

Транспорт заряда в спин-поляризованной двумерной электронной системе в кремнии

Д. А. Князев¹⁾, О. Е. Омеляновский, А. С. Дормидонтов, В. М. Пудалов

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

Поступила в редакцию 13 марта 2006 г.

Изучены температурные зависимости проводимости $\sigma(T)$ сильнодействующей двумерной электронной системы в кремнии, как в нулевом, так и в спин-поляризующем магнитном поле 14.2 Т, параллельном плоскости образца. Измерения проведены в широкой области температур (1.4 – 9) К, в баллистическом режиме электрон-электронного взаимодействия $T\tau > 1$. В нулевом магнитном поле полученные данные $\sigma(T)$ количественно описываются теорией квантовых поправок за счет взаимодействия. В полностью спин-поляризованном состоянии измеренные зависимости $\sigma(T)$ нелинейны и даже немонотонны в том же самом диапазоне температур, в котором при отсутствии поля зависимости $\sigma(T)$ монотонны. Тем не менее, низкотемпературные части экспериментальных зависимостей $\sigma(T)$ линейны и качественно согласуются с вычисленными квантовыми поправками.

PACS: 71.10.Ay, 75.47.Jn

Электрон-электронное взаимодействие приводит к ряду существенных эффектов в проводимости и магнитопроводимости в двумерных (2D) системах носителей заряда [1], в частности: а) сильной температурной зависимости проводимости металлического типа ($d\sigma/dT > 0$) в нулевом магнитном поле [1–4]; б) сильному магнитосопротивлению в магнитном поле, параллельном 2D плоскости [5–8].

В настоящее время существует ряд моделей, претендующих на объяснение этих, а также других эффектов перенормировки параметров квазичастиц сильным электрон-электронным взаимодействием [2] как в рамках ферми-жидкостной теории, так и выходящих за ее рамки. В данной работе, в частности, сравниваются с экспериментом предсказания: а) теории квантовых поправок за счет взаимодействия [9] и б) двухфазной модели [10], рассматривающей двумерную электронную систему как состоящую из электронной жидкости с вкраплениями вигнеровского кристалла. Первая из них описывает качественно, и в ряде случаев даже количественно, температурную зависимость проводимости и магнитопроводимости 2D систем [11–15] как следствие ферми-жидкостных эффектов. Вторая модель качественно объясняет перечисленные выше эффекты в проводимости с существенно не ферми-жидкостной точки зрения.

Чувствительной проверкой упомянутых теорий может служить исследование системы в магнитном поле, большем поля полной спиновой поляризации

B_{pol} , приложенном параллельно 2D плоскости. Этот случай довольно прост с теоретической точки зрения (так как параллельное магнитное поле влияет только на спины электронов и не влияет на их орбитальное движение), а предсказания разных теорий для спин-поляризованного состояния существенно отличаются друг от друга. Поэтому исследование транспорта при полной спиновой поляризации электронов может служить дополнительным ключом к пониманию состояния сильнодействующей электронной 2D системы.

Измерения $\sigma(T)$ в полностью спин-поляризованном состоянии уже проводились ранее в работах [16, 17]. В частности, в работе [16] сообщалось о том, что в магнитном поле 10 Тл проводимость практически не зависит от температуры в диапазоне $T = (0.3 – 3)$ К; этот результат, казалось бы, подтверждает предсказания двухфазной модели [10]. Однако использованное поле 10 Тл было, по-видимому, недостаточно сильным для полной спиновой поляризации электронной системы в исследованном диапазоне концентраций $(1 – 2.5) \cdot 10^{11}$ см⁻². В работе [17] в диапазоне температур (0.1 – 1.2) К измерялось отношение производных $\sigma_D^{-1} d\sigma/dT$ в нулевом магнитном поле и в поле полной спиновой поляризации. Было обнаружено, что это отношение согласуется с теорией температурно-зависимого экранирования [18–21] и не согласуется с квантовыми поправками [9] для баллистического режима взаимодействия. Следует, однако, отметить, что приложение параллельного поля увеличивает эффективный беспорядок в 2D системе (уменьшает τ). Поэтому, хотя в нулевом магнитном

¹⁾e-mail: knyazev@mail1.lebedev.ru

поле температурный диапазон измерений в обеих работах [16, 17] соответствовал баллистическому режиму взаимодействия $T\tau > 1$, в сильном магнитном поле этот же диапазон температур соответствовал переходной области $T\tau \sim 1$ между диффузионным и баллистическим режимами взаимодействия. Таким образом, сравнение наклонов кривых $\sigma(T)$ проводилось для двух различных режимов электрон-электронного взаимодействия.

