Письма в ЖЭТФ, том 97, вып. 3, с. 170 – 175

Наблюдение кроссовера от слабой локализации к антилокализации в температурной зависимости сопротивления двумерной системы со спин-орбитальным взаимодействием

С. И. Дорожкин[1], *А. А. Капустин, С. С. Мурзин*

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 9 ноября 2012 г.

После переработки 9 января 2013 г.

В дырочных каналах кремниевых полевых транзисторов обнаружена немонотонная температурная зависимость сопротивления с максимумом в интервале температур 2–4 К, положение которого зависит от плотности дырок. На основании измерений знакопеременного аномального магнетосопротивления получены значения времени спин-орбитальной релаксации дырок и температурные зависимости времени сбоя фазы электронной волны. Используя эти параметры, немонотонную температурную зависимость сопротивления удается описать формулами теории слабой локализации. При этом максимум возникает вследствие изменения соотношения между измеренными временами, происходящего при изменении температуры. В результате локализационное поведение проводимости при высоких температурах сменяется антилокализационным при низких. Учет квантовых поправок к проводимости, обусловленных электрон-электронным взаимодействием, улучшает количественное согласие эксперимента и расчета. Таким образом, продемонстрировано, что, в отличие от широко распространенного представления, существует область параметров, в которой электрон-электронное взаимодействие не меняет антилокализационного (металлического) типа температурной зависимости сопротивления.

DOI: 10.7868/S0370274X13030077

Спин-орбитальное взаимодействие, запуская механизм спиновой релаксации, существенно модифицирует квантовые поправки к проводимости, обусловленные как эффектами локализации [1], так и эффектами электрон-электронного взаимодействия [2, 3] в неупорядоченных системах. В теории слабой локализации, физическим механизмом которой является интерференция электронных волн при их рассеянии на примесях, знак поправки к проводимости зависит от соотношения между временем релаксации фазы электронной волны τ_ϕ и временем спиновой релаксации за счет спин-орбитального взаимодействия $\tau_{\rm so}$ (в этой работе мы обсуждаем только двумерные системы носителей заряда). При $\tau_{\rm so} \gg \tau_\phi$ спиновая релаксация несущественна, а температурная зависимость сопротивления $\rho(T)$ определяется локализацией носителей и имеет диэлектрический вид. В противоположном пределе, $\tau_{\rm so} \ll \tau_\phi$, квантовая поправка к проводимости невзаимодействующих электронов положительна (эффект, носящий название антилокализации). Так как обычно время спиновой релаксации от температуры не зависит, а время сбоя фазы определяется неупругими процессами, в отсутствие других механизмов температурной зависимости сопротивления в системе со спин-орбитальным взаимодействием возрастание $\tau_\phi(T)$ при понижении температуры могло бы приводить (см., например, обзор [4]) к немонотонной зависимости $\rho(T)$ с максимумом при $\tau_\phi(T) \sim \tau_{\rm so}$. Именно такое поведение сопротивления нами и наблюдалось. При этом использование определенных из кривых аномального магнетосопротивления времен $\tau_\phi(T)$ и $\tau_{\rm so}$ позволило неплохо описать наблюдаемую температурную зависимость посредством формул теории слабой локализации. На первый взгляд полученный нами результат противоречит теории квантовых поправок, учитывающей электрон-электронное взаимодействие. Эта теория предсказывает для систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием универсальное диэлектрическое поведение (см. рис. 2 в работе [2] и рис. 41 в обзоре [3]). Последнее нашло свое подтверждение во многих исследованиях, выполненных на тонких металлических пленках (см., например, [5]) и на дырочных каналах кремниевых полевых транзисторов на поверхности Si(111) [6]. Параметром, характеризующим влияние спин-орбитального взаимодействия на электрон-электронное, является

[1] e-mail: dorozh@issp.ac.ru

$T\tau_{\rm so}/\hbar$. Указанное противоречие, по-видимому, объясняется тем, что температура T_m, при которой наблюдается максимум сопротивления, соответствует переходному режиму: $T_m\tau_{\rm so}/\hbar \gtrapprox 1$, в то время как предсказание [2] универсального диэлектрического поведения сделано при условии $\tau_{\rm so} \ll \tau_\phi \ll \hbar/T$.

