

# Немонотонная температурная зависимость холловского сопротивления 2D системы электронов в Si

А. Ю. Кунцевич<sup>1)</sup>, Д. А. Князев, В. И. Козуб<sup>+</sup>, В. М. Пудалов, Г. Брунтхалер\*, Г. Бауер\*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>+</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

\* Institut für Halbleiterphysik, Johannes Kepler Universität, Linz, Austria

Поступила в редакцию 24 марта 2005 г.

Для двумерной системы электронов в кремнии измерена температурная зависимость холловского сопротивления  $\rho_{xy}(T)$  в слабом магнитном поле, в той области температур (1–35) К и концентраций носителей  $n$ , в которой диагональная компонента сопротивления демонстрирует “металлическое” поведение. Обнаружено, что зависимости  $\rho_{xy}(T)$  при разных  $n$  немонотонны и имеют максимум при температуре  $T_{\max} \sim 0.16T_F$ . При низких температурах ( $T < T_{\max}$ ) изменение  $\delta\rho_{xy}(T)$  существенно превышает квантовую поправку за счет взаимодействия и качественно согласуется с квазиклассическим результатом, учитывающим только уширение фермиевского распределения. При высоких температурах ( $T > T_{\max}$ ) зависимость  $\rho_{xy}(T)$  может быть качественно объяснена как температурной зависимостью времени рассеяния, так и термоактивацией носителей из зоны локализованных состояний.

PACS: 71.30.+h, 73.40.Qv

Металлический характер проводимости ( $d\rho_{xx}/dT > 0$ ) в двумерной (2D) электронной системе высокой подвижности в кремнии уже более десяти лет привлекает внимание исследователей, в частности, в связи с проблемой перехода металл-диэлектрик в 2D. Для объяснения “металлического” поведения было предложено несколько моделей: температурнозависимого экранирования потенциала примесей [1], квантовых поправок за счет электрон-электронного взаимодействия [2], макроскопического разделения жидкой и твердой электронных фаз в сильно-взаимодействующей системе [3] и другие. Несмотря на существенные различия между теориями [1–3], все они качественно, или даже количественно объясняют зависимость  $\rho_{xx}(T)$ . Поэтому для проверки теоретических моделей необходимо привлекать другие экспериментальные данные. Такие данные, в частности, можно получить из измерений холловского сопротивления.

В малых полях холловское сопротивление  $\rho_{xy}$  2D системы исследовалось теоретически в работах [4–8]. В работе [4] было показано, что в ферми-жидкости в пределе  $T \rightarrow 0$  холловское сопротивление остается таким же, как в ферми-газе, то есть не перенормируется. Зала, Нарожный и Алейнер [6] вычислили квантовую поправку к холловскому сопротивлению за счет электрон-электронного взаимодействия

$\delta\rho_{xy}$  для произвольных значений ( $T\tau$ ) (здесь и далее  $\hbar = 1$ ,  $k_B = 1$ ):

$$\frac{\delta\rho_{xy}}{\rho_{xy}} = \frac{e^2(1+n_t C(F_0^\sigma))}{\pi^2 \sigma_D} \ln \left( 1 + \frac{11\pi}{192(T\tau)} \right). \quad (1)$$

Здесь  $n_t$  – число триплетных членов  $C(F_0^\sigma)$  ( $n_t = 15$  для двухдолинной системы), зависящих от ферми-жидкостной константы  $F_0^\sigma$ ,  $\tau$  – транспортное время. Эта поправка мала в баллистическом режиме ( $T\tau \gg 1$ ); в диффузионном режиме ( $T\tau \ll 1$ ) она пропорциональна  $\ln(T\tau)$  и совпадает с результатом Альтшулера и Аронова [7]:

$$\frac{\delta\rho_{xy}}{\rho_{xy}} = 2 \frac{\delta\rho_{xx}}{\rho_{xx}}. \quad (2)$$

В рамках теории экранирования Дас Сарма и Хванг [8] предложили квазиклассическое объяснение температурной зависимости  $\rho_{xy}$ :

$$\rho_{xy} = \frac{H}{nec} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}, \quad (3)$$

где усреднение времен осуществляется в основном по полосе  $T$  вблизи энергии Ферми. В наинизшем порядке по температуре это отношение определяется только температурным размытием распределения Ферми и равно

$$\frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} = 1 + \frac{\pi^2}{3} (T/T_F)^2. \quad (4)$$

<sup>1)</sup> e-mail: alexkun@lebedev.ru

При повышении температуры становится существенной зависимость  $\tau(T)$ , что приводит к немонотонной зависимости  $\rho_{xy}(T)$ . Видно, что зависимости  $\rho_{xy}$  от температуры, предсказываемые обеими теориями [6, 8], качественно различаются, в то время как для  $\rho_{xx}(T)$  результаты этих теорий неплохо количественно согласуются как между собой, так и с экспериментальными данными [9, 10]. Следует отметить, что квантовый и квазиклассический вклады в холловское сопротивление не взаимоисключают друг друга и, по-видимому, должны учитываться одновременно.

