

# Недиффузионная слабая локализация в двумерных системах со спин-орбитальным расщеплением спектра

© М.М. Глазов<sup>¶</sup>, Л.Е. Голуб

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

(Получена 20 февраля 2006 г. Принята к печати 14 марта 2006 г.)

Изучено влияние спиновых расщеплений, вызванных структурной (вклад Рашбы) и объемной (вклад Дрессельхауза) асимметрией, на магнетопроводимость двумерных структур с высокой подвижностью. Построена теория слабой локализации с учетом обоих вкладов, применимая во всем диапазоне классически слабых магнитных полей и при произвольном соотношении между частотами спиновой прецессии и упругих столкновений. Продемонстрировано подавление антилокализационной поправки в случае, когда объемный и структурный вклады в спиновое расщепление равны. Исследовано влияние на квантовое магнетосопротивление кубического по волновому вектору вклада в спиновое расщепление.

PACS: 71.70.Ej, 72.15.Rn, 73.20.Fz, 73.63.Hs

## 1. Введение

Эффект слабой локализации заключается в интерференции двух электронных волн, проходящих один и тот же путь в противоположных направлениях. Это явление, имеющее квантово-механическую природу, проявляется в виде отрицательной поправки к проводимости электронного газа. Экспериментальное наблюдение эффекта слабой локализации, возможное благодаря нетривиальной температурной и магнетополевой зависимостям квантовой поправки, позволяет определять различные кинетические параметры электронных систем [1].

Интерференция электронных волн определяется двумя факторами: набегом фазы на данной траектории и спиновой поляризацией интерферирующих частиц. В магнитном поле электронные волны, проходящие данный путь в противоположных направлениях, имеют разные фазы, отличающиеся на магнитный поток через траекторию, что приводит к подавлению слабой локализации. Наличие в системе спиновых расщеплений вызывает прецессию спинов и модифицирует интерференцию электронных волн. Поэтому абсолютная величина квантовой поправки к проводимости уменьшается, а в случае сильного спин-орбитального взаимодействия поправка меняет знак. В таком случае говорят об антилокализации носителей. Совместное действие магнитного поля и спиновых расщеплений приводит к немонотонной зависимости слабо-локализационной поправки от магнитного поля [2–9].

В двумерных нецентросимметричных системах, например в квантовых ямах на основе GaAs/AlGaAs, спиновое расщепление содержит несколько вкладов. Первый вызван отсутствием центра инверсии в объемном материале и дает расщепление, описываемое линейным и кубическим по волновому вектору электрона слагаемыми в гамильтониане (двумерное слагаемое Дрессельхауза) [10]. Второй вклад обусловлен возможной

асимметрией самой структуры, его зависимость от волнового вектора линейна (слагаемое Рашбы) [11]. Кроме того, интерфейсы квантовой ямы могут приводить к возникновению дополнительного спинового расщепления, вид которого в квантовых ямах, выращенных в направлении [001], совпадает со слагаемым Дрессельхауза [12]. Слагаемые Дрессельхауза и Рашбы имеют различную физическую природу и вносят неаддитивные вклады в квантовую поправку к проводимости [3]. В гетероструктурах с высокой подвижностью, как показывает эксперимент, вклады Дрессельхауза и Рашбы в спиновое расщепление могут быть сравнимы по величине [13–15], причем вклад Рашбы можно менять приложением внешнего электрического поля [14,16,17].

Теория аномального магнетосопротивления, учитывающая все вклады в спиновое расщепление, предложена в работе [3]. Однако она была построена в предположениях: а) о диффузионном характере движения электрона и б) о малости угла поворота спина электрона между последовательными столкновениями. Первое условие ограничивает область применимости теории слабыми магнитными полями (до 1 мТл в структурах с высокой подвижностью [6,8,14]). Второе условие может быть также нарушено в структуре высокого качества, где частота прецессии спина может быть порядка или больше частоты упругих соударений [6,8,14,18]. В работе [14] предпринята попытка описать магнетосопротивление без данных предположений, однако полученные приближенные формулы верны лишь в сильных магнитных полях, а в области минимума квантовой поправки теория [14] оказывается неприменимой. В статье [19] построена теория слабой локализации в недиффузионном режиме при произвольном соотношении между частотой прецессии спина и частотой столкновений. Однако при этом учитывался только один вклад в спиновое расщепление.

Цель данной работы — построить общую теорию для произвольного соотношения между вкладами Дрессельхауза и Рашбы. При равных линейных по импульсу электронов вкладах Дрессельхауза и Рашбы кривая магнето-

<sup>¶</sup> E-mail: glazov@coherent.ioffe.ru

сопротивления описывается бесспиновой теорией [20], несмотря на наличие большого спин-орбитального расщепления энергетического спектра. Мы продемонстрируем подавление антилокализационного минимума с приближением вкладов Дрессельхауза и Рашбы друг к другу. Будет отдельно изучена роль кубического по волновому вектору слагаемого Дрессельхауза. Построенная теория в отличие от [3,14] верна как в диффузионном, так и баллистическом режиме, а также при любых значениях спинового расщепления, что позволит адекватно описывать магнетосопротивление в образцах с высокой подвижностью.

## 2. Расчет магнетопроводимости

Гамильтониан, описывающий спин-орбитальное расщепление зоны проводимости в квантовых ямах, выращенных вдоль оси  $z \parallel [001]$  из материалов с решеткой цинковой обманки, удобно представить в следующем виде:

$$\mathcal{H}_{\text{SO}} = \hbar \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}), \quad (1)$$

где  $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  — вектор, составленный из матриц Паули,  $\mathbf{k}$  — волновой вектор электрона, а вектор  $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$  является нечетной функцией  $\mathbf{k}$ . Его можно разложить по угловым гармоникам волнового вектора следующим образом:

$$\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}) = \boldsymbol{\Omega}_1(\mathbf{k}) + \boldsymbol{\Omega}_3(\mathbf{k}), \quad (2)$$

где компоненты вектора  $\boldsymbol{\Omega}_1(\mathbf{k})$  пропорциональны  $\cos \chi$ ,  $\sin \chi$  ( $\chi$  — угол между вектором  $\mathbf{k}$  и осью  $x \parallel [100]$ ), а компоненты вектора  $\boldsymbol{\Omega}_3(\mathbf{k})$  пропорциональны  $\cos 3\chi$  и  $\sin 3\chi$ . Слагаемое Дрессельхауза, обусловленное отсутствием центра инверсии в материале решетки, содержит первую и третью угловые гармоники [3]:

$$\begin{aligned} \Omega_1^{\text{D}}(\mathbf{k}) &= \Omega_{\text{D}}(\cos \chi, -\sin \chi), \\ \Omega_3^{\text{D}}(\mathbf{k}) &= \Omega_{\text{D3}}(\cos 3\chi, \sin 3\chi). \end{aligned} \quad (3)$$

В пренебрежении интерфейсным вкладом константы имеют вид

$$\Omega_{\text{D}} = -\gamma k (\langle k_z^2 \rangle - k^2/4), \quad \Omega_{\text{D3}} = -\gamma k^3/4,$$

где  $\langle k_z^2 \rangle$  — квантово-механическое среднее квадрата волнового вектора в направлении оси роста  $z$ , а  $\gamma$  — постоянная, описывающая спиновое расщепление зоны проводимости в объемном материале. В асимметричных квантовых ямах вектор  $\boldsymbol{\Omega}_1$  содержит дополнительный вклад (слагаемое Рашбы):

$$\Omega_1^{\text{R}}(\mathbf{k}) = \Omega_{\text{R}}(\sin \chi, -\cos \chi), \quad (4)$$

где линейная по  $k$  величина  $\Omega_{\text{R}}$  пропорциональна степени асимметрии гетеропотенциала.

