

## КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К ПРОВОДИМОСТИ В СИСТЕМАХ С СИЛЬНЫМ СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ РАСЩЕПЛЕНИЕМ СПЕКТРА

И.В.Горный<sup>1)</sup>, А.П.Дмитриев, В.Ю.Качоровский

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе  
194021, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 15 июля 1998 г.

Изучены квантовые поправки к проводимости в 2D системе с плавным случайным потенциалом и сильным спин-орбитальным расщеплением спектра. Показано, что интерференционная поправка положительна и вплоть до очень низких температур по величине превышает отрицательную поправку, обусловленную электрон-электронным взаимодействием.

PACS: 72.15.Rn

Недавние эксперименты на Si-MOS-структурах с высокой подвижностью [1] продемонстрировали возможность перехода металл – диэлектрик в двумерных 2D системах. Оказалось, что при концентрации электронов  $n$ , превышающей некоторое критическое значение  $n_c$ , система переходит в металлическую фазу. Это противоречит общепринятой точке зрения, согласно которой электронные состояния в неупорядоченной 2D системе должны быть локализованы [2].

Характерной особенностью Si-MOS-структур является сильное спин-орбитальное расщепление электронного спектра, обусловленное встроенным электрическим полем асимметричной квантовой ямы [3]. Это обстоятельство стимулировало интерес к изучению квантовых поправок к проводимости при произвольном соотношении между величиной расщепления  $\Delta$  и временем упругих столкновений  $\tau$  [4]. Расчеты были выполнены в предположении, что рассеивающий потенциал примесей является короткодействующим. Было показано, что интерференционная поправка уже при достаточно малом расщеплении меняет знак и становится антилокализирующей. В актуальной для эксперимента [1] ситуации  $\Delta\tau \gg \hbar$  она обусловлена интерференцией двух электронных волн с нулевым суммарным спином и имеет вид

$$\delta\sigma_{wl} = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \ln \frac{\tau\phi}{\tau} \quad (1)$$

Здесь  $\tau_\phi$  – время сбоя фазы, которое при низких температурах связано только с электрон-электронными столкновениями и обратно пропорционально температуре  $T$  [5]. Результат (1) аналогичен известному результату [6] для случая сильного спин-орбитального рассеяния на случайном потенциале.

Вообще говоря, смена знака квантовой поправки к проводимости указывает на возможность перехода металл – диэлектрик [2, 7]. Однако, как отмечалось рядом авторов [7–9], учет спин-орбитального взаимодействия не может прояснить природу обнаруженного в [1] металлического состояния. Действительно, помимо положитель-

<sup>1)</sup> e-mail: gorny@vip1.ioffe.rssi.ru

ной интерференционной поправки (1), имеется еще и отрицательная квантовая поправка к проводимости, обусловленная электрон-электронным взаимодействием [5]:

$$\delta\sigma_{ee} = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln \frac{\hbar}{T\tau}. \quad (2)$$

В этом выражении отсутствует хартриевский вклад, так как он связан с взаимодействием частицы и дырки с ненулевым суммарным спином и поэтому при сильном спин-орбитальном взаимодействии подавляется [10]. Уже при не очень низкой температуре  $\delta\sigma_{ee}$  превосходит (1), вследствие чего полная поправка к проводимости оказывается отрицательной и растет по величине с уменьшением  $T$ , что соответствует диэлектрическому поведению.

При наличии долинного вырождения формула (1) справедлива при  $\tau_\phi \gg \tau_v$ , где  $\tau_v$  – характерное время междолинного рассеяния. В обратном предельном случае,  $\tau_\phi \ll \tau_v$ , интерференционные поправки к проводимости от каждой долины складываются и выражение (1) умножается на число долин  $N_v$ . В то же время выражение для  $\delta\sigma_{ee}$  не содержит  $N_v$  [5, 11] и температурная зависимость полной поправки имеет вид

$$\delta\sigma_{tot} = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left( \frac{N_v}{2} - 1 \right) \ln \frac{\hbar}{T\tau}. \quad (3)$$

Отсюда следует, что наличие нескольких долин уменьшает относительную роль локализационных эффектов и может привести к антилокализации в той области температур, где  $\tau_\phi \ll \tau_v$ . Однако, при  $N_v = 2$  (что соответствует экспериментальной ситуации [1]) эффект долинного вырождения все равно не приводит к металлическому поведению. Действительно, из формулы (3) видно, что полная поправка к проводимости в этом случае не зависит от температуры. Этот результат верен, если полностью пренебречь переходами между долинами, то есть в нулевом порядке по  $\tau_\phi/\tau_v$ . Можно, однако, показать, что уже в первом порядке по этому параметру проводимость медленно падает с уменьшением температуры, то есть учет сколь угодно слабых переходов между долинами приводит к диэлектрическому поведению.

