

КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К ПРОВОДИМОСТИ ПЛЕНОК n -GaAs В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.С.Мурзин

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 30 декабря 1997 г.

Экспериментально изучена проводимость пленок легированного n -GaAs в зависимости от магнитного поля и температуры в сильных магнитных полях вплоть до квантового предела ($\hbar\omega_c = E_F$). Холловская проводимость G_{xy} практически не зависит от температуры T до тех пор, пока поперечная проводимость G_{xx} достаточно велика по сравнению с e^2/h . В сильных полях, когда G_{xx} становится сравнимо с e^2/h , G_{xy} начинает зависеть от T . Разность проводимостей G_{xx} при двух температурах 4.2 и 0.35 К лишь слабо зависит от магнитного поля H в широком диапазоне магнитных полей, в то время как G_{xx} сильно меняются. Результаты объясняются квантовыми поправками к проводимости за счет электрон-электронного взаимодействия в диффузионном канале. Обсуждается возможность квантования холловской проводимости за счет электрон-электронного взаимодействия.

PACS: 73.50.Jt

Как известно, квантовые интерференционные эффекты приводят к изменению проводимости неупорядоченных металлических систем при изменении температуры. Согласно теоретическим представлениям, в случае слабого спин-спинового и спин-орбитального рассеяний изменение проводимости нормальной двумерной металлической системы в нулевом магнитном поле при изменении температуры от T_0 до T равно [1, 2]

$$\delta G = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ [p + 1 - \lambda_0 - 2\lambda_{\pm 1} - (p-1)\beta(T)] \ln \frac{T}{T_0} - \ln \frac{\ln T_c/T_0}{\ln T_c/T} \right\}. \quad (1)$$

Здесь p – показатель степени температурной зависимости обратного времени сбоя фазы $1/\tau_\varphi \propto T^p$, T_c – константа порядка энергии Ферми E_F , деленной на постоянную Больцмана k_B , $\beta(T)$ – функция от $\ln(T_c/T)$, значения которой приведены в [1]. Первый член p в квадратных скобках правой части выражения (1) обусловлен одноэлектронной интерференцией (слабая локализация), а остальные – квантовыми эффектами в электрон-электронном взаимодействии. Второй, третий и четвертый члены обусловлены взаимодействием в диффузионном канале. Второй член обусловлен взаимодействием электрона и дырки с суммарным спином равным $j = 0$, третий – с $j = 1$ и проекцией суммарного спина $m = 0$ и четвертый – с $j = 1$ и $m = \pm 1$. Причем константы взаимодействия равны $\lambda_0 = \lambda_{\pm}$. Пятый член – поправка Маки – Томпсона. Последний член в фигурных скобках обусловлен взаимодействием в куперовском канале. Первый и второй члены в выражении (1) приводят к уменьшению, а остальные к увеличению проводимости при понижении температуры. Магнитное поле H подавляет слабую локализацию и поправки Маки – Томпсона при $H > H_\varphi = \hbar c/4eD\tau_\varphi$ (D – коэффициент диффузии электронов), подавляет поправку, связанную с взаимодействием в куперовском канале, при $H > H_{int} = \pi c k_B T / 2eD$ и

поправку, связанную с прямым взаимодействием в диффузионном канале с суммарным спином электрона и дырки $j = 1$ и $m = \pm 1$, в результате воздействия на спиновые переменные при $H > H_s = \pi k_B T / g \mu_B$ (g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора). Электрон-электронное взаимодействие, за исключением поправки Маки – Томпсона, не влияет на холловскую проводимость: $\delta G_{xy} = 0$. Отметим, что в переходных областях по магнитному полю поправки к проводимости не логарифмические.