Расчет квантовых поправок к проводимости удобно производить диаграммным методом. В основе этого подхода лежит одночастичная функция Грина, которая

для электрона в короткодействующем потенциале, характеризуемом временем рассеяния  $\tau$ , имеет вид [19]

$$G^{R,A}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G_0^{R,A}(R) \exp[i\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - i\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\omega}(\mathbf{R})]. \quad (5)$$

Здесь  $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ ,  $G_0^{R,A}$  — запаздывающая ( $R$ ) и опережающая ( $A$ ) функции Грина электрона в случайном потенциале без магнитного поля ( $B = 0$ ) и без спинового расщепления ( $\Omega = 0$ ). Фазовый множитель

$$\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{(x + x')(y' - y)}{2l_B^2}$$

обусловлен магнитным полем ( $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$  — магнитная длина), а фаза  $\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\omega}(\mathbf{R})$  вызвана спин-орбитальным расщеплением. Вектор  $\boldsymbol{\omega}(\mathbf{R})$  имеет три вклада

$$\boldsymbol{\omega}(\mathbf{R}) = \boldsymbol{\omega}_1^{\text{D}}(\mathbf{R}) + \boldsymbol{\omega}_3^{\text{D}}(\mathbf{R}) + \boldsymbol{\omega}_1^{\text{R}}(\mathbf{R}), \quad (6)$$

где

$$\boldsymbol{\omega}_1^{\text{D}}(\mathbf{R}) = \Omega_{\text{D}} \frac{R}{l} (\cos \vartheta, -\sin \vartheta),$$

$$\boldsymbol{\omega}_3^{\text{D}}(\mathbf{R}) = \Omega_{\text{D3}} \frac{R}{l} (\cos 3\vartheta, \sin 3\vartheta),$$

$$\boldsymbol{\omega}_1^{\text{R}}(\mathbf{R}) = \Omega_{\text{R}} \frac{R}{l} (\sin \vartheta, -\cos \vartheta).$$

Здесь  $l$  — длина свободного пробега, а  $\vartheta$  — угол между  $\mathbf{R}$  и осью  $x$ . Выражение (5) применимо: а) в „чистых“ двумерных системах, когда  $E_{\text{F}}\tau/\hbar \gg 1$ , б) в классически слабых магнитных полях при  $\omega_c\tau \ll 1$ ,  $\hbar\omega_c \ll E_{\text{F}}$ , где  $\omega_c$  — циклотронная частота,  $E_{\text{F}}$  — энергия Ферми электронов, и в) при малом спиновом расщеплении по сравнению с энергией Ферми:  $\hbar\Omega \ll E_{\text{F}}$ . При этом соотношении между спиновым расщеплением и уширением уровней за счет рассеяния (величина  $\Omega\tau$ ) и соотношении между спиновым и циклотронным расщеплением ( $\omega_c/\Omega$ ) могут быть произвольными.

Введем функцию

$$\mathcal{P}_{\alpha\gamma,\beta\delta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\hbar^3}{m\tau} G_{\alpha\beta}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}') G_{\gamma\delta}^A(\mathbf{r}, \mathbf{r}'),$$

описывающую вероятность прохождения данным электроном пути из  $\mathbf{r}$  в  $\mathbf{r}'$  ( $m$  — эффективная масса). Согласно уравнению (5) функция  $\mathcal{P}$  представима в виде

$$\mathcal{P}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = P_0(R) \exp[2i\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - 2i\mathbf{S} \cdot \boldsymbol{\omega}(\mathbf{R})]. \quad (7)$$

Здесь

$$\mathbf{S}_{\alpha\gamma,\beta\delta} = \frac{\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta} + \boldsymbol{\sigma}_{\gamma\delta}}{2}$$

— оператор полного спина двух интерферирующих частиц, а

$$P_0(R) = \frac{\exp(-R/\tilde{l})}{2\pi R\tilde{l}},$$

где

$$\tilde{l} = \frac{l}{1 + \tau/\tau_\phi}$$

— эффективная длина рассеяния, учитывающая процессы сбоя фазы, которые описываются временем  $\tau_\phi$ .

Амплитуда интерференции двух электронных волн, проходящих один и тот же путь в противоположных направлениях, куперон  $C_{\alpha\gamma,\beta\delta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ , определяется из следующего матричного уравнения:

$$C(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\hbar^3}{m\tau} \mathcal{P}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \int d\mathbf{r}_1 \mathcal{P}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) C(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}'). \quad (8)$$

Квантовая поправка к проводимости является суммой двух вкладов [20]

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_b,$$

где вклад  $\sigma_a$  связан с процессами рассеяния назад, а вклад  $\sigma_b$  дает поправки, определяемые процессами рассеяния на произвольный угол. Они выражаются через куперон следующим образом [19];

$$\sigma_a = \frac{\hbar}{4\pi} \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \tilde{C}_{\alpha\gamma,\beta\delta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{J}_{\delta\alpha}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \cdot \mathbf{J}_{\beta\gamma}(\mathbf{r}', \mathbf{r}), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \sigma_b = & \frac{\hbar^4}{2\pi m\tau} \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' \int d\mathbf{r}'' \sum_{\alpha\beta\gamma\delta\mu\nu} C_{\alpha\gamma,\beta\delta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ & \times \left[ J_{\delta\mu}^x(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') J_{\nu\gamma}^x(\mathbf{r}'', \mathbf{r}) G_{\beta\nu}^A(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') G_{\mu\alpha}^A(\mathbf{r}'', \mathbf{r}) \right. \\ & \left. + J_{\beta\nu}^x(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') J_{\mu\alpha}^x(\mathbf{r}'', \mathbf{r}) G_{\delta\mu}^R(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') G_{\nu\gamma}^R(\mathbf{r}'', \mathbf{r}) \right]. \quad (10) \end{aligned}$$

В уравнение (9) входит модифицированный куперон

$$\tilde{C} = C - \frac{\hbar^3}{m\tau} \mathcal{P},$$

поскольку магнетосопротивление определяется траекториями с тремя и более рассеивателями [20].