В настоящей работе исследовано влияние сильного спин-орбитального расщепления спектра ( $\Delta\tau \gg \hbar$ ) на квантовые поправки к проводимости электронов, движущихся в *плавном* случайном потенциале. При этом мы не претендуем на объяснение обнаруженного в [1] перехода металл – диэлектрик, а изучаем лишь квантовые поправки к проводимости в области больших значений кондактанса, то есть далеко от перехода металл – диэлектрик ( $n \gg n_c$ ).

Полученные результаты существенно отличаются от результатов для случая *короткодействующего* примесного потенциала: при достаточно сильном расщеплении интерференционная поправка к проводимости положительна и вплоть до очень низких температур по величине вдвое превышает значение, даваемое формулой (1). Вследствие этого полная поправка (с учетом долинного вырождения) оказывается *антилокализирующей* и поведение системы носит металлический характер. Такой результат связан с тем, что при рассеянии на плавном потенциале, в отличие от случая точечного потенциала, переходы между спиновыми подзонами сильно подавлены и каждая из долин распадается на две независимые подсистемы. Поэтому в случае двух долин  $N_v$  в выражении (3) эффективно равно 4 вместо 2. Отметим, что в экспериментах [1] случайный потенциал в основном создавался удаленными ионизованными примесями и поэтому являлся дальнедействующим.

Мы ограничимся областью высоких концентраций, когда кинетическая энергия электронов  $E_F$  больше энергии их кулоновского взаимодействия. Рассмотрим сначала случай одной долины. Слагаемое в гамильтониане, ответственное за спин-орбитальное расщепление спектра, запишем в виде  $\alpha([\hat{\sigma} \times \mathbf{k}] \cdot \mathbf{n})$ . Здесь  $\alpha$  – константа, характеризующая силу спин-орбитального взаимодействия,  $\hat{\sigma}$  – вектор, составленный из матриц Паули,  $\hbar \mathbf{k}$  – импульс, отсчитанный от дна долины,  $\mathbf{n}$  – нормаль к плоскости ямы. Энергетический спектр и волновые функции электрона с эффективной массой  $m$  имеют вид

$$E^\pm(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \alpha k, \quad \phi_{\mathbf{k}}^\pm(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})\chi_{\mathbf{k}}^\pm, \quad \chi_{\mathbf{k}}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i e^{i\varphi_{\mathbf{k}}} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Спиноры  $\chi_{\mathbf{k}}^\pm$  зависят от угла  $\varphi_{\mathbf{k}}$  волнового вектора  $\mathbf{k}$  и описывают два состояния со спинами, поляризованными вдоль векторов  $\pm[\mathbf{k} \times \mathbf{n}]$ , соответственно. Таким образом, система разделяется на две подсистемы (ветви), + и –, в каждой из которых спин электрона жестко связан с импульсом.

Случайный плавный примесный потенциал  $U(\mathbf{r})$  с корреляционной функцией  $K(\tau) = \langle U(\mathbf{r})U(0) \rangle$ , спадающей на масштабе  $d \gg k_F^{-1}$ , будем считать достаточно слабым, так что  $E_{FT} \gg \hbar$  и  $\tau \gg d/v_F$ . Наличие этого потенциала приводит как к переходам внутри каждой ветви, так и к переходам между ними. Соответствующие времена даются выражением

$$\frac{1}{\tau_{\mu\nu}} = \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{d^2 \mathbf{q}}{(2\pi)^2} K_{\mu\nu}(\mathbf{q}) \delta[E^\mu(\mathbf{k}) - E^\nu(\mathbf{k} - \mathbf{q})], \quad (5)$$