В данной работе мы сообщаем об измерениях температурной зависимости холловского сопротивления в слабом магнитном поле и сопоставляем полученные данные с обеими теориями [6, 8]. Измерения компонент тензора сопротивления проводились в диапазоне температур от 1 до 35 К. Образцом служила кремниевая полевая структура холловской геометрии размерами  $0.8 \times 5$  мм с максимальной подвижностью носителей  $\approx 25000 \text{ см}^2/\text{Вс}$  (при  $T = 0.3$  К). Магнитное поле  $B = 0.1$  Тл, перпендикулярное плоскости образца, было достаточно велико для измерения холловского напряжения. В то же время, это поле достаточно мало, чтобы выполнялось неравенство  $\omega_c \tau \ll 1$  (в нашем случае для всех измерений  $\omega_c \tau \leq 0.05$ ), необходимое для применимости теорий [6, 8] и для подавления осцилляций Шубникова – де Гааза.

Измерения проводились на переменном токе величиной  $I_x = 20$  нА и частотой 7.6 Гц при помощи синхронного детектора, регистрирующего действительную и мнимую компоненты сигнала. Холловское напряжение  $V_y$  измерялось при двух противоположных направлениях поля. Результат измерений усреднялся, чтобы исключить вклад  $\rho_{xx}$  в  $\rho_{xy}$ . При температурах  $T < 1$  К возникало отличие между  $\rho_{xy}(B)$  и  $|\rho_{xy}(-B)|$  и появлялась заметная мнимая компонента в  $V_y$ . По этой причине анализировались только данные в диапазоне температур  $T > 1$  К. Эксперимент проводился следующим образом: для каждого из направлений магнитного поля образец медленно отогревался. При этом напряжение на затворе полевой структуры  $V_g$ , определяющее концентрацию электронов  $n$ , периодически проходило ряд фиксированных значений. Для каждого значения напряжения  $V_g$  измерялись  $V_x$  и  $V_y$ . Вследствие низкой частоты модуляции и малой величины сигнала требовалось большое время накопления, поэтому цикл измерений занимал около 16 ч.

На рис.1 и 2 приведены изменения холловского сопротивления  $\delta\rho_{xy}$  и диагональная компонента проводимости в зависимости от температуры для концентраций электронов  $5.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $11.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,

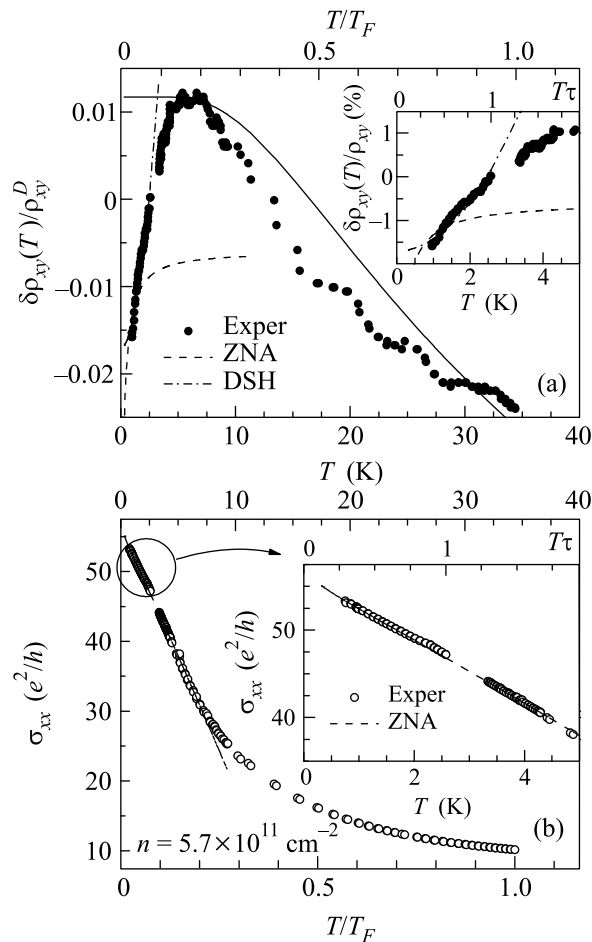


Рис.1. (а) Температурная зависимость отклонения холловского сопротивления от классического значения (точки). (б) Температурная зависимость диагональной компоненты проводимости (светлые кружки). Концентрация  $n = 5.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . На вставках изображены начальные участки зависимостей. Штриховые линии – вычисленные квантовые поправки [2]. Штрихпунктирные линии – квазиклассическая поправка по формуле (4). Сплошная линия – термоактивационная зависимость по формуле (6)

