + \frac{i\omega_H}{2} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} + \frac{M\omega_H^2}{8} \rho^2 \psi = E\psi, \quad (10) \end{aligned}$$

где $\omega_H = 4DeH/c$. Граничное условие (6) в полярных координатах имеет вид

$$\frac{\partial \psi}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_a} = 0. \quad (11)$$

Ищем решение в виде

$$\psi = e^{im\varphi} R(\rho), \quad (12)$$

и для радиальной части волновой функции получаем уравнение

$$\frac{1}{2M} \left(R'' + \frac{1}{\rho} R' - \frac{m^2}{\rho^2} R \right) + \left(E - \frac{M\omega_H^2}{8} \rho^2 + \frac{m\omega_H}{2} \right) R = 0. \quad (13)$$

Введя новую независимую переменную $\xi = (M\omega_H/2)\rho^2$, переписываем уравнение в виде

$$\xi R'' + R' + \left(-\frac{\xi}{4} + \beta - \frac{m^2}{4\xi} \right) R = 0, \quad (14)$$

где введено обозначение $\beta = E/\omega_H + m/2$. При $\xi \rightarrow \infty$ искомая функция ведет себя как $e^{-\xi/2}$, а при $\xi \rightarrow 0$ как $\xi^{|m|/2}$. Соответственно этому ищем решение в виде

$$R(\xi) = e^{-\xi/2} \xi^{|m|/2} w(\xi), \quad (15)$$

и для $w(\xi)$ получаем уравнения для вырожденной гипергеометрической функции

$$\xi w'' + (1 + |m| - \xi) w' - \left(\frac{1 + |m|}{2} - \beta \right) w = 0. \quad (16)$$

Общее решение уравнения (16) может быть записано в виде [11,12]

$$w = AM(a, b; \xi) + BU(a, b; \xi).$$

Здесь $M(a, b; \xi)$ и $U(a, b; \xi)$ — функции Куммера и Трикоми соответственно, где $a = (1 + |m|)/2 - \beta = (|m| - m)/2 + 1/2 - \varepsilon$, $\varepsilon = E/\omega_H$, $b = 1 + |m|$. A и B — произвольные постоянные.

При $\xi \rightarrow \infty$

$$M(a, b; \xi) = \frac{\Gamma(b)}{\Gamma(a)} e^{\xi} \xi^{a-b} \left[1 + O\left(\frac{1}{\xi}\right) \right],$$

$$U(a, b; \xi) = \xi^{-a} \left[1 + O\left(\frac{1}{\xi}\right) \right].$$

Из граничного условия на бесконечности $R(\xi)|_{\xi \rightarrow \infty} = 0$ следует, что $A = 0$. Тогда решение (15) уравнения (14) примет вид

$$R(\xi) = B e^{-\xi/2} \xi^{|m|/2} U(a, b; \xi). \quad (17)$$

Граничное условие (11) дает

$$\left. \frac{\partial R(\xi)}{\partial \xi} \right|_{\xi=\xi_a} = 0. \quad (18)$$

Подставляя (17) в (18), получаем уравнение для a

$$\frac{1}{2} \left(1 + \frac{|m|}{\xi_a} \right) U(a, 1 + |m|; \xi_a) - U(a, 2 + |m|; \xi_a) = 0. \quad (19)$$

Решение уравнения (19) относительно a определяет уровни энергии куперона ε и через выражение (9) — квантовые поправки к проводимости.

2D система с антиоточками малого радиуса

Рассмотрим предел, когда размер антиоточек мал по сравнению с характерными размерами задачи, $\rho_a \ll \min(a_H, L_\varphi)$. Этому соответствует $\xi_a \ll 1$. Условие $\xi_a \ll 1$ позволяет разложить (19) по малому параметру ξ_a . Выделяя главные члены в разложении, находим

$$\left(\frac{1}{2} - a \right) \psi(a) = \frac{1}{\xi_a} \quad \text{при } m = 0,$$

$$|m|(a-1) \dots (a-|m|)(-1)^{|m|-1} \psi(a) = \frac{(|m|!)^2}{\xi_a^{|m|}} \quad \text{при } m \neq 0, \quad (20)$$

где $\psi(a) = \Gamma'(a)/\Gamma(a)$. Подставляя в (20) асимптотику [11], получим

$$\psi(a) \Big|_{a \rightarrow -n_\rho} \sim -\frac{1}{a + n_\rho} \Big|_{a \rightarrow -n_\rho},$$

где n_ρ — целое неотрицательное число. Используя связь $\varepsilon = 1/2 + (|m| - m)/2 - a$, находим уровни энергии (в единицах ω_H)

$$\varepsilon_{n,m} = \left(n + \frac{1}{2} \right) (1 - a_{n,m}), \quad (21)$$

где $n = n_\rho + (|m| - m)/2$ — главное квантовое число,

$$a_{n,0} = -\xi_a,$$

$$a_{n,m \neq 0} = \frac{|m|}{n + \frac{1}{2}} \left(n - \frac{|m| - m}{2} + 1 \right) \dots \left(n - \frac{|m| - m}{2} + |m| \right) \frac{\xi_a^{|m|}}{(|m|!)^2}.$$

Из $\xi_a \ll 1$ следует, что $a_{n,m} \ll 1$.

