

Межподзонные осцилляции кинетических коэффициентов двумерной системы со спин-орбитальным взаимодействием

С.Г. Новокшенов

Институт физики металлов, УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620990, Россия

E-mail: nov@imp.uran.ru

Статья поступила в редакцию 5 декабря 2012 г.

На основе полученного в работе S.G. Novokshonov and A.G. Groshev, *Phys. Rev. B* **74**, 245333 (2006) выражения для электропроводности проанализирована температурная зависимость амплитуд осцилляций Шубникова–де Гааза продольного сопротивления двумерной электронной системы со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. Показано существование характерных для многозонных проводников межподзонных осцилляций кинетических коэффициентов. Их период определяется величиной частоты спиновой прецессии на уровне Ферми Ω_B^F . В рассматриваемом случае зависимость спинового расщепления от энергии электрона приводит к слабой температурной зависимости амплитуд межподзонных осцилляций, которая в разложении по гармоникам определяется фактором $\Lambda^* = (2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c) \hbar \Omega_B^F / \mathcal{E}_F$. Благодаря последнему множителю ($\hbar \Omega_B^F / \mathcal{E}_F \ll 1$) она гораздо слабее температурного размытия амплитуд обычных шубниковских осцилляций.

На основі отриманого в роботі S.G. Novokshonov and A.G. Groshev, *Phys. Rev B* **74**, 245333 (2006) виразу для електропровідності проаналізовано температурну залежність амплітуд осциляцій Шубнікова–де Гааза подовжнього опору двовимірної електронної системи із спин-орбітальною взаємодією Рашби. Доведено існування характерних для багатозонних провідників міжподзонних осциляцій кінетичних коефіцієнтів. Їх період визначається величиною частоти спінової прецесії на рівні Фермі Ω_B^F . У даному випадку залежність спинового розщеплення від енергії електрона призводить до слабкої температурної залежності амплітуд міжподзонних осциляцій, яка в розкладанні по гармонікам визначається фактором $\Lambda^* = (2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c) \hbar \Omega_B^F / \mathcal{E}_F$. Завдяки останньому множнику ($\hbar \Omega_B^F / \mathcal{E}_F \ll 1$) вона набагато слабкіша за температурне розмиття амплітуд звичайних шубніковських осциляцій.

PACS: 73.21.Fg Квантовые ямы;

73.50.Jt Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты;

73.63.-b Электронный перенос в наномасштабных материалах и структурах.

Ключевые слова: продольное сопротивление, шубниковские осцилляции, спин-орбитальное взаимодействие.

1. Введение

Характер шубниковских осцилляций кинетических коэффициентов очень чувствителен к структуре энергетического спектра носителей заряда. В двухподзонных проводниках это проявляется в периодической модуляции амплитуд осцилляционных пиков (биения) и в так называемых межподзонных осцилляциях.

Согласно современным представлениям межподзонные осцилляции кинетических коэффициентов возникают в проводниках с двумя и большим числом за-

полненных подзон в результате резонансного увеличения вероятности межподзонных переходов при периодически повторяющихся совпадениях уровней Ландау, принадлежащих разным подзонам [1]. Теория этого эффекта для случая одной квантовой ямы с двумя заполненными подзонами построена Райхом и Шахбазаном [2]. Межподзонные осцилляции магнитосопротивления квазидвумерного многоподзонного проводника были проанализированы в работе Аверкиева с сотрудниками [3]. В последние годы этот эффект привлекает внимание в связи с теоретическими и эксперименталь-

ными исследованиями кинетических коэффициентов двойных и тройных квантовых ям в сильных магнитных полях [4–6].

Период межподзонных осцилляций определяется энергетической щелью между соответствующими подзонами [2,3]. В отличие от сильно затухающих с ростом температуры осцилляций Шубникова–де Гааза, амплитуды межподзонных осцилляций очень слабо зависят от температурного размытия поверхности Ферми. Поэтому экспериментальное исследование межподзонных осцилляций позволяет получать непосредственную информацию о температурной зависимости квантового времени жизни электронов [4]. С другой стороны, по сравнению с шубниковскими межподзонными осцилляциями сильнее подавляются рассеянием электронов на примесях, соответственно для их наблюдения требуются образцы с более высокой подвижностью.