Приведенные выше результаты получены для случая $\omega_c \tau \ll 1$ (ω_c – циклотронная частота, τ – время релаксации электронов). В сильном магнитном поле $\omega_c \tau \gg 1$, когда остаются только поправки, связанные с электрон-электронным взаимодействием в диффузионном канале, эти поправки рассматривались теоретически в работах [3–5]. Авторы получили, что вблизи максимумов G_{xx} результаты совпадают с результатами работы [6], первоначально полученными для случая $\omega_c \tau \ll 1$. В частности, $\delta G_{xy} = 0$. Позже результаты работы [6] для δG_{xx} были несколько изменены [7]. По-видимому, подобные изменения следует внести и для случая сильного магнитного поля, однако это не было сделано. Экспериментально квантовые поправки в сильном магнитном поле изучались, насколько нам известно, только в гетероструктурах GaAs/AlGaAs [8]. Обнаружено, что в максимумах проводимости G_{xx} она меняется логарифмически. Однако данные о поведении G_{xy} в этой работе отсутствуют.

Хотя квантовые поправки к проводимости в двумерных пленках, помещенных в сильное магнитное поле, теоретически не рассматривались, можно ожидать, что результаты в этом случае совпадают с результатами для слабых магнитных полей, $\omega_c \tau \ll 1$. Первая цель настоящей работы – экспериментальное изучение зависимостей от магнитного поля и температуры проводимости G_{xx} и G_{xy} двумерных пленок легированного n -GaAs в сильных магнитных полях вплоть до квантового предела ($\hbar \omega_c = E_F$, E_F – энергия Ферми) и сравнение экспериментальных результатов с теорией квантовых поправок за счет электрон-электронного взаимодействия.

На исследуемых образцах в квантовом пределе $\hbar \omega_c > E_F$ в работе [9] обнаружено квантование G_{xy} и, соответственно, появление минимумов G_{xx} при температурах, меньших 1 К, в то время как при $T = 4.2$ К G_{xy} и G_{xx} зависят от магнитного поля монотонно [9]. Квантование G_{xy} возникает при G_{xx} , сравнимых с e^2/h , когда могут быть существенны локализационные поправки второго порядка (поправки первого порядка подавлены магнитным полем). Вторая цель работы – выяснить, что более существенно в этих условиях: электрон-электронное взаимодействие или локализационные эффекты.

Измерения выполнены на образцах, приготовленных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На полуизолирующую подложку из GaAs (100) при температуре $T = 410$ °С напылялся слой нелегированного GaAs толщиной 0.1 мкм. Затем наносились эпитаксиальный слой нелегированного GaAs (0.6 мкм), периодическая структура GaAs/AlAs $\times 20$ с толщинами GaAs по 10 монослоев и AlAs по 5 монослоев, слой нелегированного GaAs (1 мкм), слой легированного кремнием n -GaAs (0.1 мкм) с заданной концентрацией доноров 1.5 и $3 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ для образцов 2 и 3, соответственно, и снова слой нелегированного GaAs (1 мкм). Из шайб вытравливались образцы шириной 0.18 мм и длиной 3 мм с ножками для измерений продольного и поперечного напряжений вдоль и поперек образцов. Измерения проводились на переменном токе частотой 30 Гц в магнитном поле до 11.5 Тл в интервале температур 0.3–4.2 К. Основные измерения выполнены в поле, перпендикулярном плоскости образца.

По периоду осцилляций Шубникова – де Гааза поперечного сопротивления R_{xx} были определены объемные концентрации электронов n в сильно легированном слое. Они равны 1.8 и $2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для образцов 2 и 3. Из сопротивления в нулевом магнитном поле и константы Холла найдены концентрации электронов на единицу площади пленки N_s и подвижности $\mu=2400$ и $2500 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Величины полученных значений подвижностей близки к величинам подвижностей монокристаллов с близкими концентрациями n [10]. Длины свободного пробега около 0.03 мкм , определенные из подвижностей, существенно меньше толщин пленок d . Разделив n на N_s , мы определили "эффективные" толщины пленок: 0.07 и 0.083 мкм . Они несколько меньше толщин легированных слоев за счет уменьшения электронной плотности около границ. Для того чтобы дополнительно убедиться в том, что спектр электронов в пленках – трехмерный, было измерено сопротивление образца 2 в магнитном поле, параллельном плоскости пленки, но по-прежнему перпендикулярном току. Оно практически совпало с сопротивлением в перпендикулярном поле (совпали и положения видимых максимумов и минимумов осцилляций Шубникова – де Гааза).