В данной работе нами проведены измерения температурной зависимости проводимости при более высоких температурах (1.4–9) К и в более сильном магнитном поле 14.2 Тл. Благодаря такому выбору условий, измерения заведомо соответствовали баллистическому режиму взаимодействия $T\tau > 1$ как в нулевом магнитном поле, так и в поле полной спиновой поляризации электронов. Результаты наших измерений в сильном магнитном поле $\sigma(T)$ не согласуются с выводами не ферми-жидкостной модели [10], которая предсказывает полное исчезновение температурной зависимости проводимости в спин-поляризованном состоянии. Полученные данные в нулевом магнитном поле, как и в работе [11], количественно описываются теорией квантовых поправок [9] без подгоночных параметров. В спин-поляризованном состоянии температурная зависимость проводимости согласуется с квантовыми поправками только качественно, наклоны экспериментальных кривых $\sigma(T)$ отличаются от теоретически предсказанных в 1.2 – 2.8 раза.

Исследования были проведены на (100)-Si МДП структуре с инверсионным слоем электронов, с прямоугольным каналом $5 \times 0.8 \text{ мкм}^2$, с максимальной подвижностью носителей $\mu \approx 2 \text{ м}^2/\text{Вс}$ при $T = 1.4 \text{ К}$. Проводимость измерялась при помощи стандартной четырех-контактной методики на переменном токе частотой $\approx 5 \text{ Гц}$. Пропускаемый через образец ток был достаточно малым ($I \approx 10 \text{ нА}$), чтобы предотвратить перегрев электронов. Плоскость образца была ориентирована параллельно магнитному полю с точностью $\approx 1^\circ$; контроль ориентации проводился по подавлению пика слабой локализации в $\rho_{xx}(B_\perp)$ при повороте плоскости образца относительно направления магнитного поля.

1. Измерения $\sigma(T)$ в нулевом магнитном поле. До исследований $\sigma(T, B)$ в сильном магнитном поле мы провели измерения проводимости в нулевом магнитном поле и сопоставили результаты с теорией. Зависимости $\rho(T)$ в нулевом магнитном поле для различных концентраций электронов приведены на рис.1. В отсутствие поля сопротивление образца сильно зависит от температуры (см. рис.1), демонстрируя “металлическую” проводимость, типичную

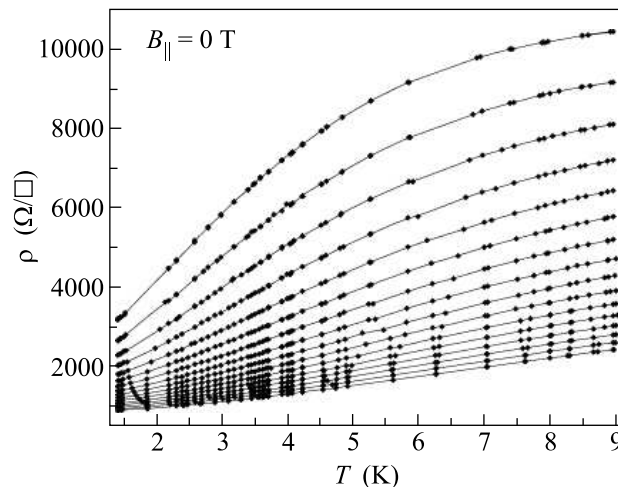


Рис.1. Температурные зависимости $\rho(T)$ для концентраций (сверху вниз) 1.92, 2.04, 2.16, 2.28, 2.39, 2.51, 2.63, 2.75, 2.86, 2.98, 3.10, 3.22, 3.34, 3.45, 3.57, 3.69 (в единицах 10^{11} см^{-2}). Магнитное поле $B_{||} = 0 \text{ Тл}$

для образцов с высокой подвижностью при низкой концентрации носителей (то есть при сильном межэлектронном взаимодействии).

