Письма в ЖЭТФ, том 111, вып. 4, с. 237 – 241 © 2020 г. 25 февраля

Экспериментальное свидетельство неоднородного состояния коррелированной двумерной электронной системы вблизи перехода металл–изолятор

В. М. Пудалов[+*1)], *М. Е. Гершензон*[×]

[+] *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*] *Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия*

[×] *Department of Physics and Astronomy, Rutgers University, 08854 New Jersey, USA*

Поступила в редакцию 31 декабря 2019 г.
После переработки 31 декабря 2019 г.
Принята к публикации 31 декабря 2019 г.

При измерении осциллирующего магнитосопротивления в двумерной системе в Si-MOS структурах в слабом перпендикулярном магнитом поле мы обнаружили, что квантовые осцилляции наблюдаются вплоть до критической электронной концентрации n_c перехода в режим сильной локализации. При столь малых концентрациях осцилляции имеют ожидаемый период, фазу и амплитуду, несмотря на то, что значение проводимости становится менее e^2/h, и, следовательно, длина пробега становится менее λ_F. Это кажущееся противоречие с критерием диффузионного транспорта Иоффе–Регеля, на наш взгляд, объясняется возникновением неоднородного состояния 2D системы, в котором области с диффузионной и прыжковый проводимостью оказываются пространственно разделены.

DOI: 10.31857/S0370274X20040062

Свойства сильно-коррелированной двумерной (2D) системы электронов продолжают оставаться в центре внимания и дискуссий исследователей [1–7], а основное состояние системы в пределе $T = 0$ остается вызовом как теории, так и эксперименту. Это относится к потенциальным квантовым фазовым переходам в 2D системе (при $T \to 0$), таким как вигнеровская кристаллизация в отсутствии магнитного поля [8–11], ферромагнитная (стонеровская) неустойчивость [12–19], изменение топологии поверхности Ферми [20, 21] и переход металл-изолятор (2D MIT) [10–13, 22–25].

Во многих теоретически рассматриваемых сценариях перечисленных фазовых переходов предполагается, что состояние 2D системы остается макроскопически однофазным при усилении межчастичного взаимодействия, т.е. при понижении концентрации электронов n, вплоть до точки перехода при $n = n_c$ [12, 13, 22–25].

В противоположность этому, возникновение двухфазного макроскопически неоднородного состояния как смеси вигнеровских кристаллитов и коррелированной Ферми жидкости рассматривалось в работах Спивака и др. [26, 27]. Известно также, что фазово-неоднородное состояние зачастую возникает в окрестности перехода сверхпроводник–изолятор или металл–волна спиновой плотности (изолятор) в системах пониженной размерности [28, 29]. В 2D дырочной системе в гетеропереходах GaAs/AlGaAs пространственно-неоднородное состояние экспериментально наблюдалось в работе [30] с помощью локального измерения электронной сжимаемости $\partial\mu/\partial n$. Результаты этой работы, однако, дискутировались, так как сам одноэлектронный датчик-электрометр может, в принципе, влиять на локальное состояние электронов в 2D системе. Tracy и др. [31] изучали проводимость 2D электронного газа в GaAs/AlGaAs-структуре с затвором с помощью двух различных методов: распространение поверхностной акустической волны и низкочастотные измерения адмитанса. Было обнаружено, что два метода дают сильно различающуюся информацию о проводимости при понижении концентрации электронов и на основании этого сделан вывод о развитии неоднородного пространственного состояния вблизи перехода в сильно-локализованное состояние.

В термодинамических измерениях спиновой намагниченности в работе [32] был обнаружен аномально сильный магнитный отклик, свидетельствующий о существовании в мажоритарной фазе Ферми-

1)e-mail: pudalov@lebedev.ru

жидкости коллективных локализованных состояний с полным спином ~ 2 (так называемые "спиновые капли"). Наблюдавшиеся в работах [33, 34] особенности в магнитопроводимости в параллельном магнитном поле также были интерпретированы авторами как следствие фазово-неоднородного состояния. Развитие неоднофазного состояния из затравочного случайного потенциала в условиях нелинейного экранирования теоретически рассматривалось в ряде работ, например, в [35].