соответственно. Изменение холловского сопротивления вычислялось относительно классического значения  $H/n_{\text{sdh}} e c$ , где  $n_{\text{sdh}}$  определялась из частоты осцилляций Шубникова – де Гааза в диапазоне температур  $T = 0.5 - 2$  К. На температурной зависимости  $\delta\rho_{xy}$  виден хорошо различимый максимум, который при увеличении плотности электронов смещается в область более высоких температур. Максимальное изменение  $\rho_{xy}$  составляет 1–3%. В этом же диапазоне температур  $\sigma_{xx}$  монотонно падает в пять раз. Низкотемпературный участок  $\sigma_{xx}(T)$  количественно согласуется с квантовыми поправками за счет взаимодействия [2] без подгоночных параметров [10] (см. штриховые кривые на рис. 1б, 2б). При вычислении

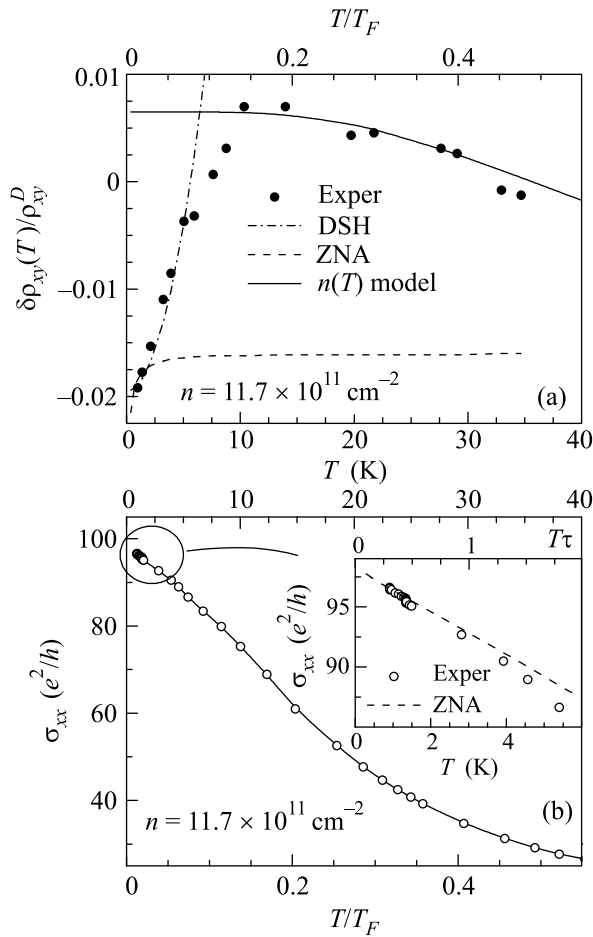


Рис. 2. (а) Температурная зависимость  $\delta\rho_{xy}$  (точки). (б) Температурная зависимость  $\sigma_{xx}$  (светлые кружки). Концентрация  $n = 11.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . На вставках изображены начальные участки зависимостей. Штриховые линии – вычисленные квантовые поправки [2]. Штрихпунктирные линии – квазиклассическая поправка по формуле (4). Сплошная линия – термоактивационная зависимость по формуле (6)

як были использованы  $m^*(n)$  и  $F_0^\sigma(n)$ , определенные независимо [11].

**“Низкие” температуры** ( $T \ll T_F$ ,  $T\tau \lesssim 1$ ). Квантовая поправка к  $\rho_{xy}$ , вычисленная по формуле (1) с теми же значениями  $m^*$  и  $F_0^\sigma$  (штриховые линии на рис. 1а и 2а), оказывается не только на порядок меньше, чем экспериментально наблюдаемая зависимость, но и не согласуется с ней качественно. В то же время квазиклассическая поправка (4), изображенная на рис. 1а, 2а штрихпунктирной линией, согласуется с низкотемпературной областью зависимости  $\delta\rho_{xy}(T)$ . Это согласие указывает на преобладание квазиклассических, а не квантовых эффектов в  $\rho_{xy}(T)$  при температурах  $T > 1 \text{ К}$ . Следует, однако, отметить, что для достижения наилучшего согла-

сия с экспериментальными данными обе теоретические кривые были произвольно смещены по вертикали. Это допустимо, потому что при определении абсолютного значения плотности электронов из осцилляций Шубникова – де Гааза возможна погрешность  $\sim 1 - 2\%$ .