В уравнениях (9), (10) мы ввели токовую вершину

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = e \int d\mathbf{r}_1 G^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \mathbf{v}(\mathbf{r}_1) G^A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}'),$$

где  $\mathbf{v}$  — оператор скорости в магнитном поле. В классически слабых магнитных полях верно соотношение

$$J_{\alpha\beta}^{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{ie\hbar}{\hbar} e^{\pm i\vartheta} [G_{\alpha\beta}^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + G_{\alpha\beta}^A(\mathbf{r}, \mathbf{r}')], \quad (11)$$

где  $J^{\pm} = J^x \pm iJ^y$ , а  $\vartheta$  — угол между вектором  $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$  и осью  $x$ .

Уравнения (9) и (10) позволяют в принципе рассчитать квантовую поправку к проводимости по известной матрице куперона  $C(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ . Для определения куперона перейдем к представлению полного углового момента двух частиц. При этом пара индексов  $\alpha\gamma(\beta\delta)$  заменяется парой индексов  $Sm_s(S'm'_s)$ , характеризующих полный момент  $S = 0, 1$  и проекцию момента  $m_s$  на ось  $z$  ( $|m_s| \leq S$ ). Значение  $S = 0$  соответствует синглетному состоянию пары частиц, а  $S = 1$  — триплетному. Спин-орбитальное взаимодействие (1) не смешивает синглетные и триплетные состояния, поэтому куперон

распадается на две матрицы  $C_T$  и  $C_S$ , соответствующие триплетному и синглетному состояниям пары. Эти матрицы вносят независимые вклады в проводимость, причем различных знаков. Пользуясь уравнением (7), несложно убедиться, что синглетная часть куперона не зависит от силы спин-орбитального взаимодействия, ее величина такая же, как у бесспиновых частиц. Напротив, триплетная часть частично подавляется за счет спинового расщепления, что приводит к уменьшению абсолютной величины и даже к смене знака поправки к проводимости.

В отсутствие магнитного поля функция  $\mathcal{P}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  зависит лишь от  $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$  и уравнение (8) легко решается с помощью преобразования Фурье. В этом случае  $\mathbf{q}$ -компонента синглетного вклада в куперон имеет вид

$$C_S(\mathbf{q}) = \frac{\hbar^3}{m\tau} P_0(q) [1 - P_0(q)]^{-1}, \quad (12)$$

где

$$P_0(q) = \left[ \left( 1 + \frac{\tau}{\tau_\phi} \right)^2 + q^2 l^2 \right]^{-1/2}.$$

Триплетный вклад выражается аналогичным образом:

$$C_T(\mathbf{q}) = \frac{\hbar^3}{m\tau} A(\mathbf{q}) [I - A(\mathbf{q})]^{-1}. \quad (13)$$

Здесь  $I$  — единичная матрица,  $A(\mathbf{q})$  — матрица  $3 \times 3$ , равная

$$A(\mathbf{q}) = \int d\mathbf{R} P_0(R) \exp[i\mathbf{q} \cdot \mathbf{R} - 2i\mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\omega}(\mathbf{R})], \quad (14)$$

где  $\mathbf{L} = (L_x, L_y, L_z)$  — вектор из матриц углового момента  $L = 1$ . Таким образом, поправка в нулевом поле, связанная с процессами рассеяния назад, имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma_a(0) = & -\frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \\ & \times \left\{ l^2 \int \frac{d^2\mathbf{q}}{2\pi} \text{Tr}\{A^3(\mathbf{q}) [I - A(\mathbf{q})]^{-1}\} - \ln \frac{\tau_\phi}{\tau} \right\}. \quad (15) \end{aligned}$$

Для расчета поправки  $\sigma_b$ , обусловленной рассеянием на произвольные углы, нам потребуется вспомогательная функция

$$\mathcal{K}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = i \cos \vartheta \mathcal{P}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'). \quad (16)$$

Аналогично уравнениям (12), (13) и (14) в матрице  $\mathcal{K}(\mathbf{q})$  можно выделить синглетную часть

$$K_0(\mathbf{q}) = \frac{[1 - P_0(q)] \cos \vartheta_q}{ql},$$

где  $\vartheta_q$  — угол между вектором  $\mathbf{q}$  и осью  $x$ , и триплетную часть

$$K(\mathbf{q}) = i \int d\mathbf{R} \cos \vartheta P_0(R) \exp[i\mathbf{q} \cdot \mathbf{R} - 2i\mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\omega}(\mathbf{R})]. \quad (17)$$

Для поправки  $\sigma_b$  в нулевом поле из уравнений (10) и (11) получаем

$$\sigma_b(0) = \frac{e^2}{\pi\hbar} \times \left\{ l^2 \int \frac{d^2\mathbf{q}}{(2\pi)^2} \text{Tr} \{ K^2(\mathbf{q}) A(\mathbf{q}) [I - A(\mathbf{q})]^{-1} \} - \frac{\ln 2}{4\pi} \right\}. \quad (18)$$

Формулы (15) и (18) дают слабо-локализационную поправку к проводимости в нулевом магнитном поле.

Решение уравнения (8) в магнитном поле удобно получить, разлагая матрицу  $\mathcal{P}$  по волновым функциям  $\Phi_{Nq}(\mathbf{r})$  уровней Ландау бесспиновой частицы с зарядом  $2e$ :

$$\mathcal{P}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{NN'q} \mathcal{P}(N, N') \Phi_{Nq}(\mathbf{r}) \Phi_{N'q}^*(\mathbf{r}'). \quad (19)$$

Синглетная часть куперона диагональна по индексам  $N, N'$  и имеет вид

$$C_S(N, N') = \frac{P_N}{1 - P_N} \delta_{NN'}, \quad (20)$$

где

$$P_N = \frac{l_B}{l} \int_0^\infty dx \exp\left(-x \frac{l_B}{l} - \frac{x^2}{2}\right) L_N(x^2).$$

Триплетная часть представляет собой оператор

$$C_T = \frac{\hbar^3}{m\tau} \mathcal{A}(I - \mathcal{A})^{-1}, \quad (21)$$

причем матричные элементы оператора  $\mathcal{A}$  имеют вид

$$\mathcal{A}(N, m; N', m') = \int d\mathbf{R} P_0(\mathbf{R}) F_{NN'}(\mathbf{R}) \times \langle m' | \exp[-2i\tau \mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\omega}(\mathbf{R})] | m \rangle, \quad (22)$$

где

$$F_{NN'}(\mathbf{R}) = e^{-t^2/2} L_N^{N'-N}(t^2) (-te^{i\vartheta})^{N'-N} \sqrt{\frac{N!}{N'!}}.$$

Здесь  $t = R/l_B$ , и  $L_N^M$  — присоединенные полиномы Лагерра. Легко проверить, что над- и поддиагональные матричные элементы оператора  $\mathcal{A}$  связаны соотношением

$$\mathcal{A}(N', m'; N, m) = (-1)^{N+N'+m+m'} \mathcal{A}(N, m; N', m').$$

Матричные элементы синглетной части функции  $\mathcal{K}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  равны  $Q_N \delta_{NN'}$ , где

$$Q_N = \frac{1}{\sqrt{N+1}} \frac{l_B}{l} \int_0^\infty dx \exp\left(-x \frac{l_B}{l} - \frac{x^2}{2}\right) x L_N^1(x^2),$$

а матричные элементы триплетной части  $\mathcal{K}(N, m; N', m')$  даются интегралами, отличающимися от уравнения (22) наличием дополнительного подынтегрального множителя  $i \cos \vartheta$ .