Во всех перечисленных случаях рассматривалось сосуществование фазы изолятора и проводника [33, 34] или изолятора и сверхпроводника [28, 29]. Можно предположить, что первичный источник фазового расслоения – случайные флуктуации потенциала – являются симметричными по энергии относительно ее среднего значения и, следовательно, наряду с локальными областями "обеднения" ($n < \overline{n}$, фаза изолятора любой природы) должны также возникать и локальные области "обогащения" ($n > \overline{n}$, с повышенной величиной проводимости). В связи с этим в ряде работ транспорт заряда в окрестности перехода в состояние изолятора рассматривался как классическая или квантовая перколяция [34–39]. Тем не менее, до сих пор модели перколяции имеют ряд недостатков и не смогли адекватно описать одновременно само существование перехода в состояние изолятора в коррелированной 2D системе и огромную амплитуду падения сопротивления (до 10 раз в Si-структурах МДП) при понижении температуры.

Целью данной работы является экспериментальная проверка однородности *проводящих* областей 2D электронной системы в режиме сильных корреляций. Поскольку магнитные измерения [32] нечувствительны к величине проводимости Ферми-жидкости и вообще ее спиновая намагниченность крайне мала, то нами выбран метод измерений транспорта заряда. Идея используемого подхода состоит в следующем: если система является макроскопически однородной, то и характерные времена релаксации в разных областях пространства должны быть одинаковыми. Отметим, что области локализованных состояний являются изолятором, для них ранее [32] было оценено характерное время перезарядки $\sim$мс; ясно, что эти области не вносят вклад в транспорт заряда при $T \to 0$.

Для ответа на вопрос о топологии (связности) проводящих областей в 2D системе мы измеряли квантовые осцилляции сопротивления (эффект Шубникова–де Гааза) при понижении концентрации носителей вплоть до критической концентрации перехода в состояние изолятора и провели качественное сравнение режима существования квантовых магнитоосцилляций в слабом перпендикулярном поле и проводимости в отсутствии поля. Как известно, амплитуда квантовых осцилляций определяется не только температурным размытием уровня Ферми, но и уширением уровней Ландау вследствие беспорядка. Последнее связано с рассеянием на все углы τ_q, в противоположность монотонному транспорту заряда, в котором время релаксации импульса τ_p зависит от рассеяния на большие углы $\sim\pi$.

1. Методика измерений. Измерения проведены в криостате растворения при температуре 0.1 К. Исследованный образец Si6-14 представлял собой структуру Si-MOS с двумерным электронным газом высокой подвижности, изготовленную на поверхности (001)Si. Образец имел прямоугольную геометрию с размерами $0.25 \times 2.5\,\text{мм}^2$ [40]. Критическая концентрация перехода металл–изолятор для данного образца составляла $n_c \approx (0.93 - 0.97) \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ (по различным критериям), безразмерный параметр взаимодействия при этой концентрации $r_s(n_c) \approx 9$. Измерения проводились с помощью моста переменного тока LR-700. При измерениях осциллирующего транспорта через образец пропускался ток низкой частоты амплитудой до 1 нА, что гарантировало отсутствие перегрева носителей.

Тепловой контакт к образцу осуществлялся несколькими Au-проволочками диаметром 75 мкм, приваренными к Al-контактным площадкам, напыленным поверх диффузионных омических контактов к двумерному слою электронов.

2. Осциллирующий транспорт. Примеры осцилляций проводимости в слабых полях при нескольких значениях концентрации n показаны на рис. 1. При "большой" концентрации электронов $n = 2 \times \times 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ проводимость высока, $k_F l \approx 8$ и в транспорте хорошо видны все признаки типичного ферми-жидкостного поведения: (i) пик сопротивления в малых полях вследствие подавления магнитным полем слабой локализации, (ii) квантовые осцилляции, зарождающиеся в более сильных полях, начиная с 0.2 Т и (iii) параболическое монотонное магнитосопротивление $\delta\rho_{xx} = (\omega_c\tau)^2\Delta\sigma_{xx}/\sigma_{xx}(0)^2$ [41]. В последней формуле $\sigma_{xx}(0)$ – удельная проводимость Друде, находимая путем экстраполяции к $T = 0$ проводимости в области температур соответствующей баллистическому режиму [40, 42–44], $\Delta\sigma_{xx}$ – поправка к проводимости от электрон-электронного взаимодействия, $\Delta\sigma_{xx} < 0$ в исследуемой системе Si-MOSFET при $n < 4 \cdot 10^{12}\,\text{см}^{-2}$ [45, 46].