На рисунке отчетливо видны линейные участки зависимостей $\rho(T)$ в области низких температур. Малые значения удельного сопротивления показывают, что исследуемая область концентраций лежит в металлической области ($\rho_D \ll h/e^2$), и условия применимости теории квантовых поправок [9] выполнены. На рис.2 значения проводимости для низкотемпе-

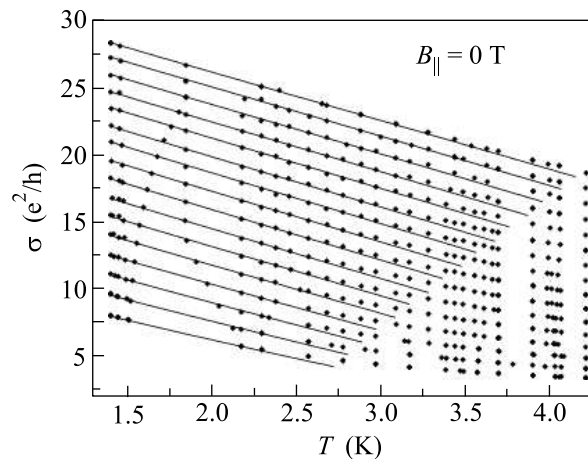


Рис.2. Сравнение экспериментальных зависимостей $\sigma(T)$ с вычисленными квантовыми поправками из-за взаимодействия (1) для концентраций (снизу вверх) 1.92, 2.04, 2.16, 2.28, 2.39, 2.51, 2.63, 2.75, 2.86, 2.98, 3.10, 3.22, 3.34, 3.45, 3.57, 3.69 (в единицах 10^{11} см^{-2}). Точки – эксперимент, сплошные линии – теория. Магнитное поле $B_{||} = 0 \text{ Тл}$

ратурной области (пересчитанные из данных рис.1) сравниваются с квантовыми поправками [9]:

$$\sigma(T) = \sigma_D + \delta\sigma_C + 15 \cdot \delta\sigma_T, \quad (1)$$

где σ_D – друдевская проводимость, $\delta\sigma_C$ и $\delta\sigma_T$ – синглетный и триплетный члены квантовой поправки, соответственно; коэффициент 15 связан с двойным вырождением по спину и долинам [22]. Поправка, связанная со слабой локализацией, в данном диапазоне температур мала [23] и не учитывалась при расчете.

Входящая в триплетный член $\delta\sigma_T$ фермижидкостная константа F_0^σ была измерена независимо [24]. Друдевская проводимость σ_D определялась экстраполяцией экспериментальных данных $\sigma(T)$ к $T = 0$ К согласно теоретической зависимости (1) для баллистического режима; при определении τ из σ_D использовалась зонная масса $m^* = 0.205 \cdot m_e$ (m_e – масса электрона) [24].

Из рис.2 видно, что, так же как и в предыдущих работах [11–13], вычисленные квантовые поправки количественно описывают низкотемпературные участки экспериментальных кривых $\sigma(T)$ без подгоночных параметров во всем исследованном диапазоне концентраций электронов.

2. Измерения $\sigma(T)$ в сильном магнитном поле. Для сопоставления транспортных свойств системы в спин-поляризованном состоянии и в нулевом магнитном поле мы измерили зависимости $\rho(T)$ в магнитном поле $B_{||} = 14.2$ Тл для тех же значений концентраций электронов, что и в нулевом магнитном поле. Экспериментальные зависимости $\rho(T)$ для различных концентраций электронов в магнитном поле $B_{||} = 14.2$ Тл приведены на рис.3.