Окончательно поправка к проводимости в магнитном поле выражается следующим образом:

$$\sigma_a = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\frac{l}{l_B}\right)^2 \left\{ \text{Tr}[\mathcal{A}^3(I - \mathcal{A})^{-1}] - \sum_{N=0}^\infty \frac{P_N^3}{1 - P_N} \right\}, \quad (23)$$

$$\sigma_b = \frac{e^2}{\pi^2\hbar} \left(\frac{l}{l_B}\right)^2 \left\{ \text{Tr}[\mathcal{K}^2 \mathcal{A}(I - \mathcal{A})^{-1}] - \frac{1}{4} \sum_{N=0}^\infty Q_N^2 \left( \frac{P_N}{1 - P_N} + \frac{P_{N+1}}{1 - P_{N+1}} \right) \right\}. \quad (24)$$

Здесь  $\text{Tr}[\mathcal{M}]$  обозначает суммирование диагональных матричных элементов ( $N = N', m = m'$ ) оператора  $\mathcal{M}$ .

Уравнения (23), (24) определяют магнетопольную зависимость квантовой поправки к проводимости во всем диапазоне классически слабых магнитных полей. Расчет квантовых поправок проводился следующим образом. Радиальное интегрирование в уравнении (22) выполняется аналитически с использованием производящей функции для полиномов Лагерра. Интегрирование по углу производилось численными методами, после чего матричные элементы (22) подставлялись в уравнения (23), (24). Суммирование диагональных элементов (при  $N = N', m = m'$ ) также выполнялось численно, причем при малых  $N \leq 25$  использовались точные выражения для матричных элементов  $\mathcal{A}(N, m; N', m')$ , а для больших  $N$  полиномы Лагерра в (22) заменялись на их асимптотические выражения, аналогично тому как это сделано в работе [21]. Результаты расчетов для матриц конечных размеров экстраполировались к  $N \rightarrow \infty$ .

### 3. Интерференция спиновых расщеплений Дрессельхауза и Рашбы

В данном разделе мы исследуем роль спиновых расщеплений Дрессельхауза и Рашбы в слабой локализации. Будем предполагать, что в эффективном поле (2) доминирует первая угловая гармоника  $\Omega_1(\mathbf{k})$ . Вклад от третьей гармоники  $\Omega_{D3}$  будет рассмотрен в разд. 4.

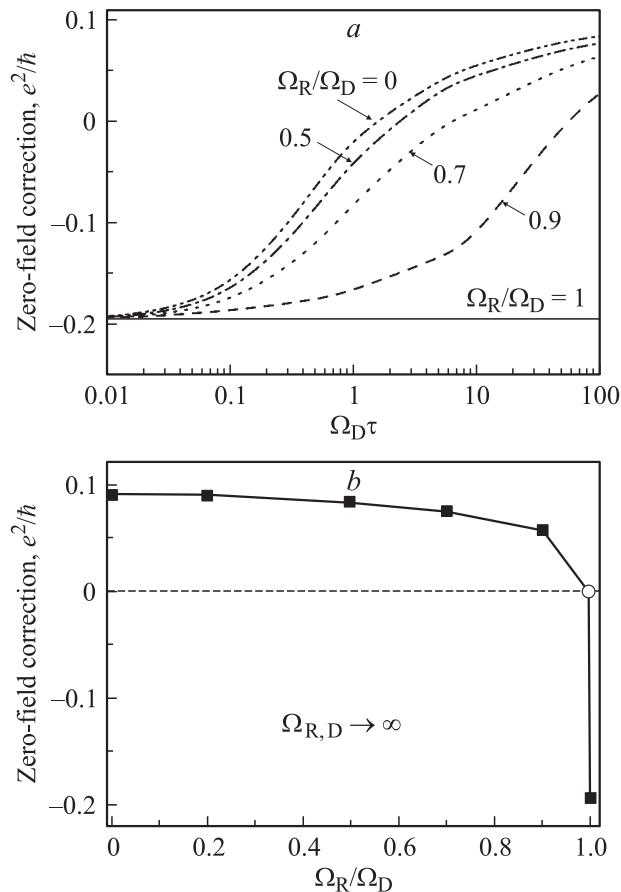
#### 3.1. Поправки в нулевом магнитном поле

Начнем со случая нулевого поля  $B = 0$ . Результаты расчета поправки к проводимости в зависимости от  $\Omega_D \tau$  при различных значениях  $\Omega_R/\Omega_D$  представлены на рис. 1, а. Время сбоя фазы в этом и последующих расчетах бралось  $\tau_\phi = 100\tau$ .

В отсутствие спин-орбитального взаимодействия ( $\Omega_1 = 0$ ) поправка к проводимости оказывается равной

$$\sigma_a^0(0) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln \frac{\tau_\phi}{\tau}, \quad \sigma_b^0(0) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln 2. \quad (25)$$

Такой же ответ получается и в случае  $\Omega_R = \pm\Omega_D$ . В самом деле, если первые гармоники вкладов Рашбы



**Рис. 1.** Квантовые поправки к проводимости в нулевом магнитном поле. *a* — зависимости поправки от  $\Omega_D \tau$  при различных значениях  $\Omega_R/\Omega_D$ . *b* — зависимость поправки от  $\Omega_R/\Omega_D$  при  $\Omega_{R,D} \rightarrow \infty$ . Значение при  $\Omega_R/\Omega_D \rightarrow 1$ , показанное светлым кружком, соответствует пределу  $|\Omega_R - \Omega_D|\tau \gg 1$ . Время сбоя фазы  $\tau_\phi = 100\tau$ .

и Дрессельхауза в точности совпадают, вектор  $\omega(\mathbf{k})$  коллинеарен одной из осей  $\langle 110 \rangle$ . Поэтому энергетический спектр электронов состоит из двух параболоидов, сдвинутых друг по отношению к другу в  $\mathbf{k}$ -пространстве и характеризующихся определенными проекциями спина электрона на эту ось. Рассеяние сохраняет спин электронов, поэтому оба параболоида дают независимый вклад в проводимость, каждый из которых равен бесспиновому. Физически это легко понять, заметив, что при  $\Omega_R = \pm\Omega_D$  спин данного электрона вращается вокруг фиксированного вектора. Квантовая поправка к проводимости, обусловленная интерференцией электронных волн, вернувшихся в исходную точку, не будет зависеть от спина, поскольку угол поворота спина в этом случае на замкнутых траекториях равен нулю [3,5]. Соответствующий расчет показан сплошной кривой на рис. 1, *a*.