где  $K_{\mu\nu}(\mathbf{q}) = |\langle \chi_{\mathbf{k}}^\mu | \chi_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}^\nu \rangle|^2 K(q)$ , индексы  $\mu, \nu$  принимают значения + и –, а  $K(q)$  – компонента Фурье коррелятора потенциала, спадающая с характерным масштабом  $d^{-1}$ . В дальнейшем мы считаем, что спин-орбитальное расщепление  $\Delta = 2\alpha k_F$  мало сравнительно с  $E_F$  и полагаем  $\tau_{++} = \tau_{--} = \tau$ , а  $\tau_{+-} = \tau_{-+} = \tau_*$ . При переходах между ветвями минимальный переданный импульс диктуется дельта-функцией в (5) и равен  $2m\alpha/\hbar$ . Если, кроме неравенства  $\Delta\tau \gg \hbar$ , выполняется также более жесткое условие

$$mad \gg \hbar^2, \quad (6)$$

то переходы между ветвями существенно подавлены по сравнению с переходами в пределах одной ветви. В частности, для потенциала, создаваемого удаленными на расстояние  $d$  от 2D слоя ионизованными примесями, коррелятор  $K(q) \sim \exp(-2qd)$  и для времени межзонных переходов имеем

$$\tau_* = 4(k_F d)^2 \exp(4mad/\hbar^2) \tau. \quad (7)$$

Множитель  $(k_F d)^2$  в этом выражении появился из-за ортогональности спиноров, отвечающих разным ветвям и одинаково направленным импульсам. Отметим, что при рассеянии короткодействующим потенциалом возможна передача любого импульса ( $K(q) = \text{const}$ ) и  $\tau_*$  того же порядка, что и время рассеяния внутри одной ветви.

На временных масштабах, меньших  $\tau_*$ , переходы между ветвями отсутствуют и можно считать, что имеются две независимые подсистемы, соответствующие этим ветвям. Поэтому при  $\tau_\phi \ll \tau_*$  интерференционная поправка к проводимости есть сумма поправок от двух ветвей. В каждой из ветвей поправка равна

$\delta\sigma_{wl}^+ = \delta\sigma_{wl}^- = (1/2)(e^2/2\pi^2\hbar) \ln(\tau_\phi/\tau_{tr})$ , где  $\tau_{tr} \sim (k_F d)^2 \tau$  – транспортное время. Расчет выполняется так же, как и в отсутствие спинового расщепления [12], однако результат оказывается вдвое меньшим по величине и положительным. Множитель  $1/2$  возникает из-за того, что при вычислении вклада от одной ветви не производится суммирование по двум спиновым состояниям. Отличие в знаке обусловлено тем, что при повороте на угол  $2\pi$  спиновая волновая функция умножается на  $-1$ . Действительно, поправка  $\delta\sigma_{wl}$  связана с эффективным изменением амплитуды рассеяния назад за счет интерференции двух волн, проходящих замкнутые пути в противоположных направлениях. В нашем случае спин, всегда перпендикулярный импульсу, на одном из интерферирующих путей адиабатически поворачивается на угол  $\pi$ , а на встречном – на угол  $-\pi$ . При этом относительный поворот спинов двух волн равен  $2\pi$ , что и приводит к изменению знака поправки [13]<sup>2)</sup>. Полная интерференционная поправка от двух ветвей равна

$$\delta\sigma_{wl} = \delta\sigma_{wl}^+ + \delta\sigma_{wl}^- = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln \frac{\tau_\phi}{\tau_{tr}}. \quad (8)$$

При произвольном соотношении между  $\tau_\phi$  и  $\tau_*$  расчет удастся провести, используя предложенный в [6] и развитый в [14] метод решения уравнения для куперона в многозонных системах. Соответствующие выкладки будут приведены в более подробной публикации. Результат имеет вид

$$\delta\sigma_{wl} = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left[ \ln \frac{\tau_\phi}{\tau_{tr}} + \ln \frac{\tau_\phi \tau_*}{(2\tau_\phi + \tau_*) \tau_{tr}} \right]. \quad (9)$$

При  $\tau_\phi \ll \tau_*$  это выражение переходит в формулу (8). В пределе  $\tau_\phi \gg \tau_*$ , когда за время сбоя фазы происходит большое число переходов между ветвями, главный вклад в (8) вносит первое слагаемое. Этот вклад аналогичен выражению (1) для случая короткодействующего потенциала.