Видно, что, во-первых, температурные зависимости $\rho(T, B_{||} = 14.2$ Тл) сильно ослаблены по сравнению со случаем нулевого магнитного поля (рис.1). Видно также, что магнитное поле увеличило эффективный беспорядок в системе, что проявилось примерно в четыре раза больших значениях удельного сопротивления по сравнению с данными рис.1. Это четырехкратное увеличение сопротивления согласуется с результатами теории температурно-зависимого экранирования [20, 21], в которой оно связывается с увеличением k_F в $\sqrt{2}$ раз, а также с уменьшением плотности состояний электронов и увеличением радиуса экранирования в 2 раза.

Во-вторых, увеличение температурного диапазона измерений позволило выявить немонотонность зависимостей $\rho(T)$ в сильном параллельном магнитном поле (см. рис.3). Несмотря на общую нелинейность зависимостей $\rho(T)$, для всех концентраций на рис.3 при низких температурах видны линейные участки,

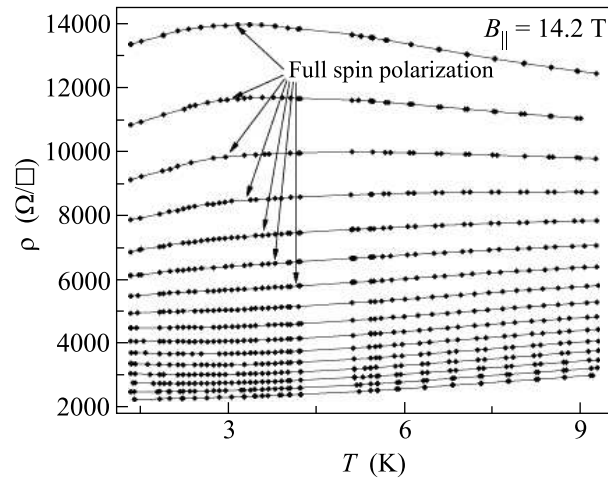


Рис.3. Температурные зависимости $\rho(T)$ для концентраций (сверху вниз) 1.92, 2.04, 2.16, 2.28, 2.39, 2.51, 2.63, 2.75, 2.86, 2.98, 3.10, 3.22, 3.34, 3.45, 3.57, 3.69 (в единицах 10^{11} см^{-2}). Магнитное поле $B_{||} = 14.2$ Тл. Стрелками отмечены кривые с полной спиновой поляризацией 2D системы (концентрации 1.92, 2.04, 2.16, 2.28, 2.39, 2.51, 2.63)

которые могут быть сопоставлены с теорией квантовых поправок [9]. Отмеченные стрелками на рис.3 кривые $\rho(T)$ отвечают условию полной спиновой поляризации $g\mu_B B_{||} > 2E_F$; низкотемпературные участки этих кривых, пересчитанные в проводимость $\sigma(T)$, приведены на рис.4. Для сравнения на рисунке

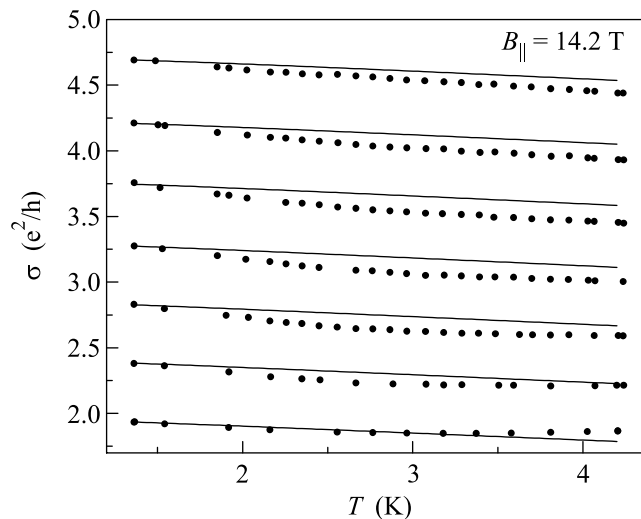


Рис.4. Сравнение экспериментальных зависимостей $\sigma(T)$ с вычисленными квантовыми поправками из-за взаимодействия (2) для концентраций (снизу вверх) 1.92, 2.04, 2.16, 2.28, 2.39, 2.51, 2.63 (в единицах 10^{11} см^{-2}). Точки – эксперимент, сплошные линии – теория. Магнитное поле $B_{||} = 14.2$ Тл