Если  $|\Omega_R| \neq |\Omega_D|$ , то угол поворота спина на замкнутой траектории, вообще говоря, не равен нулю, и абсолютная величина триплетного вклада в поправку к проводимости уменьшается. Это проиллюстрировано

остальными кривыми на рис. 1, *a*, соответствующими отношению  $\Omega_R/\Omega_D = 0.9, 0.7, 0.5$  и 0. Видно, что с уменьшением отношения  $\Omega_R/\Omega_D$  значение квантовой поправки к проводимости возрастает. Аналогичный рост квантовой поправки наблюдается при фиксированном отношении слагаемых Рашбы и Дрессельхауза с увеличением спинового расщепления. В случае, когда в системе присутствует только один вклад в спиновое расщепление ( $\Omega_R = 0$ ), квантовая поправка к проводимости описывается выражениями (26), (27) из работы [19].<sup>1</sup>

Интересно отметить, что кривые, описывающие поправку в нулевом поле, „группируются“ с ростом  $\Omega_D \tau$ . Асимптотика квантовой поправки при  $\Omega_{R,D} \tau \rightarrow \infty$  как функция  $\Omega_R/\Omega_D$  представлена на рис. 1, *b*. Если при  $\Omega_D \tau \rightarrow \infty$  разность вкладов Рашбы и Дрессельхауза неограниченно возрастает  $|\Omega_R - \Omega_D|\tau \gg 1$ , то элементы матрицы  $A(\mathbf{q})$  с  $m_s$  или  $m_{s'} = 0$  оказываются пренебрежимо малыми, и матрица  $A(\mathbf{q})$  сводится к матрице  $2 \times 2$  следующего вида:

$$A(\mathbf{q}) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} P_0(q) & D(\mathbf{q}) \\ D^*(\mathbf{q}) & P_0(q) \end{pmatrix}, \quad (26)$$

где

$$D(\mathbf{q}) = \int \frac{d\vartheta}{2\pi} \frac{(\omega_x - i\omega_y)^2}{[1 - iql \cos(\vartheta - \vartheta_q)](\omega_x^2 + \omega_y^2)},$$

а величины  $\omega_x$  и  $\omega_y$  суть компоненты вектора  $\omega$  (см. уравнение (6)) при угле вектора  $\mathbf{R}$  и осью  $x$ , равном  $\vartheta$ . Аналогичным образом матрица  $K(\mathbf{q})$  принимает вид

$$K(\mathbf{q}) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} K_0(\mathbf{q}) & F(\mathbf{q}) \\ F^*(\mathbf{q}) & K_0(\mathbf{q}) \end{pmatrix}, \quad (27)$$

где

$$F(\mathbf{q}) = \int \frac{d\vartheta}{2\pi} \frac{i \cos \vartheta (\omega_x - i\omega_y)^2}{[1 - iql \cos(\vartheta - \vartheta_q)](\omega_x^2 + \omega_y^2)}.$$

Если доминирует один вклад в спиновое расщепление ( $\Omega_R = 0$ ), то

$$\sigma_a^\infty(0) = \frac{e^2}{4\pi^2 \hbar} \left( -0.57 + \ln \frac{\tau_\phi}{\tau} \right),$$

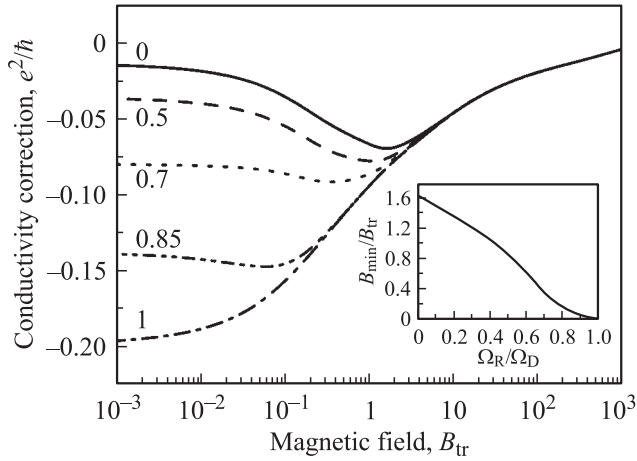
$$\sigma_b^\infty(0) = -0.52 \frac{e^2}{4\pi^2 \hbar}. \quad (28)$$

В другом предельном случае  $\Omega_R/\Omega_D \rightarrow 1$ , но  $|\Omega_R - \Omega_D|\tau \gg 1$

$$\sigma_a^\infty(0) = \sigma_b^\infty(0) = 0. \quad (29)$$

Это значение показано на рис. 1, *b* светлым кружком. Если  $\Omega_R/\Omega_D \rightarrow 1$ , но  $|\Omega_R - \Omega_D|\tau \rightarrow 0$ , то матричными элементами  $A(\mathbf{q})$  и  $K(\mathbf{q})$  с  $m_s, m_{s'} = 0$  пренебрегать нельзя, и квантовая поправка описывается уравнением (25) в согласии со сказанным выше.

<sup>1</sup> В [19] вместо матриц  $\tilde{K}_N, \tilde{K}_x$  должны использоваться транспонированные матрицы  $K_N^T$  и  $K_x^T$ . Неточности в выражениях для  $\sigma_{a,b}^\infty(0)$  из работы [19] исправляет формула (28) данной статьи.



**Рис. 2.** Магнитопольные зависимости квантовой поправки к проводимости. Расчет проводимости при фиксированной величине первой гармоники слагаемого Дрессельхауза  $\Omega_D\tau = 1$  для различных значений константы Рашбы  $\Omega_R\tau$ , указанных цифрами у кривых. На вставке — зависимость положения минимума кривой магнетопроводимости от отношения  $\Omega_R/\Omega_D$ .

### 3.2. Магнетосопротивление

На рис. 2 показана рассчитанная по формулам (23), (24) зависимость полной слабо-локализационной поправки к проводимости от магнитного поля для различных соотношений слагаемых Дрессельхауза и Рашбы. Величина первой гармоники слагаемого Дрессельхауза предполагалась постоянной,  $\Omega_D\tau = 1$ , а различные кривые соответствуют различным отношениям вклада Рашбы к вкладу Дрессельхауза ( $\Omega_R/\Omega_D = 0, 0.5, 0.7, 0.85$  и  $1$ ). Магнитное поле на этом и последующих рисунках приведено в единицах „транспортного“ поля  $B_{tr} = \hbar/2el^2$ .