Немонотонные температурные зависимости сопротивления с максимумом наблюдались в двумерных системах с высокой подвижностью носителей заряда в области перехода по плотности электронов от диэлектрического состояния к металлическому, причем как в системах со слабым спин-орбитальным взаимодействием [7], так и в системах, в которых можно было бы ожидать заметного спин-орбитального взаимодействия [8, 9]. В системах со слабым спин-орбитальным взаимодействием немонотонная температурная зависимость сопротивления с максимумом может возникать [10, 11] в результате перенормировки (зависимости от температуры и беспорядка) ферми-жидкостного параметра, описывающего электрон-электронное взаимодействие. Однако такая перенормировка обычно важна в системах с малой плотностью носителей, особенно в случае наличия долинного вырождения, и вряд ли существенна в наших образцах. Немонотонная зависимость сопротивления в условиях, наиболее соответствующих нашему эксперименту, наблюдалась на дырочных каналах в многослойных гетероструктурах Ge/SiGe [12]. Вместе с тем причина возникновения максимума на температурной зависимости сопротивления фактически осталась за рамками работ [8, 9, 12]. Необходимо отдельно отметить результаты работы [13], где металлическая температурная зависимость проводимости наблюдалась на дырочных каналах гетероструктур GaAs/InGaAs/GaAs, кроссовер же, по-видимому, был замаскирован электрон-фононным рассеянием.

Представленные в данной работе результаты получены на аккумуляционных дырочных каналах кремниевых полевых транзисторов, изготовленных на поверхности Si (110). Величина подвижности дырок зависела от их плотности и имела масштаб 1×10^3 см^2/В·с в исследованном диапазоне плотностей. Основная часть экспериментов была выполнена в криостате с откачкой паров ^{4}He в области температур 1.3–7 К. Отдельные измерения были сделаны в криостате с откачкой паров ^{3}He, где температурный диапазон составлял 0.5–7 К. Измерения аномального магнетосопротивления, холловского сопротивления и осцилляций Шубникова–де Гааза были проведены в магнитных полях, создаваемых сверхпроводящим соленоидом. Были исследованы два образца, изготовленные из одной кремниевой шайбы. Они показали идентичные результаты. Плотность дырок в образцах определялась из периода осцилляций Шубникова–де Гааза, а также из зависимости холловского напряжения от магнитного поля.

Зависимость сопротивления образца от температуры в нулевом и классически слабых магнитных полях для трех различных значений плотности дырок p_s показана на рис. 1. В нулевом поле все кривые имеют максимум, смещающийся в область более низких температур по мере уменьшения p_s. В магнитном поле максимума не наблюдается, а температурная зависимость сопротивления становится диэлектрической во всем исследованном диапазоне температур. Очевидно, что для объяснения таких эффектов требуется привлечение теорий квантовых поправок. Для выяснения роли эффектов слабой локализации нами были выполнены измерения аномального магнето-