При уменьшении концентрации удельное сопротивление $\rho_{xx}(n)$ быстро возрастает. Соответственно,

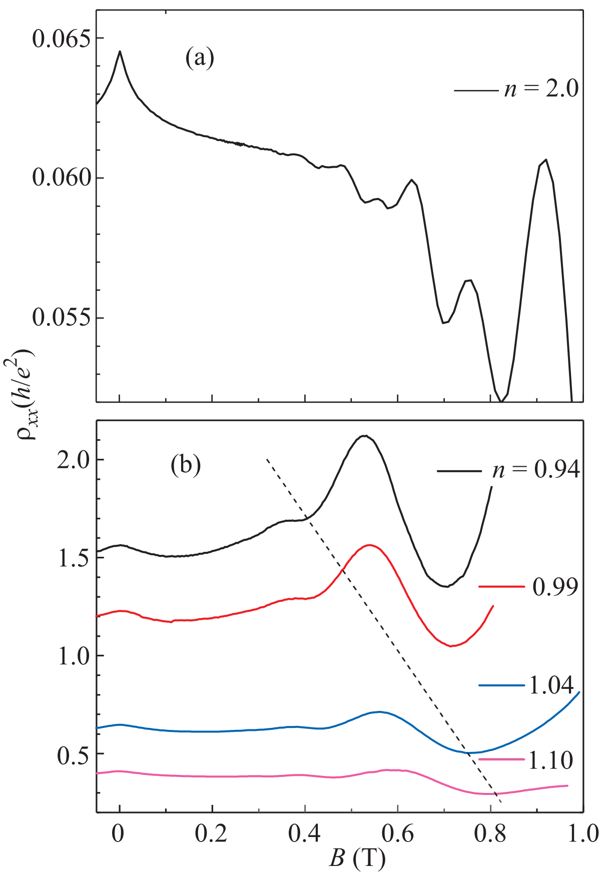

Рис. 1. (Цветной онлайн) Пример квантовых осцилляций сопротивления при концентрациях (a) – $n = 2\cdot10^{11}$ см$^{-2}$ и (b) – $n = 0.94$, 1.00, 1.04. Штриховая линия на рис. (b) отмечает верхнюю границу анализируемого диапазона магнитных полей. $T = 0.1$ K

ширина пика слабой локализации в слабом поле также возрастает, как и следовало ожидать, вследствие усиления рассеяния и уменьшения времен релаксации импульса и фазы. Близость концентрации к критическому значению n_c видна уже из абсолютного значения $\rho_{xx} \approx (1.2-1.5)h/e^2$ для двух верхних кривых на рис. 1b, которое в $\sim 20-30$ раз выше своего максимального значения при более высоких концентрациях и далее стремится к значению $\sim(2-3)h/e^2$ при уменьшении концентрации до n_c [25]. Рост $\rho_{xx}(n)$ до значений $\sim h/e^2$ означает, что безразмерная проводимость $k_F l \equiv \sigma_{xx}(0)/g_v \to 1$ (здесь $g_v = 2$ – кратность долинного вырождения для (001)-Si). Иными словами, длина пробега (длина релаксации импульса) при понижении концентрации электронов становится меньше фермиевской длины волны. Так, например, для верхней кривой на рис. 1b из монотонного сопротивления находим $l = 53$ Å, в то время как $\lambda_F = 110$Å для $n = 0.94\cdot10^{11}$ см$^{-2}$.