Анализ результатов начнем со случая  $\Omega_R = \Omega_D$ . Как указывалось выше, в этом пределе обе спиновые ветки дают одинаковые вклады в магнетосопротивление, совпадающее с бесспиновыми, поэтому поправки к проводимости описываются теорией [20]. Абсолютное значение квантовой поправки к проводимости монотонно уменьшается. В сильных полях  $B/B_{tr} \gg 1$  поправка описывается асимптотическим выражением

$$\sigma_{hf}(B) = -0.25 \sqrt{\frac{B_{tr}}{B}} \frac{e^2}{\hbar}. \quad (30)$$

При отличных друг от друга слагаемых Рашбы и Дрессельхауза угол поворота спина на замкнутых траекториях уже не равен нулю. Поэтому триплетный вклад в проводимость уменьшается, а значение синглетного вклада при данном магнитном поле остается тем же, что и без спин-орбитального взаимодействия. Это приводит а) к уменьшению абсолютной величины поправки и б) к немонотонному магнетосопротивлению. Поскольку на данной траектории угол поворота спина будет тем больше, чем больше величина  $|\Omega_R^2 - \Omega_D^2|\tau^2$ ,

уменьшение слагаемого Рашбы (при фиксированном вкладе Дрессельхауза) будет проявляться как усиление спин-орбитального взаимодействия. Действительно, как видно из рис. 2, „глубина“ минимума увеличивается с уменьшением отношения  $\Omega_R/\Omega_D$ , а сам он сдвигается в область больших магнитных полей. Эти результаты качественно согласуются с диффузионной теорией [3]. В отличие от работы [3] наша теория дает корректную асимптотику квантовой поправки к проводимости при  $B \gg B_{tr}$ : независимо от величины  $\Omega_R/\Omega_D$  все кривые выходят на одну и ту же зависимость (30). В самом деле, при  $B \gg B_{tr}$  вклад длинных траекторий подавлен, а на путях с малым числом рассеивателей угол поворота спина пренебрежимо мал, поэтому предел  $\sigma_{hf}$  ( $B \gg B_{tr}$ ) не зависит от величин спиновых расщеплений [19].

### 4. Роль кубического по импульсу слагаемого Дрессельхауза

Перейдем теперь к анализу роли кубических по импульсу слагаемых в спиновом расщеплении. Кроме перенормировки  $\Omega_1(\mathbf{k})$  [см. (2)], они приводят к появлению третьей гармоники эффективного магнитного поля [см. (3)]. Для начала рассмотрим случай, когда первая гармоника вовсе отсутствует в спиновом расщеплении ( $\Omega_1(\mathbf{k}) \equiv 0$ ). В этом пределе спиновое расщепление изотропно в плоскости квантовой ямы, и матрица  $A(\mathbf{q})$  в нулевом магнитном поле зависит лишь от модуля  $q$ . Она имеет вид

$$A(q) = \begin{pmatrix} P_0(q) - S^{(0)}(q) & R^{(3)}(q) & S^{(6)}(q) \\ R^{(3)}(q) & P_0(q) - 2S^{(0)}(q) & R^{(3)}(q) \\ S^{(6)}(q) & R^{(3)}(q) & P_0(q) - S^{(0)}(q) \end{pmatrix}, \quad (31)$$

где мы ввели функции

$$S^{(n)}(q) = \int_0^\infty dy \exp(-y) J_n(qly) \sin^2(\Omega_{D3}\tau y),$$

$$R^{(n)}(q) = \int_0^\infty dy \exp(-y) J_n(qly) \sin(2\Omega_{D3}\tau y).$$

Вершинная часть  $K(\mathbf{q})$  зависит от углов вектора  $\mathbf{q}$ . Однако, поскольку система изотропна, продольная проводимость равна  $\sigma = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy})/2$ . Этот формальный прием позволяет исключить угловую зависимость вершинной части. Величина  $\sigma$  дается однократным интегралом по  $q$  (18), в котором  $K^2(\mathbf{q})$  заменено согласно

$$K^2(\mathbf{q}) \rightarrow \frac{\tilde{K}(q)\tilde{K}^T(q) + \tilde{K}^T(q)\tilde{K}(q)}{2},$$

где  $\tilde{K}(q)$  дается следующим выражением:

$$\tilde{K}(q) = \begin{pmatrix} Q(q) - S^{(1)}(q) & -R^{(2)}(q) & -S^{(5)}(q) \\ R^{(4)}(q) & Q(q) - 2S^{(0)}(q) & -R^{(2)}(q) \\ S^{(7)}(q) & R^{(4)}(q) & Q(q) - S^{(1)}(q) \end{pmatrix}, \quad (32)$$