также приведены квантовые поправки, вычисленные для спин-поляризованного состояния [25]:

$$\sigma(T) = \sigma_D + \delta\sigma_C + 3 \cdot \delta\sigma_T. \quad (2)$$

Уменьшение числа триплетных членов с $(2n_v)^2 - 1 = 15$ до $n_v^2 - 1 = 3$ связано со снятием спинового вырождения при неизменном двукратном долинном вырождении $n_v = 2$ [22]. При расчете квантовых поправок для спин-поляризованного состояния мы использовали те же значения F_0^σ и m^* , что и в случае нулевого магнитного поля [26, 27]. В связи с увеличившимся беспорядком в системе для спин-поляризованного состояния нами были заново определены значения τ из σ_D , путем экстраполяции кривых $\sigma(T, B_{\parallel} = 14.2 \text{ Тл})$ к $T = 0 \text{ К}$. Отметим также, что, несмотря на уменьшившиеся значения τ , температурный диапазон измерений по-прежнему соответствовал баллистическому режиму взаимодействия.

Из рис.4 видно, что экспериментальные данные находятся в качественном согласии с квантовыми поправками. Несмотря на то, что температурные зависимости $\sigma(T)$ в спин-поляризованном состоянии заметно (в 3 – 5 раз) ослаблены по сравнению со случаем нулевого магнитного поля (рис.2), их наклоны $d\sigma/dT$ отличны от нуля, что явно противоречит предсказаниям не ферми-жидкостной двухфазной модели [10]. Для самых низких концентраций (нижние кривые на рис.4) расхождение измеренных наклонов с теоретическими составляет примерно 20 – 30 %. Такое расхождение, возможно, связано с тем, что квантовые поправки вычислены в работе [9] для области $\sigma_D h/e^2 \gg 1$, в то время как для наинизших кривых на рисунке $\sigma_D h/e^2 \sim 2 - 3$. Для более высоких концентраций (верхние кривые на рис.4) наклоны экспериментальных кривых отличаются от рассчитанных примерно в 2 – 2.8 раза. Увеличение расхождения с ростом концентрации электронов, возможно, связано с уменьшением степени спиновой поляризации при конечных температурах: $g\mu_B B_{\parallel} - 2E_F \sim T$. В то же время, теория температурно-зависимого экранирования [19, 20] предсказывает $(d\sigma(T, B_{\text{pol}})/dT)/(d\sigma(T, 0)/dT) = 1/2(\sigma_D(B_{\text{pol}})/\sigma_D(0)) = 1/8$; однако согласно экспериментальным данным (рис.2, 4) это же отношение слабо варьируется с изменением концентрации и равно ≈ 0.04 , то есть примерно в 3 раза меньше.

Таким образом, в данной работе проведены измерения температурной зависимости проводимости 2D электронной системы в Si как в отсутствие магнитного поля, так и в спин-поляризованном состоянии. Обнаружено, что проводимость в спин-поляризованном состоянии немонотонно зависит от

температуры, что не объясняется ни одной из существующих теорий. В области низких температур (тем не менее, в баллистическом режиме взаимодействия $T\tau > 1$) проводимость приблизительно линейно зависит от температуры как в нулевом магнитном поле, так и в поле полной спиновой поляризации, что позволило нам сопоставить экспериментальные данные с теоретическими предсказаниями. Температурная зависимость проводимости в спин-поляризованном состоянии сильно ослаблена по сравнению со случаем нулевого магнитного поля, однако отнюдь не исчезающе мала; этот результат находится в противоречии с двухфазной моделью [10]. В то время как при $B_{\parallel} = 0 \text{ Тл}$ измеренные зависимости $\sigma(T)$ количественно описываются теорией квантовых поправок [9], в спин-поляризующем магнитном поле согласие с теорией лишь качественное; в обоих случаях сравнение с теорией проводилось без использования подгоночных параметров. Измеренное отношение наклонов температурных зависимостей в спин-поляризующем и нулевом магнитных полях $(d\sigma(T, B_{\text{pol}})/dT)/(d\sigma(T, 0)/dT)$ в $\approx 1.2 - 3$ раза больше значений, предсказываемых теорией квантовых поправок, и в ≈ 3 раза меньше, чем значение, даваемое теорией температурно-зависимого экранирования.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований, Президиума и ОФН РАН, Президентской программой поддержки ведущих научных школ, а также INTAS. Д. А. К. признателен УНК ФИ РАН и Фонду содействия отечественной науке за финансовую поддержку.