На рис.1 приведены зависимости поперечной G_{xx} (на квадрат) и холловской G_{xy} проводимостей от магнитного поля для образца 2 при температурах $T = 0.35$ и 4.2 К , полученные пересчетом из поперечного сопротивления на квадрат R_{xx} и холловского сопротивления R_{xy} . Поперечная проводимость G_{xx} сначала немного возрастает в слабых полях, а затем уменьшается примерно в 10 раз. При $T = 4.2 \text{ К}$ G_{xx} везде больше, чем при $T = 0.35 \text{ К}$. Кривые $G_{xy}(H)$ практически совпадают за исключением самых сильных магнитных полей, где G_{xx} сравнимо с e^2/h . Разность $\delta G_{xx} = G_{xx}(4.2) - G_{xx}(0.35)$ сначала резко падает, а затем медленно возрастает. В сильных полях δG_{xx} начинает осциллировать, а $G_{xy}(H)$ начинает зависеть от температуры. Осцилляции $G_{xx}(H)$ и $G_{xy}(H)$ при низких температурах наблюдаются на этих образцах в диапазоне магнитных полей $10\text{--}23 \text{ Тл}$ [9]. Температурные зависимости $G_{xx}(T)$ для обоих образцов в различных магнитных полях приведены на рис.2. В меньших полях они близки к логарифмическим, в больших заметно отличаются от $\log T$.

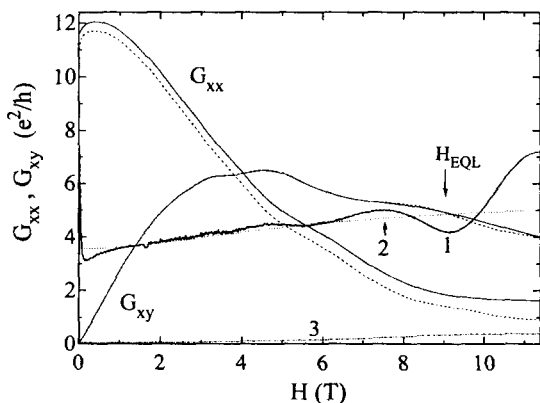


Рис.1. Зависимости холловской G_{xy} и поперечной G_{xx} (на квадрат) проводимостей от магнитного поля при двух температурах. Сплошные кривые для $T = 4.2$, штриховые – для $T = 0.35 \text{ К}$. Кривая 1 – $\delta G_{xx}(H)$ (разность кривых $G_{xx}(H)$ при $T = 4.2$ и при $T = 0.35 \text{ К}$), умноженная на 10. Кривая 2 – $\delta G_{xx}(H) \cdot 10$, рассчитанная по формуле (2) с константами λ_0 и λ_{\pm} , полученными из подгонки температурных зависимостей G_{xx} на рис.2. Кривая 3 – $\delta G_{xx}(H) \cdot 10$ за счет локализационных поправок второго порядка

Возрастание $G_{xx}(H)$ и падение δG_{xx} в слабом поле в основном связано с подавлением слабой локализации. Квантовые поправки в этой области магнитных полей изучались на образцах, подобных нашим, в работе [11]. Небольшой рост δG_{xx} в по-

лях, больших 1 Тл, и отклонения температурных зависимостей от логарифмических можно связать с влиянием магнитного поля на поправки к проводимости, обусловленные электрон-электронным взаимодействием в диффузионном канале с $j = 1$ и $m = \pm 1$. Разность проводимостей в магнитном поле при двух температурах, T и T_0 , в этом случае должна быть равна [2]

$$\delta G_{xx}(H) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[(1 - \lambda_0 - 2\lambda_{\pm 1}) \ln \frac{T}{T_0} + 2\lambda_{\pm 1} \int_0^\infty \frac{\partial^2}{\partial \omega^2} \left(\frac{\omega}{\exp \hbar\omega/k_B T - 1} \right) \ln \left| 1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2} \right| d\omega \right], \quad (2)$$