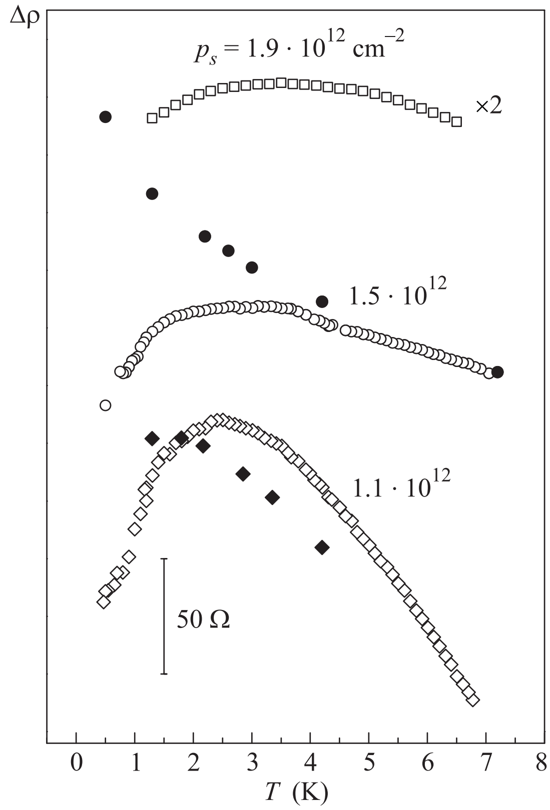

Рис. 1. Температурные зависимости изменения удельного сопротивления (на квадрат) $\Delta\rho$ в нулевом магнитном поле (светлые символы) для трех значений поверхностной плотности дырок p_s. Значения удельных сопротивлений при $T = 4.2$ К равнялись 2477, 3302 и 4902 Ом на квадрат для $p_s = 1.9$, 1.5 и $1.1 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ соответственно. Темными символами приведены температурные зависимости сопротивления в поле $H = 0.2$ Тл ($p_s = 1.5 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$) и 0.4 Тл ($p_s = 1.1 \times 10^{12}$ см$^{-2}$)

сопротивления, наблюдаемого в классически слабых магнитных полях. На рис. 2 представлены типичные

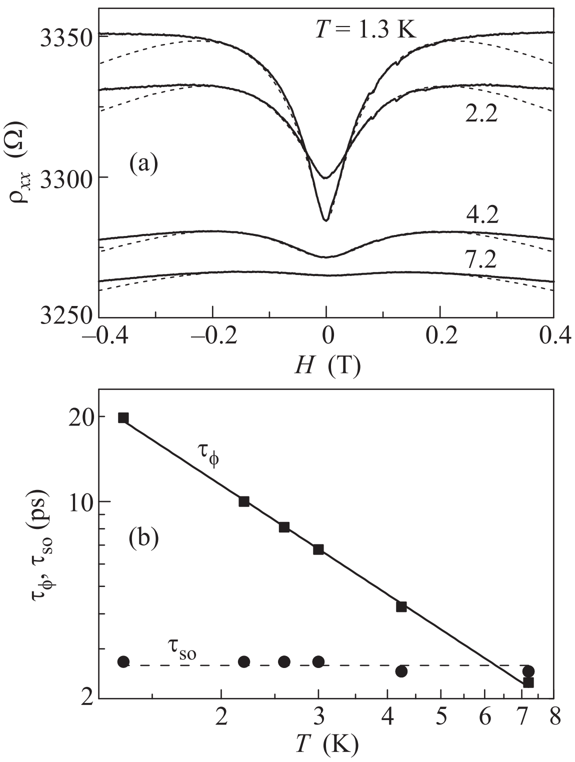

Рис. 2. (a) – Экспериментальные (сплошные кривые) зависимости удельного сопротивления образца ρ_{xx} от магнитного поля для $p_s = 1.5 \cdot 10^{12}\,\text{см}^{-2}$ и различных температур. Кривая для $T = 4.2\,\text{K}$ опущена на 26.6 Ом во избежание ее пересечения с другими кривыми. Штриховые линии – результаты расчета магнетосопротивления по формуле (1) со значениями времен спиновой релаксации τ_{so} (кружки) и релаксации фазы τ_ϕ (квадраты), приведенными на рис. b. На рис. b сплошная прямая соответствует степенной температурной зависимости $\tau_\phi(\text{пс}) = 27.9\,T^{-p}$ с $p = 1.29$, а штриховая – значению $\tau_{\text{so}} = 2.62$ пс. Соответствующие прямые проведены через экспериментальные точки по методу наименьших квадратов