**“Высокие” температуры** ( $T \gtrsim 0.3T_F$ ,  $T\tau \gg 1$ ). В высокотемпературной области измеренное  $\rho_{xy}(T)$  уменьшается с ростом температуры. Квантовые поправки [2] в этой области пренебрежимо малы, поэтому наблюдаемый эффект, вероятно, имеет квазиклассическое происхождение. Спадающая зависимость  $\rho_{xy}(T)$  наблюдалась ранее для 2D системы электронов в Si [12] и 2D системы дырок в GaAs [13, 14]. Этот эффект был качественно объяснен в [8] на основе формулы (3) путем численного расчета температурной зависимости  $\tau$  для конкретного образца p-GaAs. Возможно, что этот механизм вносит вклад в  $\rho_{xy}(T)$  и для нашей 2D системы, однако подобный расчет требует использования в качестве подгоночных параметров плохо известных микроскопических характеристик флуктуаций потенциала.

При высоких температурах,  $T \sim T_F$ , возможен также другой механизм возникновения зависимости  $\rho_{xy}(T)$ , если, помимо делокализованных, имеются еще и локализованные электроны. В такой “двухзонной” модели полная концентрация электронов  $n_{\text{tot}}$  в системе определяется только напряжением на затворе и не зависит от температуры, а концентрация делокализованных носителей зависит от температуры вследствие термоактивации из зоны локализованных состояний. С увеличением температуры число свободных электронов растет и, следовательно, холловское сопротивление падает.

Рассмотрим простую количественную модель этого явления, схематически изображенную на рис. 3. Пусть электронная система состоит из ферми-газа делокализованных электронов и “хвоста” локализованных электронов [15, 16] с плотностью состояний  $n_{\text{loc}}^0 \delta(\epsilon)$ , расположенных у дна зоны проводимости. Запишем условие постоянства числа частиц:

$$n_{\text{tot}} = \frac{n_{\text{loc}}^0}{1 + e^{-\mu/T}} + \frac{2m}{\pi} T \ln(1 + e^{\mu/T}), \quad (5)$$

где  $\mu$  – химический потенциал, а энергия отсчитывается от дна зоны проводимости. В холловское сопротивление дают вклад только делокализованные электроны, концентрация которых

$$n_{\text{del}} = n_{\text{tot}} - \frac{n_{\text{loc}}^0}{1 + e^{-\mu/T}}. \quad (6)$$

Таким образом, в рамках этой простой модели три параметра,  $m$ ,  $n_{\text{tot}}$  и  $n_{\text{loc}}^0$ , определяют  $\mu$  как функцию

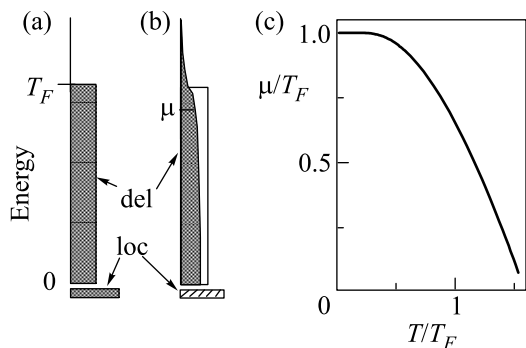


Рис.3. Схематическое изображение процесса термоактивации в модели с зонами делокализованных (del) и локализованных (loc) состояний. (а) Распределение электронов по энергиям при  $T = 0$ . (б) То же для конечной температуры  $T \sim T_F$ . Штриховка изображает частично заполненную зону локализованных состояний, а зачерненные области – полностью заполненную зону. (с) Температурная зависимость химического потенциала

температуры, а следовательно, и  $\rho_{xy}(T) = H/n_{del}ec$ . Первые два параметра могут быть определены независимо, а последний является подгоночным. В исследованной области концентраций электронов  $n > 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  перенормировка эффективной массы мала [11], поэтому для расчетов использовалась зонная масса  $m = 0.205m_e$  [11]. Поскольку вариации  $\rho_{xy}$  малы (рис.1а,2а), то с хорошей точностью  $n_{tot} \approx n_{sdh}$ . Единственный подгоночный параметр  $n_{loc}$  был для простоты выбран не зависящим от концентрации.