где $\omega_s = g\mu_B H$. Экспериментальные результаты недостаточно хорошо подгоняются выражением (2), если считать, что $\lambda_0 = \lambda_{\pm 1}$ и константа взаимодействия для $j = 0$ равна 1. Поэтому мы выполнили подгонку экспериментальных кривых, выбрав в качестве двух независимых подгоночных параметров коэффициенты перед логарифмом a_1 и перед интегралом a_2 в выражении (2). Результаты подгонки температурных зависимостей приведены на рис.2. Подгоночные кривые неплохо описывают экспериментальные результаты, за исключением кривых в 8 и 10 Тл для образца 3 при температурах выше 2 К. Эти отклонения, возможно, связаны с тем, что не выполняется условие двумерности $d \gg (D\hbar/k_B T)^{1/2}$. Подгоночные параметры равны: $a_1 = 0.45$, $a_2 = 0.23$ для образца 2 и $a_1 = 0.57$ и $a_2 = 0.16$ для образца 3. Если считать, что константа взаимодействия для $j = 0$ равна 1, то для образца 2 $\lambda_0 = 0.32$ и $\lambda_{\pm 1} = 0.125$, а для образца 3 $\lambda_0 = 0.2$ и $\lambda_{\pm 1} = 0.1$. Зависимости $\delta G_{xx}(H)$, рассчитанные с использованием полученных параметров a_1 и a_2 (кривая 2 на рис.1), хорошо описывают экспериментальные зависимости в значительных интервалах магнитных полей (1-7 Тл для образца 2).

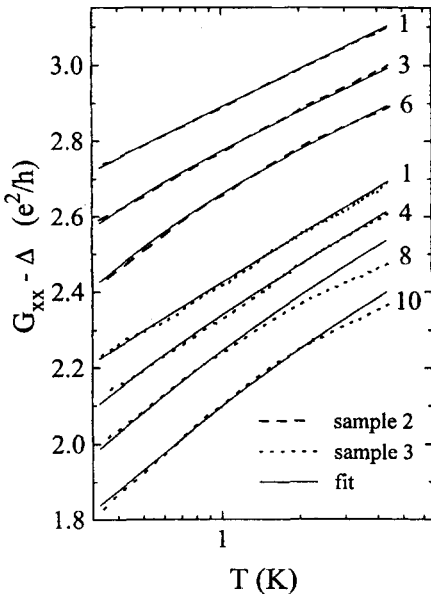


Рис.2. Температурные зависимости диссипативной проводимости G_{xx} в различных магнитных полях, указанных числами около кривых. Для удобства рассмотрения кривые, за исключением нижней, сдвинуты вниз. Величины сдвигов Δ для различных кривых сверху вниз равны 8.37, 4.89, 1.16, 18.7, 8.13, 2.08, 0

В полях около 0.2 Тл на кривых $\delta G_{xx}(H)$ наблюдаются небольшие провалы, которые не могут быть результатом поведения в магнитном поле только слабой ло-

кализации и взаимодействия в диффузионном канале. По-видимому, они связаны с электрон-электронным взаимодействием в куперовском канале.

Локализационные поправки к проводимости первого порядка подавляются магнитным полем. Однако, так как в сильных полях δG_{xx} становится сравнимо с G_{xx} , возникает вопрос, какова роль локализационных поправок к проводимости следующего порядка. Согласно результатам, полученным на основе нелинейной σ -модели в магнитном поле (см. в обзоре [12] и ссылки в нем),

$$\beta = \frac{d \ln G_{xx}}{d \ln L} = -\frac{2}{(2\pi G_{xx})^2} - \frac{6}{(2\pi G_{xx})^4} + O\left(\frac{1}{(2\pi G_{xx})^6}\right). \quad (3)$$

Для наших значений G_{xx} (в единицах e^2/h) можно ограничиться первым членом в правой части выражения. Тогда, решив уравнение, получим

$$G_{xx} = (G_{xx,0}^2 - \frac{1}{\pi^2} \ln L)^{1/2} \approx G_{xx,0} + \frac{p}{4\pi^2} \frac{1}{G_{xx,0}} \ln(T/T_0), \quad (4)$$

где $L = (D\tau_\varphi)^{1/2}$. Зависимость величины $\delta G_{xx} = G_{xx} - G_{xx,0}$ от магнитного поля для этого случая приведена на рис.1 (кривая 3). В качестве $G_{xx,0}$ взято значение G_{xx} при $T = 4.2$ К и считается, что $p = 1$, как и в нулевом магнитном поле [1, 11]. Рассчитанные таким образом $\delta G_{xx}(H)$ гораздо меньше экспериментальных (см. рис.1), то есть доминирует электрон-электронное взаимодействие.