результаты таких измерений для плотности дырок $p_s = 1.5{\cdot}10^{12}\,\text{см}^{-2}$ и различных температур. Как видно из рис. 2, слабое ($H \gtrsim 0.1$ Тл) магнитное поле приводит к подавлению антилокализационной поправки. В результате температурная зависимость становится диэлектрической. Наблюдаемая немонотонная зависимость сопротивления от магнитного поля является характерной для эффектов слабой локализации в системе с достаточно быстрой спин-орбитальной релаксацией. Для количественного описания кривых аномального магнетосопротивления мы воспользовались формулой Хиками–Ларкина–Нагаока [1]:

$$\delta\sigma(H) - \delta\sigma(0) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_\phi + H_{\text{so}}}{H}\right) + \frac{1}{2}\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_\phi + 2H_{\text{so}}}{H}\right) - \frac{1}{2}\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_\phi}{H}\right) - \ln\frac{H_\phi + H_{\text{so}}}{H} - \frac{1}{2}\ln\frac{H_\phi + 2H_{\text{so}}}{H} + \frac{1}{2}\ln\frac{H_\phi}{H}\right]. \quad (1)$$

Здесь $\delta\sigma$ – квантовая поправка к проводимости двумерной системы, ψ – дигамма-функция, $H_x = \dfrac{c\hbar}{4eD\tau_x}$, где D – коэффициент диффузии дырок, а x – один из используемых индексов. При малых изменениях магнетосопротивления $\rho_{xx}(H) - \rho(H = 0) \approx -\rho^2(H = 0)[\delta\sigma(H) - \delta\sigma(0))]$.

Основанием для выбора формулы (1) для описания аномального магнетосопротивления в наших образцах служат результаты работы [14]. В ней было показано, что приведенная формула остается справедливой для систем со спин-орбитальным расщеплением спектра, пропорциональным кубу волнового вектора двумерных носителей, спиновая релаксация в которых происходит по механизму Дьяконова–Переля [15], наиболее эффективному в полупроводниках. Для двумерных дырочных систем теоретические расчеты, выполненные в рамках метода эффективной массы, предсказывают кубическую зависимость спин-орбитального расщепления, связанного с асимметрией потенциальной ямы, в которой находятся двумерные дырки, от волнового вектора (см., например, обзор [16] и ссылки в нем). Отметим, однако, что сделанный нами выбор не является безальтернативным. В дырочных системах спин-орбитальная релаксация может идти и в отсутствие спин-орбитального расщепления двумерного спектра за счет упругого рассеяния между состояниями легких и тяжелых дырок, смешиваемыми в результате размерного квантования. Это было показано в работе [17] и использовано для описания эксперимента по аномальному магнетосопротивлению в дырочных каналах гетероструктур GaAs/AlGaAs в работе [18]. Аргументом в пользу сделанного нами выбора является наблюдение в наших образцах биений осцилляций Шубникова–де Гааза (более подробно об этом эффекте см. работу [19]), несомненно свидетельствующее о снятии в этой системе спинового вырождения за счет спин-орбитального взаимодействия.

Аккуратное независимое определение значений времен релаксации спина и фазы из экспериментальных кривых возможно только для немонотонной зависимости магнетосопротивления от магнитного поля. Этот факт ограничивает значения плотностей дырок, для которых такая процедура может быть