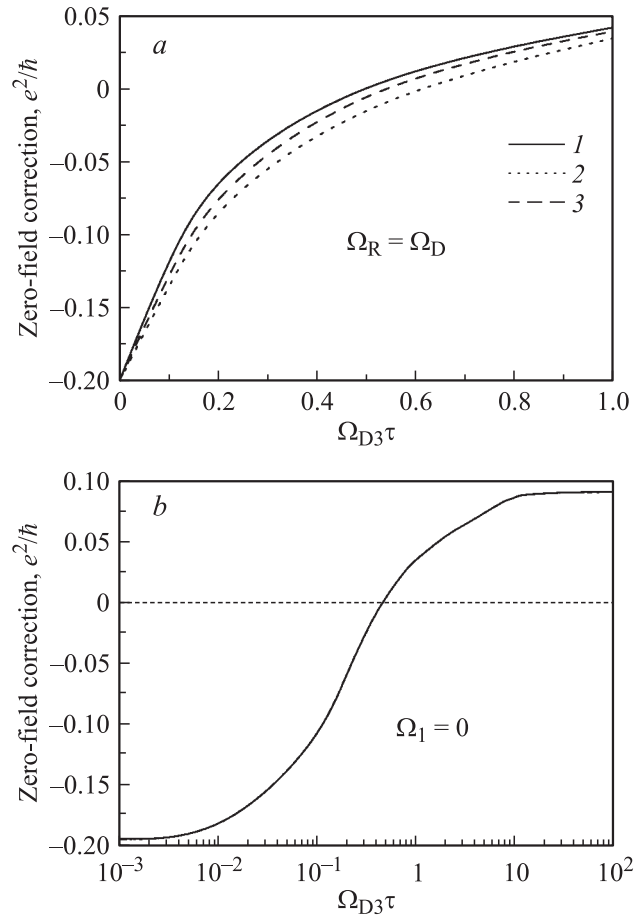
и

$$Q(q) = \frac{1 - P_0(q)}{ql}.$$

На рис. 3 представлены результаты расчета поправки в нулевом магнитном поле в зависимости от  $\Omega_{D3}\tau$ , выполненного численно по общим формулам (15), (18). Рис. 3, *a* посвящен интерференции третьей и первой гармоник спинового расщепления. Мы сосредоточимся на наиболее интересном с точки зрения теории и эксперимента случае, когда первые гармоники слагаемых Дрессельхауза и Рашбы в точности скомпенсированы ( $\Omega_D = \Omega_R$ ) и в отсутствие третьей гармоники поправка к проводимости такая же, как и в системе без спинового расщепления. На рис. 3, *a* сплошной, штриховой и пунктирной кривыми показаны зависимости поправки к проводимости от  $\Omega_{D3}\tau$  при различных значениях  $\Omega_1 \equiv \Omega_D = \Omega_R$ :  $\Omega_1\tau = 0, 0.5$  и  $1$ . Видно, что поправка к проводимости практически не зависит от величины первой гармоники в спиновом расщеплении: при скомпенсированных первых гармониках вкладов Дрессельхауза и Рашбы угол поворота спина на замкнутой траектории определяется в основном третьей гармоникой  $\Omega_{D3}$ . Различия между кривыми, соответствующими разным значениям  $\Omega_1\tau$  связаны с тем, что углы поворота спина, вызванные  $\Omega_1(\mathbf{k})$  и  $\Omega_3(\mathbf{k})$ , вообще говоря, не коммутируют. Это приводит к неаддитивности углов поворота спина за счет первой и третьей гармоник на данной замкнутой траектории. В режиме малого спинового расщепления  $\Omega_1\tau, \Omega_3\tau \ll 1$ , изученном в [3], углы поворота спина аддитивны и зависимость магнетосопротивления от магнитного поля при скомпенсированных складах Рашбы и Дрессельхауза  $\Omega_1$  еще более слабая. Тем не менее, согласно рис. 3, *a*, эти различия малы даже при  $\Omega_1\tau \approx 1$ , т.е. когда  $\Omega_D = \Omega_R$  и слабо-локализационная поправка слабо зависит от  $\Omega_1$ . Поэтому представляется актуальным изучить поправку к проводимости в присутствии только третьей гармоники в эффективном поле  $\Omega$ .

Рис. 3, *b* демонстрирует квантовую поправку, вычисленную в отсутствие первой гармоники в спиновом расщеплении. Из рисунка виден монотонный рост поправки, смена знака при  $\Omega_{D3}\tau \approx 1$  и ее насыщение на асимптотическом значении

$$\begin{aligned} \sigma_a^\infty(0) &= \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left( -0.41 + \ln \frac{\tau_\phi}{\tau} \right), \\ \sigma_b^\infty(0) &= -0.58 \frac{e^2}{4\pi^2\hbar}. \end{aligned} \quad (33)$$



**Рис. 3.** Квантовые поправки к проводимости в нулевом магнитном поле в зависимости от интенсивности 3-й угловой гармоники слагаемого Дрессельхауза. В спиновом расщеплении присутствуют: *a* — как 3-я гармоника ( $\Omega_{D3}$ ), так и 1-я ( $\Omega_1 = \Omega_D = \Omega_R$ ); *b* — только 3-я гармоника  $\Omega_{D3}(\Omega_i = 0)$ . Значения  $\Omega_1\tau$  на рис. *a*: 1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1.

Любопытно сравнить рис. 3, *b* и кривую, соответствующую  $\Omega_R\tau = 0$ , на рис. 1, *a*. Видно, что при одинаковых значениях спинового расщепления, обусловленных первой и третьей гармониками слагаемого Дрессельхауза  $\Omega_D = \Omega_{D3}$ , поправка к проводимости за счет третьей гармоники оказывается больше.

Перейдем теперь к магнетосопротивлению. Мы будем обсуждать ситуацию, в которой присутствует лишь третья гармоника в энергетическом спектре (согласно вышесказанному, это в значительной мере применимо к случаю равных первых гармоник вкладов Дрессельхауза и Рашбы).

Можно показать, что третья гармоника слагаемого Дрессельхауза смешивает лишь состояния с одинаковыми значениями  $N + 3m_s$  (аналогично тому как первая гармоника вклада Дрессельхауза смешивает состояния с равными  $N - m_s$ , а слагаемые Рашбы — с равными  $N + m_s$  [2,19]). Поэтому матрица  $\mathcal{A}(N, m; N', m')$  (22) разбивается на блоки размерности  $3 \times 3$ , которые уни-



тарным преобразованием приводятся к виду

$$A_N = \begin{pmatrix} P_{N-6} - S_{N-6}^{(0)} & R_{N-6}^{(3)} & S_{N-6}^{(6)} \\ R_{N-3}^{(3)} & P_{N-3} - 2S_{N-3}^{(0)} & R_{N-3}^{(3)} \\ S_N^{(6)} & R_N^{(3)} & P_N - S_N^{(0)} \end{pmatrix}, \quad (34)$$

где

$$S_N^{(m)} = \frac{l_B}{l} \sqrt{\frac{N!}{(N+m)!}} \int_0^\infty dx \exp\left(-x \frac{l_B}{l} - \frac{x^2}{2}\right) x^m \times L_N^m(x^2) \sin^2\left(\Omega\tau \frac{l_B}{l} x\right),$$

$$R_N^{(m)} = \frac{l_B}{l\sqrt{2}} \sqrt{\frac{N!}{(N+m)!}} \int_0^\infty dx \exp\left(-x \frac{l_B}{l} - \frac{x^2}{2}\right) x^m \times L_N^m(x^2) \sin\left(2\Omega\tau \frac{l_B}{l} x\right).$$

Квантовая поправка к проводимости, обусловленная процессами рассеяния назад, имеет вид

$$\sigma_a = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\frac{l}{l_B}\right)^2 \sum_{N=0}^\infty \left\{ \text{Tr}[A_N^3(I - A_N)^{-1}] - \frac{P_N^3}{1 - P_N} \right\}. \quad (35)$$

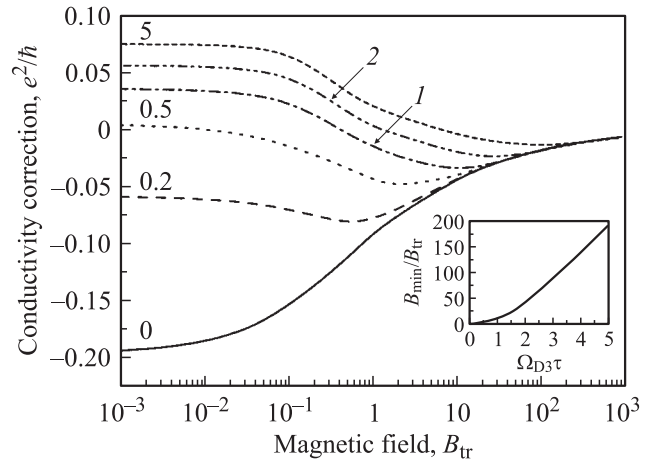
Здесь  $\text{Tr}$  обозначает след матрицы  $3 \times 3$ . Аналогично матрица  $\mathcal{K}(N, m; N', m')$  приводится к виду

$$\tilde{K}_N = \begin{pmatrix} Q_{N-6} - S_{N-6}^{(1)} & -R_{N-5}^{(2)} & -S_{N-5}^{(5)} \\ R_{N-6}^{(4)} & Q_{N-3} - 2S_{N-3}^{(1)} & -R_{N-2}^{(2)} \\ S_{N-6}^{(7)} & R_{N-3}^{(4)} & Q_N - S_N^{(1)} \end{pmatrix}. \quad (36)$$