Уровни куперона в отсутствие антиоточек получаются приравниванием к нулю радиуса антиоточек

$$E_{n,m}^0 = E_{n,m} \Big|_{\rho_a=0}.$$

Подставляя (21) в (9) и учитывая, что $\alpha_{n,m} \ll 1$, получаем

$$\delta^2 \sigma(H, \rho_a) = -n_a \frac{2e^2 D}{\pi \omega_H} \sum_{n,m} \frac{\alpha_{n,m} (n + \frac{1}{2})}{(n + \frac{1}{2} - \varepsilon)^2}. \quad (22)$$

Отсюда видно, что основной вклад в сумму дают $m = -1, 0, 1$. Тогда (22) сводится к

$$\delta^2 \sigma(H, \rho_a) = -n_a \rho_a^2 \frac{e^2}{2\pi} \times \sum_{n_\rho=0}^{\infty} \left[\frac{\xi}{(n_\rho + \frac{1}{2} - \varepsilon)^2} + \frac{1}{n_\rho + \frac{1}{2} - \varepsilon} \right]. \quad (23)$$

Сумму (23) можно переписать с помощью обобщенной дзета-функции $\xi(s, v) = \sum_{n=0}^{\infty} (n+v)^{-s}$, с $s = 1$ и $s = 2$. Дзета-функция с $s = 1$ расходится, но эта расходимость устраняется учетом предельного значения энергии куперона, которая определяет верхний предел суммы, $(n_p)_{\max} = D/\omega_H l^2$. В результате с логарифмической точностью получаем

$$\delta^2 \sigma(H, \rho_a) = -n_a \rho_a^2 \frac{e^2}{2\pi} \left[\varepsilon \zeta \left(2, \frac{1}{2} - \varepsilon \right) - \psi \left(\frac{1}{2} - \varepsilon \right) + \ln \frac{D}{\omega_H l^2} \right]. \quad (24)$$

Здесь $\psi(y)$ — логарифмическая производная гамма-функции. Переходя к переменной $x = \omega_H \tau_\varphi = 4De \times H \tau_\varphi / c = -1/\varepsilon$, имеем

$$\delta^2 \sigma(H, \rho_a) = n_a \rho_a^2 \frac{e^2}{2\pi} \left[f_1 \left(\frac{4DeH\tau_\varphi}{c} \right) - \ln \frac{D\tau_\varphi}{l^2} \right], \quad (25)$$

где

$$f_1(x) = \frac{1}{x} \zeta \left(2, \frac{1}{2} + \frac{1}{x} \right) + \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x} \right) + \ln x \\ = \begin{cases} 1 - 5x^2/24 & \text{при } x \ll 1, \\ \ln x & \text{при } x \gg 1. \end{cases}$$

В (25) второе слагаемое не зависит от магнитного поля и определяет величину квантовых поправок, обусловленных наличием антиоточек, в нулевом магнитном поле:

$$\delta^2 \sigma(\rho_a) = -n_a \rho_a^2 \frac{e^2}{2\pi \hbar} \ln \frac{D\tau_\varphi}{l^2}. \quad (26)$$

В выражениях (24)–(26) входит длина свободного пробега электронов l . Длина свободного пробега определяется как примесным рассеянием, так и антиоточками. Строго говоря, формулы (24)–(26) справедливы для изотропного примесного рассеяния. В случае анизотропии рассеяния для справедливости этих формул необходимо, чтобы характерные передачи импульса электрона при рассеянии были больше характерного импульса куперона $q \sim (D\tau_\varphi)^{-1/2}$.

Наличие антиоточек приводит к изменению l . Однако в пределе $l \ll \rho_a$ поправки к длине свободного пробега малы по параметру $n_a \rho_a l$, и связанные с ними изменения в конечных формулах содержат малый параметр l/ρ_a . Действительно, только электроны, находящиеся в слое толщиной l около границы антиоточек, испытывают влияние антиоточки на релаксацию. В результате относительное увеличение частоты столкновений в двумерной среде, содержащей антиоточки, определяется долей электронов, которые испытывают соударения с границей антиоточек, имеющей порядок величины общего периметра антиоточек в единице площади образца $2\pi n_a \rho_a$, умноженной на примесную длину свободного пробега l .