В изначально однозонном двумерном проводнике со спин-орбитальным взаимодействием в результате спинового расщепления в электронном спектре формируются две подзоны [7]. С этой особенностью электронных состояний связан хорошо известный эффект биений, т.е. периодической модуляции амплитуд осцилляций Шубникова–де Гааза [7–9]. Однако по сравнению со случаем широких или двойных квантовых ям, уровни Ландау в двумерных проводниках со спин-орбитальным взаимодействием неэквидистантны. Как следствие, в них не могут реализоваться условия для одновременного совпадения множества уровней, принадлежащих разным подзонам. На этом основании в работе [10] сделан вывод об отсутствии в таких проводниках межподзонных осцилляций кинетических коэффициентов. С другой стороны, межподзонные осцилляции магнитосопротивления двумерного проводника со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы [7] теоретически исследовались в работе [11]. Однако в своих расчетах авторы [11] пользовались приближением постоянной, т.е. не зависящей от энергии, величины спинового расщепления. Поскольку в этом приближении уровни Ландау эквидистантны, применимость выводов работы [11] к проводникам со спин-орбитальным расщеплением спектра необоснована.

В настоящей работе на основе полученного в [12] выражения для электропроводности двумерной электронной системы со спин-орбитальным взаимодействием в квантующем магнитном поле проведен анализ температурной зависимости амплитуд магнитных осцилляций продольного магнитосопротивления. Показано, что несмотря на неэквидистантность уровней Ландау в такой системе, в поведении ее кинетических коэффициентов проявляется периодическая полевая зависимость, обладающая всеми признаками межподзонных осцилляций. Делается вывод о том, что их на-

личие не связано с резонансным усилением вероятности межподзонных переходов.

2. Одноэлектронные состояния

Рассмотрим двумерный ($\parallel OXY$) вырожденный газ электронов, движущихся в поперечном ($\parallel OZ$) магнитном поле $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ при наличии случайного поля $U(\mathbf{r})$, создаваемого хаотически распределенными в образце короткодействующими примесями. Будем считать, что в отсутствие внешнего магнитного поля спиновое расщепление энергетического спектра одноэлектронных состояний вызывает спин-орбитальное взаимодействие Рашбы, обусловленное отсутствием центра инверсии вследствие структурной асимметрии рассматриваемой системы. В сформулированных предположениях одночастичный гамильтониан имеет вид

$$\mathcal{H} + U = \frac{\pi^2}{2m} + \alpha(\boldsymbol{\sigma} \times \boldsymbol{\pi}) \cdot \mathbf{n} + \frac{g}{4} \hbar \omega_c \sigma_z + U(\mathbf{r}). \quad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{\pi} = \mathbf{p} - e\mathbf{A}/c$ — оператор кинематического импульса электрона, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ — вектор, компонентами которого являются спиновые матрицы Паули, α — константа спин-орбитальной связи, $\omega_c = |e|B/mc$ — циклотронная частота, g — эффективный g -фактор.

В калибровке $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$ компоненты собственных спиноров гамильтониана свободного ($U = 0$) электрона Рашбы \mathcal{H} выражаются через волновые функции Ландау $\psi_{n,X}(r)$, зависящие от номера уровня Ландау $n = 0, 1, 2, \dots$ и x -координаты центра циклотронной орбиты $X = -(c\hbar/|e|B)k_y = -l_B^2 k_y$ (l_B — магнитная длина), [7]

$$\Psi_\alpha(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{1 + C_{s,n}^2}} \begin{bmatrix} C_{s,n} \psi_{n-1,X}(\mathbf{r}) \\ \psi_{n,X}(\mathbf{r}) \end{bmatrix}, \quad \alpha = (n, X, s), \quad (2)$$

где $C_{s,n} = \gamma \sqrt{2n} / [s \sqrt{\delta^2 + 2\gamma^2 n} - \delta]$, $s = \pm 1$, $\delta = (g - 2)/4$ — относительное отклонение эффективного g -фактора от его идеального значения, $\gamma = \alpha/l_B \omega_c$ — безразмерная константа спин-орбитальной связи. Соответствующие этим состояниям уровни энергии равны [7]

$$\mathcal{E}_{s,n} = \begin{cases} -\hbar \omega_c \delta, & n = 0, s = -1, \\ \hbar \omega_c [n + s \sqrt{\delta^2 + 2\gamma^2 n}], & n > 0, s = \pm 1. \end{cases} \quad (3)$$

Квантовое число s принимает два значения ± 1 и, как показано в [12], характеризует киральность собственных состояний электрона Рашбы в поперечном магнитном поле.