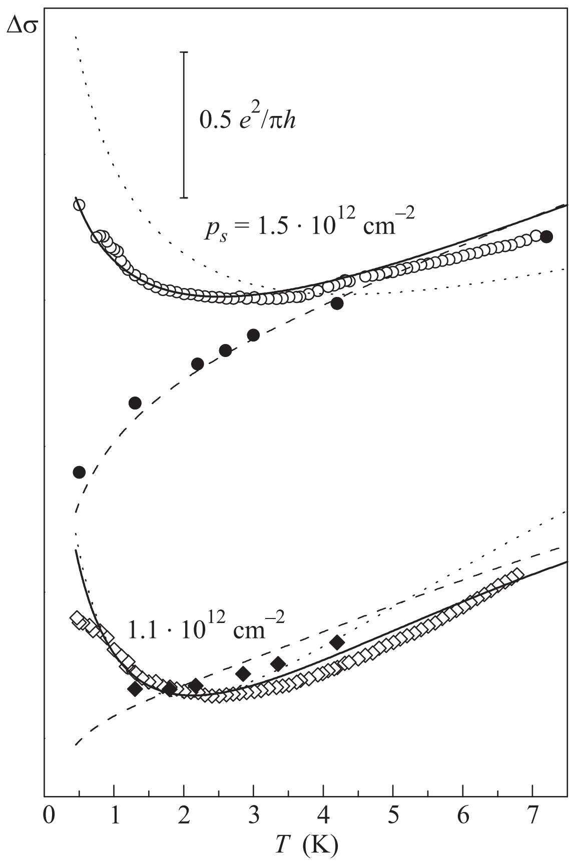

Рис. 3. Экспериментальные температурные зависимости изменения кондактанса, пересчитанные из данных, представленных на рис. 1 (символы), и теоретические кривые. Теоретические кривые получены с использованием времен τ_{so} и τ_φ, определенных из измерений аномального магнетосопротивления (для $p_s = 1.5 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ соответствующие значения приведены в подписи к рис. 2, для $p_s = 1.1 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ $\tau_{so} = 4.5$ пс и τ_ϕ(пс)$= 20.3\,T^{-1.46}$). Пунктирные кривые, вычисленные по формуле (2), представляют температурную зависимость кондактанса в нулевом магнитном поле, определяемую эффектами слабой локализации. Сплошные кривые рассчитывались как аддитивные вклады от слабой локализации (формула (2)) и от электрон-электронного взаимодействия (формулы (3) и (4) со значениями параметров взаимодействия, приведенными в тексте). Штриховыми линиями показаны рассчитанные поправки к кондактансу в магнитном поле 0.2 Тл ($p_s = 1.5 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$) и 0.4 Тл ($p_s = 1.1 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$)

произведена (см. ниже рис. 4). Качественно τ_{so} определяет положение максимума магнетосопротивления по магнитному полю, а τ_ϕ – его высоту. При аппроксимации экспериментальных кривых расчетными мы старались описать положение максимума и его величину. Это удалось сделать вполне удовлетворительно при разумном выборе значений τ_{so} и τ_ϕ. Так, в соответствии с устоявшейся точкой зрения время спин-орбитальной релаксации не зависит от температуры, а время релаксации фазы возрастает при понижении температуры по степенному закону $\tau_\phi \propto T^{-p}$ (см. значки на рис. 2b). Наблюдаемые на рис. 2a отклонения рассчитанного магнетосопротивления от экспериментального в больших магнитных полях могут быть связаны с различными факторами. Во-первых, использованная нами формула (1) применима только в так называемом диффузионном приближении, когда $H < H_{\rm tr} = \dfrac{c\hbar}{4eD\tau}$, где τ – время релаксации импульса носителей. В условиях эксперимента $H_{\rm tr}$ уменьшается при увеличении плотности дырок от 0.77 Тл при $n_s = 0.98 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ до 0.41 Тл при $n_s = 1.68 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$. Фактически отклонения от этой формулы проявляются уже при $H < H_{\rm tr}$ (см., например, работу [20] и ссылки в ней). Во-вторых, существует зависящий от температуры классический механизм магнетосопротивления для системы, состоящей из двух групп носителей (в нашем случае это дырки, соответствующие двум ветвям спектра), успешно примененный для объяснения температурной зависимости магнетосопротивления в двумерных дырочных каналах гетероструктур GaAs/AlGaAs [21]. В слабых магнитных полях этот механизм дает положительный вклад в магнетосопротивление, пропорциональный квадрату магнитного поля. Таким образом, наблюдаемое в более сильных полях различие между экспериментальными и теоретическими кривыми вполне может быть связано с этим механизмом.

Определив время τ_{so} и проведя интерполяцию экспериментальной зависимости $\tau_\phi(T)$ в соответствии со степенной температурной зависимостью, можно попытаться описать экспериментально наблюдаемые температурные зависимости сопротивления. Удобнее, однако, делать это для проводимости σ, обратно пропорциональной сопротивлению. На рис. 3 для кондактанса (величины, обратной удельному сопротивлению) приведены экспериментальные данные и результаты расчета по теории слабой локализации [14] (отметим, что в соответствующей формуле работы [14] знак должен быть изменен на противоположный):

$$\delta\sigma(H=0) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left[-\frac{1}{2}\ln\frac{\tau}{\tau_\phi} + \ln\left(\frac{\tau}{\tau_\phi} + \frac{\tau}{\tau_{so}}\right) + \frac{1}{2}\ln\left(\frac{\tau}{\tau_\phi} + \frac{2\tau}{\tau_{so}}\right)\right]. \quad (2)$$