В результате подгонки было определено  $n_{loc}^0 = 0.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , которое неплохо описывает высокотемпературные части зависимостей  $\rho_{xy}(T)$  для разных концентраций (см. рис.1а, 2а). Изображенные на рис.1а и 2а вычисленные зависимости были сдвинуты по вертикали на 1–2% для достижения наилучшего согласия аналогично тому, как это было сделано выше при сопоставлении с теориями [2, 8]. Интересно, что  $n_{loc}^0$  по порядку величины равно  $0.5n_c$  для нашей системы, где  $n_c = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  – концентрация носителей, при которой происходит переход металл–диэлектрик при  $B = 0$  [17]. Это находится в качественном согласии с моделью, учитывающей вклад зоны сильно локализованных состояний [16], и представлениями о заполнении 2D системы электронами [18]. Действительно, при увеличении концентрации в 2D системе делокализованные электроны могут появиться только после нелинейного экранирования случайного потенциала электронами, локализованными в ямах потенциала.

Таким образом, в данной работе обнаружена слабая ( $\sim 2\%$ ) немонотонная температурная зависимость холловского сопротивления 2D системы электронов в кремнии с максимумом при температурах  $T_{max} \approx (0.15 - 0.2)T_F$ . В этой же области температур и концентраций диагональная компонента проводимости демонстрирует сильную и монотонную “металлическую” температурную зависимость. В низкотемпературной ( $T < T_{max}$ ) области  $\rho_{xy}(T)$  лучше согласуется с простой квазиклассической зависимостью [8] в наинизшем порядке по температуре ( $\propto (T/T_F)^2$ ), чем с квантовыми поправками за счет взаимодействия [6]; это указывает на то, что температуры в изученной области ( $T\tau > 0.3$ ) слишком высоки для наблюдения квантовых поправок. Для высокотемпературной области ( $T > T_{max}$ ) зависимость  $\rho_{xy}(T)$  может быть объяснена как температурно-зависимым экранированием примесей [8], так и термоактивацией локализованных электронов в зону проводимости. Вообще говоря, все рассмотренные выше модели могут одновременно вносить аддитивные вклады в холловское сопротивление. Добавим в заключение, что если оцененное выше количество локализованных состояний сохранится вплоть до низких концентраций, то они могут сыграть существенную роль в переходе металл–диэлектрик.

Авторы признательны Г. М. Минькову, А. Д. Мирлину и Б. Н. Нарожному за обсуждения. Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований, Президиума и ОФН РАН, Президентской Программой поддержки ведущих научных школ, а также Австрийским грантом # FWF P16160.

1. A. Gold and V. T. Dolgoplov, Phys. Rev. **B33**, 1076 (1986).
2. G. Zala, B. N. Narozhny, and I. L. Aleiner, Phys. Rev. **B64**, 214204 (2001).
3. B. Spivak, Phys. Rev. **B67**, 125205 (2003).
4. M. Khodas and A. M. Finkel'stein, Phys. Rev. **B68**, 155114 (2003).
5. I. V. Gornyi and A. D. Mirlin, Phys. Rev. **B69**, 045313 (2004).
6. G. Zala, B. N. Narozhny, and I. L. Aleiner, Phys. Rev. **B64**, 201201 (2001).
7. B. L. Altshuler, D. Khmel'nitzkii, A. I. Larkin, and P. A. Lee, Phys. Rev. **B22**, 5142 (1980).
8. S. Das Sarma and E. H. Hwang, cond-mat/0412670.
9. S. Das Sarma and E. H. Hwang, Phys. Rev. **B69**, 195305 (2004).
10. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 126403 (2003).

11. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, N. Butch et al., Phys. Rev. Lett **88**, 196404 (2002).
12. V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Письма в ЖЭТФ **70**, 48 (1999).
13. X. P. A. Gao, G. S. Boebinger, A. P. Mills, Jr. et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 256402 (2004).
14. C. E. Yasin, T. L. Sobey, A. P. Micolich et al., condmat/0403411.
15. N. F. Mott, *Metal-insulator transitions*, Taylor and Francis Ltd., London, 1974.
16. V. I. Kozub and N. V. Agrinskaya, Phys. Rev. **B64**, 245103 (2001).
17. S. V. Kravchenko, G. V. Kravchenko, J. E. Furneaux et al., Phys. Rev. **B50**, 8039 (1994).
18. T. M. Klapwijk and S. Das Sarma, Solid State Commun. **B110**, 581 (1999).