В пространственно однородной системе, когда при увеличении беспорядка проводимость $\sigma_{xx}(0)$ падает до значений $\sim e^2/h$, а длина пробега уменьшается до λ_F, диффузионный режим проводимости должен перейти в прыжковый. Из рисунка 1b, однако видно, что осцилляции отчетливо наблюдаются при понижении n практически вплоть до $n_c = 0.93\cdot10^{11}$ см$^{-2}$. Сам по себе этот факт уже является качественным свидетельством того, что монотонный и осциллирующий транспорт происходят в разных областях 2D пространства. Действительно, существование квантовых осцилляций возможно только для диффузионного режима транспорта, когда $\omega_c\tau \equiv \mu B \gg 1$, в то время как для двух верхних кривых на рис. 1b $\mu B = 0.07-0.06$ в поле $B = 0.4$ T (здесь μ – подвижность носителей для данной концентрации, в предположении диффузионного режима транспорта).

3. Обсуждение. Таким образом, существование квантовых осцилляций вплоть до критической концентрации n_c перехода в сильно-локализованное состояние является свидетельством того, что перенос заряда (монотонная проводимость) и квантовые осцилляции проводимости происходят в различных областях 2D пространства. Это заключение подтверждает вывод о том, что проводящие области являются неоднородными, сделанный нами ранее [33] на основании косвенных данных из измерения магнитопроводимости в слабом поле, параллельном 2D плоскости.

Несмотря на малое значение концентрации и аномальное большое значение ρ_{xx} в нулевом поле, измеренные квантовые магнитоосцилляции (рис. 1b) не являются каким-либо необычным эффектом: в слабом поле они качественно аппроксимируются обычный формулой Лифшица–Косевича с подгоночным параметром τ_q и остальными параметрами измеренными ранее [47, 40]; осцилляции также имеют ожидаемую фазу и примерно ожидаемую амплитуду. Знаменательным является то, что частота осцилляций соответствует "нормальной" концентрации электронов, вычисляемой с той же самой емкостью Si-MOS структуры, что и при высоких значениях концентрации. Этот факт уже отмечался в [48] и иллюстрируется здесь на рис. 2. Таким образом, мы ассоциируем наблюдаемые осцилляции с эффектом Шубникова–де Гааза в некоторых областях 2D пространства, в которых осциллирующий транспорт имеет доминирующую амплитуду вследствие более высоких значений времени релаксации.

Рисунок 1 нуждается в двух комментариях:

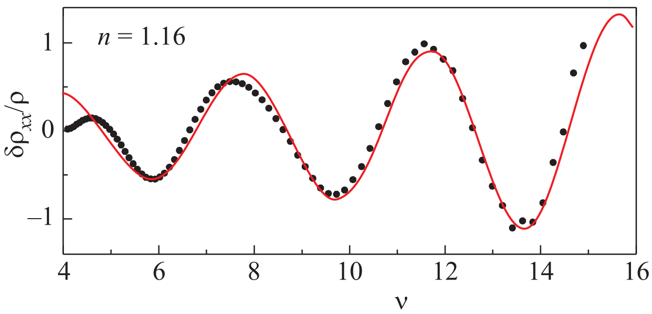

Рис. 2. (Цветной онлайн) Осциллирующая часть $\delta\rho_{xx}/\rho_{xx}(0)$, нормализованная на вычисленную амплитуду первой гармоники осцилляций, в зависимости от фактора заполнения уровней Ландау $\nu = nh/eB$ для концентрации $n = 1.159 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ при $T = 0.1$ К. Точки – экспериментальные данные, сплошная кривая – расчет

1) на панели рис. 1a осцилляции не выглядят гармоническими. Это связано с тем, что для данной концентрации $n = 2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ спектр уровней Ландау сложен: амплитуда основной гармоники осцилляций сильно подавлена ввиду примерного равенства спинового расщепления половине циклотронного [49];

2) минимумы сопротивления $\rho_{xx}(B)$ на рис. 1b и 2 соответствуют факторам заполнения уровней Ландау $\nu = 4N + 2$, а не $4N$ (как обычно бывает для двухдолинной системы), поскольку при малых концентрациях $n < 2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ они соответствуют Зеемановским, а не орбитальным щелям в спектре [48].