Это уравнение дает минимум поправки к проводимости при $\tau_\phi = \tau_{so}(\sqrt{5}+1)/2 \approx 1.62\tau_{so}$. Пунктирные кривые, рассчитанные на основании уравнения (2) с использованием параметров τ_{so} и зависимостей $\tau_\phi(T)$, полученных из измерений аномального магнетосопротивления при соответствующих плотностях дырок, воспроизводят качественное поведение и масштаб изменения проводимости с температурой. Необходимо отметить, что при температурах T_m, при которых в эксперименте наблюдаются максимумы сопротивления, выполняются соотношения $T\tau_{\text{so}}/\hbar \approx 1$ при $p_s = 1.5 \cdot 10^{12}\,\text{см}^{-2}$ и $T\tau_{\text{so}}/\hbar \approx 1.3$ при $p_s = 1.1 \cdot 10^{12}\,\text{см}^{-2}$. Поэтому можно предположить, что в наших условиях спин-орбитальное взаимодействие не оказывает существенного влияния на электрон-электронное взаимодействие. Нами были проведены численные расчеты поправок от электрон-электронного взаимодействия с использованием формул из работы [22]. В этой работе взаимодействие описывается во всех режимах, включая рассмотренный ранее [3] диффузионный ($T\tau/\hbar \ll 1$) и баллистический ($T\tau/\hbar \gg 1$). Как показали эти расчеты, если в соответствии с работой [2] считать, что в диффузионном режиме триплетный член подавлен вследствие спин-орбитального взаимодействия, то воспроизвести наблюдаемую немонотонную температурную зависимость не удается. Однако при сохранении триплетного члена согласие с экспериментом может быть улучшено, как это будет показано ниже. Укажем, что существенность триплетного члена при малых значениях параметра $T\tau_{\text{so}}/\hbar \lesssim 0.05$ была отмечена в недавней экспериментальной работе [23], специально посвященной данному вопросу. Принимая во внимание эти аргументы, мы использовали уравнения из работы [22], включающие как синглетный:

$$\delta\sigma_C = \frac{e^2}{\pi\hbar}\frac{T\tau}{\hbar}\left[1 - \frac{3}{8}f(T\tau/\hbar)\right] - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\ln\frac{E_{\text{F}}}{T}, \quad (3)$$

так и триплетный:

$$\delta\sigma_T = \frac{e^2}{\pi\hbar}\frac{T\tau}{\hbar}\frac{3\tilde{F}_0^\sigma}{1+\tilde{F}_0^\sigma}\left[1 - \frac{3}{8}t\left(T\tau/\hbar; \tilde{F}_0^\sigma\right)\right] - \\ - \frac{3e^2}{2\pi^2\hbar}\left[1 - \frac{1}{F_0^\sigma}\ln(1+F_0^\sigma)\right]\ln\frac{E_{\text{F}}}{T}, \quad (4)$$

члены. Здесь E_{F} – энергия Ферми двумерной системы. Входящие в формулу (4) функции f и t довольно громоздки. Они задаются формулами (3.36) и (3.44) работы [22] соответственно. Ферми-жидкостные параметры F_0^σ и $\tilde{F}_0^\sigma$ определяются значениями безразмерного параметра взаимодействия r_s, равного отношению кулоновской энергии к кинетической: $r_s = \sqrt{2}e^2/(\hbar\epsilon V_{\text{F}})$, где V_{F} – фермиевская скорость двумерных носителей заряда, а ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, в которой находится двумерная система (при вычислении r_s мы использовали значение диэлектрической проницаемости кремния, $\epsilon = 11.5$). В области плотностей дырок, использованной в эксперименте, значение r_s находится в интервале между 2.7 и 3.8. Выражения для ферми-жидкостных параметров F_0^σ и $\tilde{F}_0^\sigma$, приведенные в работе [22], имеют вид

$$\tilde{F}_0^\sigma = -\frac{1}{2}\frac{r_s}{r_s + \sqrt{2}}, \quad (5)$$

$$F_0^\sigma = -\frac{1}{\pi}\frac{r_s}{\sqrt{r_s^2 - 2}}\arctan\sqrt{r_s^2/2 - 1}, \quad r_s^2 > 2. \quad (6)$$