Обсудим, к чему может привести электрон-электронное взаимодействие в пленках с G_{xx} и $G_{xy} > e^2/h$ при низких температурах. Диссипативная проводимости G_{xx} убывает за счет электрон-электронного взаимодействия при понижении температуры, в то время как холловская проводимость G_{xy} не меняется. Если диссипативная проводимость обращается в нуль, то, согласно калибровочным соображениям Лафлина, холловская проводимость должна квантоваться [13]. Поэтому можно ожидать, что электрон-электронное взаимодействие, приводя к уменьшению G_{xx} , в конце концов приведет к квантованию $G_{xy} = ie^2/h$. Так как нет выделенных значений i , то, по-видимому, G_{xy} должно стремиться к одному из ближайших квантованных значений при понижении температуры и должны быть переходные области, где G_{xy} не квантуется и, соответственно, G_{xx} стремиться к какому-то постоянному значению. Предположение о подобном поведении пленок сделано Хмельницким на основе одноэлектронного рассмотрения [14]. Однако при $G_{xx} > e^2/h$ температурная зависимость G_{xx} , обусловленная взаимодействием, сильнее, чем температурная зависит G_{xx} , связанная с одноэлектронными эффектами. Поэтому основной причиной, приводящей к квантованию G_{xy} , должно быть электрон-электронное взаимодействие. В этом случае, квантование G_{xy} и падение G_{xx} , по-видимому, должны сопровождаться возникновением кулоновских щелей на уровне Ферми.

Таким образом, экспериментальные результаты достаточно хорошо описываются квантовыми поправками к проводимости за счет электрон-электронного взаимодействия в диффузионном канале, если считать, что либо $\lambda_0 \neq \lambda_{\pm 1}$, либо второе слагаемое в квадратных скобках выражения (1) отлично от 1. Наблюдаемое в работе [9] квантование холловской проводимости, по-видимому, обусловлено электрон-электронным взаимодействием.

Автор выражает благодарность Н.Т.Мощегову и А.И.Торопову за приготовление образцов. Эта работа поддержана Государственными программами "Физика твердотельных наноструктур" (грант 1-085/4) и "Статистическая физика".

-
1. B.L.Altshuler and A.G.Aronov, *Electron-electron interaction in disordered conductors, in Electron-electron interaction in disordered systems*, Eds. A.L.Efros and M.Pollak, North-Holland, 1987.
 2. P.A.Lee and T.V.Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
 3. A.Houghton, J.R.Senna, and S.C.Ying, *Phys. Rev. B* **25**, 2196 (1982).
 4. A.Houghton, J.R.Senna, and S.C.Ying, *Phys. Rev. B* **25**, 6468 (1982).
 5. S.M.Girvin, M.Johnson, and P.A.Lee, *Phys. Rev. B* **26**, 1651 (1982).
 6. B.L.Altshuler, A.G.Aronov, and P.A.Lee, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980).
 7. А.М.Финкельштейн, *ЖЭТФ* **84**, 168 (1983).
 8. M.A.Paallanen, D.C.Tsui, and A.C.Gossard, *Phys. Rev. B* **25**, 5566 (1982).
 9. S.S.Murzin, A.G.M.Jansen, and P.v.d.Linden, *Phys. Rev. Lett.* (в печати).
 10. Х.И.Амирханов, Р.И.Баширов, А.Ю.Моллаев, *ФТП* **4**, 1884, (1970).
 11. J.C.Maan, Th.Tnglert, Ch.Uihlein et al., *Solid State Comm.* **47**, 383 (1995).
 12. Bodo Huckestein, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 357 (1995).
 13. R.V.Laughlin, *Phys. Rev. B* **23**, 5632 (1981).
 14. Д.Е.Хмельницкий, *Письма в ЖЭТФ* **38**, 454 (1983).