4. Заключение. Ранее [32] мы показали, что коррелированная 2D система даже в режиме большой концентрации электронов является неоднородной: она содержит вкрапления коллективных локализованных состояний ("спиновых капель") в хорошо проводящую Ферми-жидкость. В данной работе это представление (назовем его "двухцветным") существенно дополнено данными о том, что система является "трехцветной". Фаза проводящей Ферми-жидкости не является однородной в пространстве. Напротив, она состоит из разделенных и не связанных между собой областей с большими значениями времени релаксации импульса τ_p, последовательно соединенных также с токопроводящими областями, но с малыми значениями τ_p. Эта интерпретация подтверждает наше предположение [33] о суммировании сопротивления отдельных проводящих фаз, сделанное на основании анализа магнитосопротивления в слабом параллельном поле. Наш вывод также находится в согласии с результатами работы [31]. Отметим, что данный вывод об устройстве неоднородных проводящих областей в 2D системе, на наш взгляд, не объясняется существующими представлениями о классической или квантовой перколяции в случайном потенциале.

Для проведенных измерений в качестве инструмента использовались квантовые осцилляции в слабом магнитном поле ~ 0.5 Т. Поэтому пространственный масштаб зондируемых областей лежал в интервале от магнитной длины $l_B = \hbar c/eH \sim 300$ Å до циклотронного радиуса для максимального регистрируемого N-го квантового уровня в спектре $l_N = l_B(2N+1)^{1/2} \approx 1400$ Å. Таким образом, существование неоднородностей потенциала с пространственным масштабом менее расстояния до экранирующего затвора $d = 2000$ Å не противоречит электростатике экранирования.

Для проведения количественного, а не только качественного анализа необходимо из результатов измерений монотонной и осциллирующей проводимости количественно определить и сопоставить между собой времена релаксации τ_q и τ_p. Решение такой задачи с использованием теории как монотонного транспорта [42], так осциллирующего магнитотранспорта [50, 51] для взаимодействующей двумерной системы, является предметом отдельного исследования.

Авторы благодарны И.С. Бурмистрову, Д.Л. Маслову, И. Горному и А. Л. Рахманову за полезные обсуждения.

Работа была поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 18-02-01013.

1. M. P. Sarachik and S. V. Kravchenko, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **96**, 5900 (1999).
2. E. Abrahams, S. V. Kravchenko, and M. P. Sarachik, Rev. Mod. Phys. **73** 251 (2001).
3. Е. Л. Шангина, В. Т. Долгополов, УФН **173**, 801 (2003) [Phys. Usp. **46**(8), 777 (2003)].
4. S. V. Kravchenko and M. P. Sarachik, Rep. Prog. Phys. **67**, 1 (2004).
5. A. A. Shashkin, УФН **175**, 139 (2005) [Phys. Usp. **48**, 129 (2005)].
6. В. Т. Долгополов, УФН **189**, 673 (2019) [Phys. Usp. **62**(7), 633 (2019)].
7. A. A. Shashkin and S. V. Kravchenko, MDPI Appl. Sci. **9**, 1169 (2019).
8. B. Tanatar and D. M. Ceperley, Phys. Rev. B **39**, 5005 (1989).
9. C. Attaccalite, S. Moroni, P. Gori-Giorgi, and G. B. Bachelet, Phys. Rev. Lett. **88**, 256601 (2002).
10. A. Camjayi, K. Haule, V. Dobrosavljevic, and G. Kotliar, Nat. Phys. **4**, 932 (2008).