Выражение (26) следует сравнить с квантовыми поправками, возникающими в микроскопической среде, содержащей полости. Такую среду можно характеризовать некоторым усредненным коэффициентом диффузии \bar{D} . Величину \bar{D} можно рассчитать с помощью поправок к усредненной проводимости двумерной среды, содержащей круговые полости $\bar{\sigma} = \sigma(1 - 2n_a \pi \rho_a^2)$, и поправок к средней концентрации $\bar{n}_e = n_e(1 - n_a \pi \rho_a^2)$:

$$\bar{D} = D \frac{\bar{\sigma} n_e}{\sigma \bar{n}_e} \approx D(1 - n_a \pi \rho_a^2). \quad (27)$$

Квантовые поправки к макроскопической проводимости 2D системы в отсутствие магнитного поля $\delta\sigma$ имеют вид [10]

$$\delta\sigma = -\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln \frac{D\tau_\varphi}{l^2}. \quad (28)$$

В качестве коэффициента диффузии в (28) следует, казалось бы, подставлять эффективный коэффициент диффузии (27). С учетом малости параметра $n_a \rho_a^2$ получаем

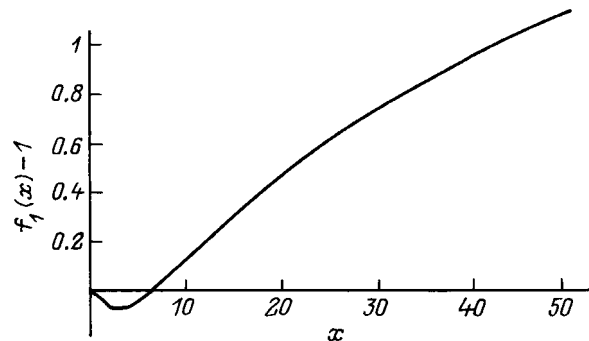
$$\delta^2 \sigma(\rho_a) = \frac{e^2}{2\pi \hbar} n_a \rho_a^2. \quad (29)$$

Формула (29) отличается от (26) как отсутствием большого логарифма, так и знаком. Такое различие связано с проявлением интерференционных эффектов, связанных с диффузионными траекториями, огибающими антиоточки, которые в (29) не учтены.

Магнетопроводимость дается первым слагаемым в (25), которым определяется зависимость квантовых поправок от магнитного поля

$$\delta^3 \sigma(H, \rho_a) = \delta^2 \sigma(H, \rho_a) - \delta^2 \sigma(0, \rho_a) \\ = n_a \rho_a^2 \frac{e^2}{2\pi \hbar} \left[f_1 \left(\frac{4DeH\tau_\varphi}{c\hbar} \right) - 1 \right]. \quad (30)$$

Характерный множитель у квантовых поправок $n_a \pi \rho_a^2$ равен отношению площади, занимаемой антиоточками, к полной площади образца. Поведение квантовых поправок в магнитном поле задается функцией $f_1(x) - 1$, которая приведена на рисунке. При больших полях у поправок такое же логарифмическое поведение, как в случае 2D системы без антиоточек [10], а в области малых полей поведение поправок тоже квадратичное по полю, но с отрицательным знаком.



2D система с антиточками большого радиуса

Когда размер антиточек велик $\rho_a \gg \max(a_H, L_\varphi)$, мы можем поступить следующим образом. Так как квантовые поправки происходят на длинах порядка $\min(a_H, L_\varphi)$, при $\rho_a \gg \max(a_H, L_\varphi)$ можно говорить об усредненных поправках в проводимости 2D системы с антиточками. В этом случае 2D систему с антиточками можно рассматривать как макроскопическую среду с некоторой проводимостью σ , включающей и квантовые поправки, в которой вырезаны дырки радиуса ρ_a , и ее можно характеризовать некоторой эффективной проводимостью $\bar{\sigma}$, $\bar{\sigma}/\sigma = \bar{D}/D$. Тогда нахождение квантовых поправок к проводимости 2D системы с антиточками сводится к нахождению поправок для среды проводимостью $\bar{\sigma}$:

$$\delta^2 \sigma(\rho_a) = -2n_a \pi \rho_a^2 \delta \sigma, \quad (31)$$

где $\delta \sigma$ дается формулой (28).