1. E. Abrahams, S.V. Kravchenko, and M.P. Sarachik, Rev. Mod. Phys. **73**, 251 (2001); V.M. Pudalov, in: *The Electron Liquid Paradigm in Condensed Matter Physics*, Eds. G. F. Giuliani and G. Vignale, IOS press, Amsterdam, 2004.
2. V.M. Pudalov, M.E. Gershenson, and H. Kojima, Chapter 19 in: *Fundamental problems of mesoscopic physics*, NATO science series, Eds. I. Lerner, B. Altshuler, and Y. Gefen, (Kluwer Academic Publ., Dordrecht, 2004, p. 309.
3. S.V. Kravchenko, G.V. Kravchenko, J.E. Furneaux et al., Phys. Rev. B **50**, 8039 (1994).
4. S.V. Kravchenko, W.E. Mason, G.E. Bowker, J.E. Furneaux et al., Phys. Rev. B **51**, 7038 (1995).
5. D. Simonian, S.V. Kravchenko, M.P. Sarachik, and V.M. Pudalov, Phys. Rev. Lett. **79**, 2304 (1997).
6. V.M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Письма в ЖЭТФ **65**, 932 (1997).
7. V.M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Physica B **249-251**, 697 (1998).

8. T. Okamoto, K. Hosoya, S. Kawaji, and A. Yagi, Phys. Rev. Lett. **82**, 3875 (1999).
9. G. Zala, B. N. Narozhny, and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **64**, 214204 (2001).
10. B. Spivak, Phys. Rev. B **64**, 085317 (2001).
11. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 126403 (2003).
12. Y. Y. Proskuryakov, A. K. Savchenko, S. S. Safonov et al., Phys. Rev. B **68**, 076406 (2002).
13. A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **66**, 073303 (2002).
14. S. A. Vitkalov, K. James, B. N. Narozhny et al., Phys. Rev. B **67**, 113310 (2003).
15. E. B. Olshanetsky, V. Renard, Z. D. Kvon et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 126403 (2002).
16. Y. Tsui, S. A. Vitkalov, M. P. Sarachik, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **71**, 113308 (2005).
17. A. A. Shashkin, E. V. Deviatov, V. T. Dolgoplov et al., cond-mat/0504301.
18. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **44**, 1469 (1980).
19. A. Gold and V. T. Dolgoplov, Phys. Rev. B **33**, 1076 (1986).
20. V. T. Dolgoplov and A. Gold, Письма в ЖЭТФ **71**, 42 (2000).
21. S. Das Sarma and E. H. Hwang, Phys. Rev. B **72**, 205303 (2005).
22. Во всем исследованном диапазоне температур меж-долинное расщепление $\Delta_v \ll T$ и поэтому не влияет на число триплетных членов в формулах (1) и (2).
23. G. Brunthaler, A. Prinz, G. Bauer, and V. M. Pudalov, Phys. Rev. Lett. **87**, 096802 (2001).
24. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 196404 (2002).
25. И. Л. Алейнер, частное сообщение.
26. В работах [11, 27] было показано, что эффективная масса в Si-МДП структурах не зависит от параллельного магнитного поля. Зависимость $F_0^\sigma(B_{\parallel})$ проявляется лишь в слабых магнитных полях, а в поле полной спиновой поляризации F_0^σ экстраполируется к тому же значению, что и в нулевом магнитном поле [2].
27. A. A. Shashkin, M. Rahimi, S. Anissimova et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 046403 (2003).