Использовав для плотности дырок $p_s = 1.1 \cdot 10^{12}\,\text{см}^{-2}$ значения параметров, полученные по этим формулам ($F_0^\sigma = -0.41$ и $\tilde{F}_0^\sigma = -0.36$), мы получили хорошее согласие с экспериментом (нижняя сплошная кривая на рис. 3), фактически не используя подгоночных параметров (единственная подгонка состояла в вертикальном смещении кривых до совпадения абсолютных значений проводимости в минимуме). Для описания зависимости при $p_s = 1.5 \cdot 10^{12}\,\text{см}^{-2}$ ($r_s = 3.0$) пришлось взять значения параметров, соответствующие $r_s = 2.0$: $F_0^\sigma = -0.35$, $\tilde{F}_0^\sigma = -0.29$. Попытки теоретически описать немонотонную температурную зависимость при $p_s = 1.9 \cdot 10^{12}\,\text{см}^{-2}$ не предпринималось из-за невозможности получить для этой плотности надежные значения τ_{so} и τ_ϕ по причине отсутствия выраженного максимума аномального магнетосопротивления (см. рис. 4). Увеличение плотности дырок приводит к увеличению положительного вклада в магнетосопротивление, в первую очередь за счет уменьшения времени спиновой релаксации.

Необходимо отметить, что теория [22] квантовых поправок за счет электрон-электронного взаимодействия предсказывает немонотонную температурную зависимость сопротивления в области значений параметра $r_s \sim 3.5$. Однако эта зависимость имеет минимум. Появление минимума связано с различным знаком вкладов в проводимость баллистического (пропорционального температуре) и диффузионного (пропорционального логарифму температуры) членов. Существенно, что положение минимума по температуре зависит как от значения транспортного времени τ, так и от значения параметров взаимодействия. Например, при $F_0^\sigma = \tilde{F}_0^\sigma = -0.4$ экстремум достигается при $T\tau/\hbar \approx 0.03$ (см. рис. 8 работы [22]), т.е., казалось бы, в чисто диффузионном режиме. В наших расчетах по формулам (3) и (4) максимумы

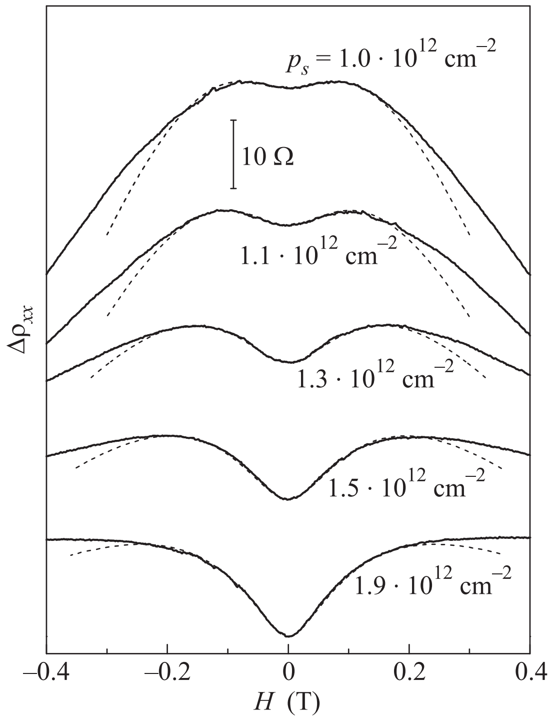

Рис. 4. Эволюция аномального магнетосопротивления при изменении плотности дырок. Результаты подгонки экспериментальных зависимостей по формуле (1) показаны штриховыми кривыми ($T = 4.2$ К)

в температурной зависимости проводимости достигались при $T \approx 1.6$ К для $p_s = 1.1 \cdot 10^{12}\,\text{см}^{-2}$ и при $T \approx 23$ К для $p_s = 1.5 \cdot 10^{12}\,\text{см}^{-2}$. Этим объясняются разный знак и существенно различные величины рассчитанных сдвигов минимума проводимости за счет поправок от взаимодействия для разных плотностей дырок на рис. 3.