Таким образом, не считая маргинального уровня $\mathcal{E}_0 = -\hbar \omega_c \delta$, энергетический спектр 2D-электронов Рашбы в магнитном поле (3) формируется двумя семействами уровней $\mathcal{E}_{\pm,n}$ ($n \geq 1$), соответствующих собственным состояниям с противоположными киральностями (см. рис. 1(a)). Поскольку спин-орбитальное

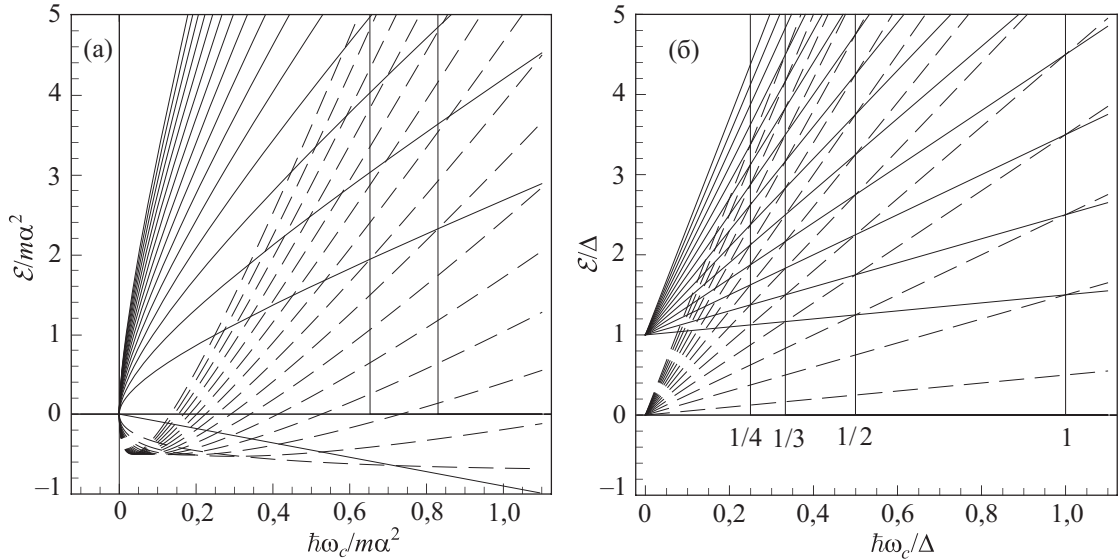


Рис. 1. Уровни Ландау 2D-электрона Рашбы. Полевая зависимость уровня $\mathcal{E}_0 = -\hbar\omega_c\delta$ соответствует случаю $\delta > 0$ (а); уровни Ландау электрона в симметричной двойной квантовой яме (б). Вертикальные линии соответствуют значениям магнитного поля, при которых имеет место совпадение уровней энергии разных подзон.

взаимодействие приводит к зависящему от импульса спиновому расщеплению спектра, эти уровни (3) нелинейным образом зависят от квантового числа n и, как следствие, неэквидистантны. Для сравнения на рис. 1(б) изображены два семейства эквидистантных уровней Ландау

$$\mathcal{E}_{\pm,n} = \pm \frac{\Delta}{2} + \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (4)$$

электронного энергетического спектра простейшей модели двойной квантовой ямы в поперечном магнитном поле [4,14]. Здесь Δ полная межподзона щель, в общем случае обусловленная как асимметрией между соседними ямами, так и туннельной связью локализованных в них состояний. Как видно на рис. 1(б), в эквидистантном спектре двойной квантовой ямы условия пересечения $\Delta/\hbar\omega_c = k$ ($k = 1, 2, 3, \dots$) выполняются одновременно для бесконечных последовательностей пар уровней, принадлежащих различным подзонам. Напротив, в неэквидистантном спектре 2D-системы Рашбы условие пересечения $\mathcal{E}_{+,n_1} = \mathcal{E}_{-,n_2}$ всякий раз может выполняться, вообще говоря, лишь для одной пары уровней разной киральности.