Рассмотрим поправки в магнетопроводимости, обусловленные наличием антиточек большого радиуса. В слабом магнитном поле квантовые поправки в магнетопроводимости превышают как холловскую проводимость, так и классическую магнетопроводимость, поэтому мы будем пренебрегать классическими поправками. Аналогично предыдущему находим

$$\delta^2 \sigma(H, \rho_a) = -n_a \rho_a^2 \frac{e^2}{\pi \hbar} f_2 \left(\frac{4DeH\tau_\varphi}{c\hbar} \right), \quad (32)$$

где

$$f_2(x) = \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x} \right) + \ln x \\ = \begin{cases} x^2/24 & \text{при } x \ll 1, \\ \ln x & \text{при } x \gg 1. \end{cases}$$

Качественно такой результат можно объяснить следующим образом. Квантовые поправки происходят на длинах порядка $\min(a_H, L_\varphi)$, и так как $\rho \gg \max(a_H, L_\varphi)$, то траектории с интерференцией не могут охватить антиточки. Это означает, что введение антиточек в 2D систему в этом случае эквивалентно удалению из 2D системы площади, занимаемой антиточками (исключенная площадь). Тогда относительное изменение квантовых поправок определяется долей всевозможных траекторий, недоступных электронам, которая равна отношению исключенной площади к полной площади 2D системы: $N_a \pi \rho_a^2 / S = n_a \pi \rho_a^2$. Тогда, с учетом того что квантовые поправки уменьшаются и что каждая траектория с самопересечением соответствует двум обходам, приходим к (32).

Заключение

В данной работе были получены квантовые поправки к проводимости 2D системы, обусловленные наличием антиточек, в зависимости от магнитного поля, перпендикулярного плоскости системы. Исследованы пределы задачи с антиточками малых и больших размеров в приближении малой плотности антиточек. В случае антиточек малого радиуса квантовые поправки в зависимости от магнитного поля изменяют свой знак. Поправки в случае антиточек большого радиуса, как и ожидалось, отрицательны и связаны с уменьшением доли траекторий с самопересечением, от которых происходят квантовые поправки. В рассмотренном пределе вклад антиточек является малой добавкой к квантовым поправкам к проводимости 2D системы.

Однако этот вклад вполне измерим. Как известно, размер антиточек легко модулировать с помощью полевого электрода или подсветки. Изменение квантовых поправок в этом случае обуславливается как изменением поверхностной концентрации электронов, так и изменением размера обедненных областей вокруг антиточек. Первый эффект является в нашей задаче паразитным. Его зависимость от концентрации возникает через зависимость от концентрации времен сбоя фазы и релаксации импульса. Мы полагаем, что он может быть исключен экспериментально сравнением с однородным образцом.

Исследованные предельные случаи не исчерпывают всех пределов изучаемой задачи и требуется ее дальнейшее продолжение. Например, ожидается получение периодических осцилляций магнетопроводимости, связанных с эффектом Бома–Ааронова, когда интерферируют электронные волны, бегущие вокруг антиточки. Для проявления эффекта Бома–Ааронова необходимо, чтобы L_φ было больше периметра антиточки, а число квантов магнитного потока через площадь антиточки было больше или порядка 1. Однако учет этого эффекта требует компьютерного расчета по формулам (19), (9), что выходит за рамки настоящей работы.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 95-02-04432, 97-02-18397) и грантом Volkswagen-Stiftung.

Список литературы

- [1] Г.М. Гусев, В.Т. Долгополов, З.Д. Квон и др. Письма ЖЭТФ, **54**, 369 (1991).
- [2] Э.М. Баскин, А.Г. Погосов, М.В. Энтин. ЖЭТФ, **110**, 2061 (1996).
- [3] K. Ensslin, P. Petroff. Phys. Rev. B, **41**, 12 307 (1990).
- [4] D. Wiess, M.L. Roukes, A. Menschig, P. Grambow, K. von Klitzing, D. Weimann. Phys. Rev. Lett., **66**, 2790, (1991).
- [5] G.M. Gusev, P. Basmaji, Z.D. Kvon, L.V. Litvin et al. Surf. Sci., **305**, 443 (1994).
- [6] Г.М. Гусев, З.Д. Квон, Л.В. Литвинов и др. Письма ЖЭТФ, **55**, 129 (1992).

- [7] F. Nihey, K. Nakamura. *Physica B*, **184**, 398 (1993).
- [8] D. Wiess, K. Richter, A. Menschig et al. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 4118 (1993).
- [9] Л.П. Горьков, А.И. Ларин, Д.Е. Хмельницкий. *Письма ЖЭТФ*, **30**, 248 (1979).
- [10] V.L. Altshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmel'nitskii, A.I. Larkin. *Quantum Theory of Solids*, ed. by I.M. Lifshitz. (Moscow, Mir, 1982).
- [11] Г. Бейтмен, А. Эрдейн. *Высшие трансцендентные функции* (М., Наука, 1965) т. 1.
- [12] *Справочник по специальным функциям*, под ред. М. Абрамовица и И. Стиган (М., Наука, 1979).

Редактор Т.А. Полянская