Итак, нами показано, что механизмом наблюдаемого кроссовера в температурной зависимости сопротивления является переход от слабой локализации к антилокализации, обусловленный изменением соотношения между временами спин-орбитальной и фазовой релаксации. Проведенный нами анализ указывает на то, что для двумерных систем со спин-орбитальным взаимодействием существует область параметров, в которой антилокализация проявляется в температурной зависимости сопротивления, вопреки устоявшемуся мнению об универсальном диэлектрическом поведении таких систем, предсказанном Альтшулером и Ароновым [2] на основании рассмотрения квантовых поправок, связанных с электрон-электронным взаимодействием.

Авторы благодарны Л.Е. Голубу, Г.М. Минькову, И.Л. Алейнеру, А.В. Германенко, П.М. Островскому, В.Ф. Гантмахеру и В.Т. Долгополову за полезные обсуждения. Работа была частично поддержана грантом ОФН РАН “Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника”.

1. S. Hikami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
2. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, Solid State Commun. **46**, 429 (1983).
3. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems* (ed. by A. L. Efros and M. Pollak), North-Holland, Amsterdam, 1985.
4. В. Ф. Гантмахер, В. Т. Долгополов, УФН **178**(1), 3 (2008).
5. А. К. Савченко, А. С. Рылик, В. Н. Луцкий, ЖЭТФ **85**, 2210 (1983).
6. Г. М. Гусев, З. Д. Квон, И. Г. Неизвестный, В. Н. Овсюк, ФТП **19**, 315 (1985).
7. S. V. Kravchenko, G. V. Kravchenko, J. E. Furneaux et al., Phys. Rev. B **50**, 8039 (1994).
8. A. P. Mills, Jr., A. P. Ramirez, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **83**, 2805 (1999).
9. Y. Y. Proskuryakov, A. K. Savchenko, S. S. Safonov et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 076406 (2002).
10. A. Punnoose and A. M. Finkel'stein, Phys. Rev. Lett. **88**, 016802 (2002).
11. S. Anissimova, S. V. Kravchenko, A. Punnoose et al., Nature Physics **3**, 707 (2007).
12. Yu. G. Arapov, V. N. Neverov, G. I. Harus et al., ФТП **41**, 1333 (2007).
13. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut et al., Phys. Rev. B **75**, 193311 (2007).
14. S. V. Iordanskii, Yu. B. Lyanda-Geller, and G. E. Pikus, Письма в ЖЭТФ **60**, 199 (1994).
15. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, ЖЭТФ **60**, 1954 (1971); ФТТ **13**, 3581 (1971).
16. R. Winkler, *Spin-orbit Coupling Effects in Two-dimensional Electron and Hole Systems*, Springer Tracts in Modern Physics, v. 191, Springer, Berlin, 2003.
17. Н. С. Аверкиев, Л. Е. Голуб, Г. Е. Пикус, ЖЭТФ **113**, 1429 (1998).
18. S. Pedersen, C. B. Sorensen, A. Kristensen et al., Phys. Rev. B **60**, 4880 (1999).
19. С. И. Дорожкин, Е. Б. Ольшанецкий, Письма в ЖЭТФ **46**, 399 (1987).
20. A. Zduniak, M. I. Dyakonov, and W. Knap, Phys. Rev. B **56**, 1996 (1997).
21. S. S. Murzin, S. I. Dorozhkin, G. Landwehr, and A. C. Gossard, Письма в ЖЭТФ **67**, 101 (1998).
22. G. Zala, B. N. Narozhny, and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **64**, 214204 (2001).
23. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut et al., Phys. Rev. B **85**, 125303 (2012).