В итоге вклад в проводимость, связанный с процессами рассеяния на произвольные углы, выражается через  $\tilde{K}_N$  следующим образом:

$$\sigma_b = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left(\frac{l}{l_B}\right)^2 \sum_{N=0}^\infty \left\{ \text{Tr}[\tilde{K}_N \tilde{K}_N^T A_N (I - A_N)^{-1}] + \text{Tr}[\tilde{K}_N^T \tilde{K}_N A_{N+1} (I - A_{N+1})^{-1}] - Q_N^2 \left( \frac{P_N}{1 - P_N} + \frac{P_{N+1}}{1 - P_{N+1}} \right) \right\}. \quad (37)$$

На рис. 4 представлены зависимости магнетосопротивления от магнитного поля, рассчитанные для различных величин третьей гармоники слагаемого Дрессельхауза, когда первая гармоника  $\Omega_1(\mathbf{k})$  равна нулю. Качественно ход кривых совпадает с результатами для спинового расщепления, описываемого первой гармоникой [19]. В магнитных полях  $B \gg (\Omega_{D3}\tau)^2 B_{tr}$  все кривые выходят на одну и ту же бесспиновую зависимость [20]. Минимум магнетосопротивления сдвигается с ростом



**Рис. 4.** Зависимости магнетосопротивления от магнитного поля, рассчитанные при различных значениях 3-й гармоники слагаемого Дрессельхауза  $\Omega_{D3}\tau$ , указанных цифрами у кривых. На вставке — зависимость положения минимума зависимостей от  $\Omega_{D3}\tau$ .

$\Omega_{D3}\tau$  в область больших полей. Глубина минимума ведет себя немонотонно: при малых  $\Omega_{D3}\tau$  с увеличением спинового расщепления глубина минимума растет, а при больших  $\Omega_{D3}\tau$  — падает.

## 5. Заключение

В данной статье мы теоретически исследовали слабую локализацию в двумерных системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Мы обобщили недиффузионную теорию [19] на случай произвольного соотношения структурного и объемного вкладов в спиновое расщепление, а теорию [3] — на баллистический режим магнетотранспорта. Построенная теория учитывает как вклад в проводимость, связанный с процессами рассеяния назад, так и с процессами рассеяния на произвольный угол. Численный расчет проведен с учетом как линейных, так и кубических по импульсу слагаемых в спиновом расщеплении. Мы продемонстрировали подавление антилокализационного минимума проводимости в случае совпадения первых гармоник структурного и объемного спин-зависимых слагаемых. Мы также показали, что если первые гармоники вкладов Дрессельхауза и Рашбы в точности скомпенсированы, то квантовая поправка к проводимости обусловлена главным образом третьей гармоникой слагаемого Дрессельхауза и практически не зависит от величины первой гармоники спинового расщепления. Данная теория позволяет описывать измерения квантовых поправок к проводимости в двумерных системах с высокой подвижностью во всем диапазоне классически слабых магнитных полей и для сколь угодно сильных спиновых расщеплений.



Работа была поддержана грантами РФФИ, ФСОН, Президента РФ для молодых ученых и фондом „Династия“ — МЦФФМ.

## Список литературы

- [1] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. In: *Electron-electron interactions in disordered systems*, ed. by A.L. Efros, M. Pollak (Elsevier, Amsterdam, 1985).
- [2] S.V. Iordanskii, Yu.B. Lyanda-Geller, G.E. Pikus. *Письма ЖЭТФ*, **60**, 199 (1994).
- [3] F.G. Pikus, G.E. Pikus. *Phys. Rev. B*, **51**, 16 928 (1995).
- [4] W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak, E. Litwin-Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J.L. Robert, G.E. Pikus, F.G. Pikus, S.V. Iordanskii, V. Mosser, K. Zekentes, Yu.B. Lyanda-Geller. *Phys. Rev. B*, **53**, 3912 (1996).
- [5] T. Hassenkam, S. Pedersen, K. Baklanov, A. Kristensen, C.B. Sorensen, P.E. Lindelof, F.G. Pikus, G.E. Pikus. *Phys. Rev. B*, **55**, 9298 (1997).
- [6] T. Koga, J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 46 801 (2002).
- [7] Д.Д. Быканов, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев. *ФТП*, **36**, 1475 (2002).
- [8] S.A. Studenikin, P.T. Coleridge, N. Ahmed, P.J. Poole, A. Sachrajda. *Phys. Rev. B*, **68**, 035 317 (2003).
- [9] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, L.E. Golub, B.N. Zvonkov, M. Willander. *Phys. Rev. B*, **70**, 155 323 (2004).
- [10] М.И. Дьяконов, В.Ю. Качоровский. *ФТП*, **20**, 110 (1986).
- [11] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба. *Письма ЖЭТФ*, **39**, 66 (1984).
- [12] U. Rössler, J. Kainz. *Sol. St. Commun.*, **121**, 313 (2002).
- [13] B. Jusserand, D. Richards, G. Allan, C. Priester, B. Etienne. *Phys. Rev. B*, **51**, 4707 (1995).
- [14] J.B. Miller, D.M. Zumbühl, C.M. Marcus, Y.B. Lyanda-Geller, D. Goldhaber-Gordon, K. Campman, A.C. Gossard. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 076 807 (2003).
- [15] S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, P. Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. De Boeck, G. Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 256 601 (2004).
- [16] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, T. Enoki. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 1335 (1997).
- [17] O.Z. Karimov, G.H. John, R.T. Harley, W.H. Lau, M.E. Flatté, M. Henini, R. Airey. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 246 601 (2003).
- [18] M.A. Brand, A. Malinowski, O.Z. Karimov, P.A. Marsden, R.T. Harley, A.J. Shields, D. Sanvitto, D.A. Ritchie, M.Y. Simmons. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 236 601 (2002).
- [19] L.E. Golub. *Phys. Rev. B*, **71**, 235 310 (2005).
- [20] В.М. Гаспарян, А.Ю. Зюзин. *ФТП*, **27**, 1662 (1985).
- [21] A. Cassam-Chenai, B. Shapiro. *J. Phys. I, France*, **4**, 1527 (1994).

Редактор Т.А. Полянская

## Non-diffusive weak localization in two-dimensional systems with spin-orbit splitting of the spectrum

M.M. Glazov, L.E. Golub

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The effect of spin splittings caused by the structural (Rashba term) and bulk (Dresselhaus term) inversion asymmetry on the magnetoconductivity of two-dimensional structures with high-mobility is studied. The weak localization theory with allowance for both of these contributions and valid in the whole range of classically weak magnetic fields and for the arbitrary relation between frequencies of spin precession and elastic scattering is put forward. The suppression of the antilocalization correction in the case where the bulk and structural contributions become equal to each other is demonstrated. An effect of the cubic in the wavevector contribution to the spin splitting on the quantum magnetoresistance is studied.