Формулу (9) можно пояснить с помощью следующих наглядных соображений. Поскольку спин-орбитальное расщепление предполагается большим, волны, распространяющиеся вдоль замкнутого пути навстречу друг другу, на любом участке между двумя последовательными рассеяниями должны принадлежать одной и той же ветви (хотя при рассеянии тип ветви может меняться одновременно в обеих волнах). Кроме того, важны только такие процессы, когда каждая из волн в начале и в конце пути также принадлежит одной ветви. В противном случае волны набирают существенно разные фазы и не интерферируют. В такой ситуации поправка пропорциональна числу возвратов частицы в начальную точку и в исходную ветвь. Оценим это число в диффузионном приближении. Соответствующие уравнения имеют вид

$$\frac{\partial c}{\partial t} - D\Delta c = \delta(\mathbf{r})\delta(t) + \frac{c' - c}{\tau_*} - \frac{c}{\tau_\phi}, \quad \frac{\partial c'}{\partial t} - D\Delta c' = \frac{c - c'}{\tau_*} - \frac{c'}{\tau_\phi}. \quad (10)$$

Здесь  $c(\mathbf{r}, t)$  и  $c'(\mathbf{r}, t)$  – плотности вероятности обнаружить частицу в момент времени  $t$  в точке  $\mathbf{r}$  в исходной и во второй ветвях, соответственно,  $D = v_F^2 \tau_{tr}/2$  – коэффициент диффузии. Компонента Фурье  $c_{q,\omega}$  есть сумма двух полюсных вкладов

$$c_{q,\omega} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{Dq^2 - i\omega + \tau_\phi^{-1}} + \frac{1}{Dq^2 - i\omega + \tau_\phi^{-1} + 2\tau_*^{-1}} \right).$$

<sup>2)</sup> В [13] подчеркивалась важность процессов, не связанных с рассеянием назад. Можно показать, что вклад таких процессов также меняет знак.

Число интересующих нас возвратов в исходную ветвь пропорционально интегралу  $\int_{\tau_{tr}}^{\infty} c(\mathbf{r} = 0, t) dt$ , вычисляя который, получим сумму двух логарифмов, входящих в (9).

Обсудим теперь роль слабого электрон-электронного взаимодействия в нашей задаче, которое приводит к квантовой поправке к проводимости и определяет время сбоя фазы. Кроме того, электрон-электронные столкновения могут вызывать переходы между ветвями спектра. Можно показать, что поправка к проводимости  $\delta\sigma_{ee}$  при любом соотношении между  $T$  и  $\tau_*$  по-прежнему дается формулой (2). Это связано с тем, что она определяется полной (просуммированной по ветвям) вероятностью диффундирующей частице попасть из начальной точки в конечную. Эта вероятность не зависит от  $\tau_*$ , в чем легко убедиться с помощью уравнений (10), в которых нужно положить  $\tau_\phi = \infty$ . Действительно, из уравнения для суммы  $c$  и  $c'$  величина  $\tau_*$  выпадает. Что касается времени сбоя фазы, то эта величина мало чувствительна к спин-орбитальному расщеплению спектра и можно воспользоваться формулой, приведенной в [5]:

$$\frac{1}{\tau_\phi} \sim \frac{T}{E_F \tau_{tr}} \ln \frac{E_F \tau_{tr}}{\hbar}.$$

Переходы между ветвями за счет электрон-электронных столкновений можно не учитывать, так как характерное время этих переходов  $\tau_*^{ee}$  при низких температурах оказывается большим по сравнению с временами  $\tau_\phi$  и  $\tau_*$ . Это объясняется тем, что минимальный переданный при переходе в другую ветвь импульс при условии  $\Delta\tau \gg \hbar$  намного превосходит обратную длину свободного пробега и при вычислении  $\tau_*^{ee}$  необходимо использовать баллистическое приближение. В результате  $\tau_*^{ee}$  оказывается обратно пропорциональным квадрату температуры [5].