3. Гриновский оператор и плотность состояний

По определению опережающий G^A (запаздывающий $G^R = G^{A\dagger}$) одночастичный гриновский оператор представляет собой усредненную по реализациям случайного поля U резольвенту гамильтониана (1)

$$G^A(\mathcal{E}) = \lim_{z \rightarrow \mathcal{E} - i0} \left\langle \frac{1}{z - \mathcal{H} - U} \right\rangle = \frac{1}{\mathcal{E} - \mathcal{H} - \Sigma^A(\mathcal{E})} \quad (5)$$

Здесь $\Sigma^A(\mathcal{E}) = \Delta(\mathcal{E}) + i\hbar/2\tau(\mathcal{E})$ — оператор электронной собственно энергетической части, собственные значения которого определяют сдвиг уровней (Δ) и время жизни (\hbar/τ) одночастичных состояний в случайном поле U . В самосогласованном борновском приближении $\Sigma^A(\mathcal{E}) = W \text{Sp} G^A(\mathcal{E})$, где $W = n_i U_0^2$, n_i — концентрация примесей, U_0 — амплитуда короткодействующего потенциала изолированной примеси, а символ Sp обозначает след по пространственным степеням свободы электрона.

В отсутствие рассеяния ($\Sigma(\mathcal{E}) = 0$) нетрудно получить следующее, удобное для вычислений, выражение для гриновского оператора (см. [12])

$$G^A(\mathcal{E}) = \sum_{s=\pm 1} \frac{\hbar\Omega_B + 2s[m\alpha^2 - \hbar\omega_c\delta\sigma_z - \alpha(\boldsymbol{\sigma} \times \boldsymbol{\pi}) \cdot \mathbf{n}]}{2\hbar\Omega_B} G_s^A(\mathcal{E}), \quad (6)$$

где

$$G_s^A(\mathcal{E}) = \frac{1}{\mathcal{E}_0 + s \frac{\hbar\Omega_B}{2} - \mathcal{H}_0 - i0} \quad (7)$$

— резольвента гамильтониана электрона в отсутствие спин-орбитального взаимодействия и с идеальным значением g -фактора ($g = 2$)

$$\mathcal{H}_0 = \frac{\pi^2}{2m} + \frac{\hbar\omega_c}{2} \sigma_z. \quad (8)$$

В дальнейшем для краткости будем называть \mathcal{H}_0 гамильтонианом свободного электрона в (поперечном) магнитном поле,

$$\mathcal{E}_0 = \mathcal{E} + m\alpha^2, \quad \hbar\Omega_B = 2\sqrt{2m\alpha^2\mathcal{E} + m^2\alpha^4 + (\hbar\omega_c\delta)^2}. \quad (9)$$

Величина Ω_B численно равна зависящей от внешнего магнитного поля частоте спиновой прецессии, ответственной за механизм спиновой релаксации Дьяконова–Переля [13].

Учитывая явный вид $G(\mathcal{E})$ (6) и (7), нетрудно проверить, что в борновском приближении оператор электронной собственно энергетической части диагонален в базисе собственных спиноров оператора σ_z . Очевидно, эту структуру $\Sigma = \text{diag}(\Sigma_\uparrow, \Sigma_\downarrow) = (\Sigma_e + \sigma_z \Sigma_g)/2$ он сохранит и в самосогласованном борновском приближении. Соответствующее выражение для гриновского оператора 2D-электрона Рашбы можно получить из (6), (7) с помощью простой подстановки:

$$\mathcal{E} \rightarrow \mathcal{E}^A = \mathcal{E} - \Sigma_e^A(\mathcal{E}), \quad \hbar\omega_c\delta \rightarrow \hbar\omega_c\delta^A = \hbar\omega_c\delta + \Sigma_g^A(\mathcal{E}), \quad (10)$$

где $\Sigma_{e(g)}^A = (\Sigma_\uparrow^A \pm \Sigma_\downarrow^A)/2 = \Delta_{e(g)} + i\hbar/2\tau_{e(g)}$. Это дает выражение типа (6), в котором

$$G_s^A(\mathcal{E}) = \frac{1}{\mathcal{E}_0 + s \frac{\hbar\Omega_B}{2} - \mathcal{H}_0 - i \frac{\hbar}{2\tau_s}}. \quad (11)$$

Здесь

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_e} - s \text{Im} \Omega_B^A = \left(1 + s \frac{2m\alpha^2}{\hbar\Omega_B}\right) \frac{1}{\tau_e} - s \frac{2\omega_c\delta}{\Omega_B} \frac{1}{\tau_g} \quad (12)$$

— обратное время жизни одноэлектронного состояния в s -й подзоне, а $\Omega_B = \text{Re} \Omega_B^A$ и $\delta = \text{Re} \delta^A$ — перенормированные беспорядком частота спиновой прецессии (9) и относительное отклонение g -фактора от его идеального значения. В выражении (11) не учитывается явно общий сдвиг одночастичных уровней Δ_e , который благодаря условию нормировки компенсируется соответствующим сдвигом химического потенциала. В то же время нечетная часть сдвига уровней Δ_g предполагается включенной в перенормированный согласно (10) эффективный g -фактор.