11. M. M. Radonjic, D. Tanaskovic, V. Dobrosavljevic, K. Haule, and G. Kotliar, Phys. Rev. B **85**, 085133 (2012).
12. A. M. Finkelstein, Sov. Sci. Rev. A **14**, 3 (1990).
13. A. M. Finkelstein, Int. J. Mod. Phys. B **24** 1855 (2010).
14. G. Senatore, S. Moroni, and D. Varzano, Sol. St. Commun. **119**, 333 (2001).
15. A. Isihara and L. C. Ioriatti, Jr., Phys. Rev. B **25**, 5534 (1982).
16. W. M. C. Foulkes, L. Mitas, R. J. Needs, and G. Rajagopal, Rev. Mod. Phys. **73**, 33 (2001).
17. D. Varsano, S. Moroni, and G. Senatore, EuroPhys. Lett. **53**, 348 (2001).
18. M. W. C. Dharma-wardana and F. Perrot, Phys. Rev. Lett. **90**, 136601 (2003).
19. G. Fleury and X. Waintal, Phys. Rev. B **81**, 165117 (2010).
20. В. А. Ходель, В. Р. Шагинян, Письма в ЖЭТФ **51**, 488 (1990) [JETP Lett. **51**, 553 (1990)].
21. J. W. Clark, V. A. Khodel, and M. V. Zverev, Phys. Rev. B **71**, 012401 (2005).
22. A. Punnoose and A. M. Finkel'stein, Phys. Rev. Lett. **88**, 016802 (2002).
23. A. Punnoose and A. M. Finkel'stein, Science **310**, 289 (2005).
24. S. Anissimova, S. V. Kravchenko, A. Punnoose, A. M. Finkel'stein, and T. M. Klapwijk, Nat. Phys. **3**, 707 (2007).
25. D. A. Knyazev, O. E. Omel'yanovskii, V. M. Pudalov, and I. S. Burmistrov, Phys. Rev. Lett. **100**, 046405 (2008).
26. B. Spivak, Phys. Rev. B **67**, 125205 (2003).
27. B. Spivak and S. A. Kivelson, Phys. Rev. B **70**, 155114 (2004).
28. A. A. Gorbatsevich, Yu. V. Kopaev, and I. V. Tokatly, Physica C **223**, 95 (1994).
29. A. V. Kornilov, V. M. Pudalov, Y. Kitaoka, K. Ishida, G.-q. Zheng, T. Mito, and J. S. Qualls, Phys. Rev. B **69**, 224404 (2004).
30. S. Ilani, A. Yacobi, D. Mahalu, and H. Shtrikman, Science **292**, 1354 (2001).
31. L. A. Tracy, J. P. Eisenstein, M. P. Lilly, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Solid State Commun. **137**, 150 (2006).
32. N. Teneh, A. Yu. Kuntsevich, V. M. Pudalov, and M. Reznikov, Phys. Rev. Lett. **109**, 226403 (2012).
33. L. A. Morgun, A. Yu. Kuntsevich, and V. M. Pudalov, Phys. Rev. B **93**, 235145 (2016).
34. Sh. Li, Q. Zhang, P. Ghaemi, and M. P. Sarachik, Phys. Rev. B **99**, 155302 (2019).
35. J. Shi and X. C. Xie, Phys. Rev. Lett. **88**, 086401 (2002).
36. S. Das Sarma, M. P. Lilly, E. H. Hwang, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and J. L. Reno, Phys. Rev. Lett. **94**, 136401 (2005).
37. Y. Meir, Phys. Rev. Lett. **83**, 3506 (1999).
38. S. Das Sarma, E. H. Hwang, and Q. Li, Phys. Rev. B **88**, 55310 (2013).
39. M. J. Manfra, E. H. Hwang, S. Das Sarma, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and A. M. Sergent, Phys. Rev. Lett. **99**, 236402 (2007).
40. N. N. Klimov, D. A. Knyazev, O. E. Omel'yanovskii, V. M. Pudalov, H. Kojima, and M. E. Gershenson, Phys. Rev. B **78**, 195308 (2008).
41. A. Yu. Kuntsevich, L. A. Morgun, and V. M. Pudalov, Phys. Rev. B **87**, 205406 (2013).
42. G. Zala, B. N. Narozhny, and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **64**, 214204 (2001).
43. G. Zala, B. N. Narozhny, and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **64**, 201201 (2001).
44. G. Zala, B. N. Narozhny, and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **65**, 020201 (2001).
45. V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Письма в ЖЭТФ **68**, 497 (1998) [JETP Lett. **68**, 534 (1998)].
46. V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Phys. Rev. B **60**, R2154 (1999).
47. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima, N. Butch, E. M. Dizhur, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Phys. Rev. Lett. **88**, 196404 (2002).
48. V. M. Pudalov, A. Yu. Kuntsevich, M. E. Gershenson, I. S. Burmistrov, and M. Reznikov, Phys. Rev. B **98**, 155109 (2018).
49. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, and H. Kojima, Phys. Rev. B **90**, 075147 (2014).
50. G. W. Martin, D. L. Maslov, and M. Yu. Reizer, Phys. Rev. B **68**, 241309(R) (2003).
51. Y. Adamov, I. V. Gornyi, and A. D. Mirlin, Phys. Rev. B **73**, 045426 (2006).