Учтем теперь долинное вырождение, считая, что  $\tau_v \gg \tau_*$ . Тогда полная квантовая поправка к проводимости есть сумма выражения (2) (с заменой  $\tau$  на  $\tau_{tr}$ ) и умноженного на  $N_v$  выражения (9). При температурах

$$T > T_* \sim \frac{E_F}{\ln(E_F \tau_{tr}/\hbar)} \frac{\tau_{tr}}{\tau_*} \quad (11)$$

время сбоя фазы оказывается меньше времени перехода между ветвями ( $\tau_\phi < \tau_*$ ). В этой области температур для зависящей от  $T$  части полной поправки получим

$$\delta\sigma_{tot} = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} (N_v - 1) \ln \frac{\hbar}{T \tau_{tr}} \quad (12)$$

Отсюда видно, что при  $N_v = 2$  с уменьшением температуры проводимость логарифмически растет, то есть наблюдается металлическое поведение.

В интервале  $\tau_v > \tau_\phi > \tau_*$ , как легко убедиться, проводимость продолжает медленно увеличиваться, достигая максимума при  $\tau_\phi \sim \tau_v$ , и только при  $\tau_\phi > \tau_v$  начинает логарифмически спадать.

Приведем теперь некоторые оценки. В экспериментальной ситуации, согласно [15],  $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{К} \cdot \text{см}$ ,  $m = 0.2m_e$ , а  $d \sim 10^{-5} \text{см}$ . В этих условиях показатель экспоненты в (7) велик, так что  $\tau_* \gg \tau_{tr}$ . Тогда при  $n = (5 \div 10) \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$  для  $T_*$  получим величину порядка нескольких мК, что меньше самых низких температур (20 мК), использованных в экспериментах [1]. Таким образом, металлическое поведение при низких температурах в области  $n \gg n_c$ , возможно, объясняется предложенным выше механизмом.

Авторы признательны В.М.Пудалову, М.И.Дьяконову, Н.С.Аверкиеву и Л.Е.Голубу за полезные дискуссии. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 96-02-17896 и 96-02-17894), Королевской Шведской Академией наук (грант 1240) и INTAS (грант 96-196). Мы благодарны также Программе поддержки ведущих научных школ и Программе "Физика твердотельных наноструктур" (грант 1001).

- 
1. S.V.Kravchenko, G.V.Kravchenko, J.E.Furneaux et al., *Phys. Rev.* **B50**, 8039 (1994); S.V.Kravchenko, W.E.Mason, G.E.Bowker et al., *Phys. Rev.* **B51**, 7038 (1995).
  2. E.Abrahams, P.W.Anderson, D.C.Licciardello, and T.V.Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979).
  3. V.M.Pudalov, cond-mat/9707076, *Pis'ma v ZhETF* **66**, 168 (1997).
  4. M.A.Skvortsov, cond-mat/9712135; Y.Lyanda-Geller, cond-mat/9801095.
  5. B.L.Altshuler and A.G.Aronov, in: *Electron-electron interactions in disordered systems*, Eds. A.L.Efros and M.Pollak, 1985.
  6. S.Hikami, A.I.Larkin, and Y.Nagaoka, *Progr. Theor. Phys.* **63**, 707 (1980).
  7. V.Dobrosavljevic, E.Abrahams, E.Miranda, and S.Chakravarty, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 455 (1997).
  8. D.Belitz and T.R.Kirkpatrick, cond-mat/9705023.
  9. C.Castellani, C.DiCastro, and P.A.Lee, cond-mat/9801006.
  10. B.L.Altshuler and A.G.Aronov, *Solid State Comm.* **46**, 429 (1983).
  11. H.Fukuyama, in: *Electron-electron interactions in disordered systems*, Eds. A.L.Efros and M.Pollak, 1985.
  12. D.Rainer and G.Bergmann, *Phys. Rev.* **B32**, 3522 (1985).
  13. A.P.Dmitriev, I.V.Gornyi, and V.Yu.Kachorovskii, *Phys. Rev.* **B56**, 9910 (1997).
  14. G.E.Pikus, N.S.Averkiev, and L.E.Golub, in press.
  15. V.M.Pudalov, G.Brunthaler, A.Prinz, and G.Bauer, cond-mat/9801077; V.M.Pudalov, private communication.