Непосредственно из определения плотности состояний $N(\mathcal{E})$ и явного выражения (6) для гриновского оператора следует

$$N(\mathcal{E}) = \frac{1}{\pi} \text{Im Tr } G^A(\mathcal{E}) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_{s=\pm 1} \left[\frac{\hbar\Omega_B^A + 2sm\alpha^2}{2\hbar\Omega_B^A} \text{Tr } G_s^A(\mathcal{E}) - s \frac{\omega_c\delta^A}{\Omega_B^A} \text{Tr } \sigma_z G_s^A(\mathcal{E}) \right], \quad (13)$$

где символ Tr обозначает след по пространственным и спиновым степеням свободы. Нетрудно проверить, что

второе слагаемое в квадратных скобках этого выражения, а также член с $n=0, \sigma=\downarrow$ из первого слагаемого в сумме дают вклад, отвечающий уровню $\mathcal{E}_0 = -\hbar\omega_c\delta$ (3). С учетом этого полную плотность состояний 2D-электрона Рашбы в магнитном поле можно представить в виде

$$N(\mathcal{E}) = \frac{1}{2\pi^2 l_B^2} \text{Im} \frac{1}{\mathcal{E}^A + \hbar\omega_c\delta^A} + \frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_{s=\pm 1} \left(1 + s \frac{2m\alpha^2}{\hbar\Omega_B^A}\right) \text{Sp } G_{s,\uparrow}^A(\mathcal{E}). \quad (14)$$

В отличие от полученного в [12] это выражение справедливо в области как больших, так и малых чисел заполнения. Но в дальнейшем мы ограничимся случаем больших чисел заполнения и слабой спин-орбитальной связи, в котором плотность состояний 2D-электрона Рашбы особенно просто выражается через плотность состояний свободного 2D-электрона

$$\mathcal{N}(\mathcal{E}) = \mathcal{N}_0(1 + \Delta) =$$

$$= \mathcal{N}_0 \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi n}{\omega_c\tau_s}\right) \cos\left(2\pi n \frac{\mathcal{E}_0}{\hbar\omega_c}\right) \cos\left(\pi n \frac{\Omega_B}{\omega_c}\right) \right], \quad (15)$$

где $\mathcal{N}_0 = m/\pi\hbar^2$ — плотность состояний свободного 2D-электрона в отсутствие магнитного поля.

На рис. 2 представлены результаты расчета полевой зависимости плотности состояний 2D-электрона Рашбы при фиксированной энергии Ферми и различных значениях частоты спиновой прецессии. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия (нижняя кривая) наблюдается лишь земановское расщепление осцилляционных пиков. При включении слабой спин-орбитальной связи ($\Omega_B \ll \mathcal{E}$) в результате сложения осцилляций с близкими периодами возникают биения, т.е. модуляция амплитуд осцилляционных пиков с периодом, определяемым частотой спиновой прецессии Ω_B . Очевидно, с ростом Ω_B период биений уменьшается. При этом положения узлов дают корни уравнения $\cos \pi(\Omega_B/\omega_c) = 0$ [12]

$$B_k = \frac{2mc}{|e|} \frac{\Omega_{B=0}}{\sqrt{(2k+1)^2 - (g-2)^2}}. \quad (16)$$

Ранее в работах [8,15] это уравнение было получено в пределе больших чисел заполнения ($n \gg 1$) и слабой спин-орбитальной связи ($m\alpha^2 \ll \mathcal{E}_F$) из условия смены фазы осцилляций на π , выполняющегося при $2\mathcal{E}_{+,n} = \mathcal{E}_{-,n+k} + \mathcal{E}_{-,n+k+1}$, где k — номер узла. Однако следует заметить, что результат работы [12] является точным, т.е. справедлив при любых значениях чисел

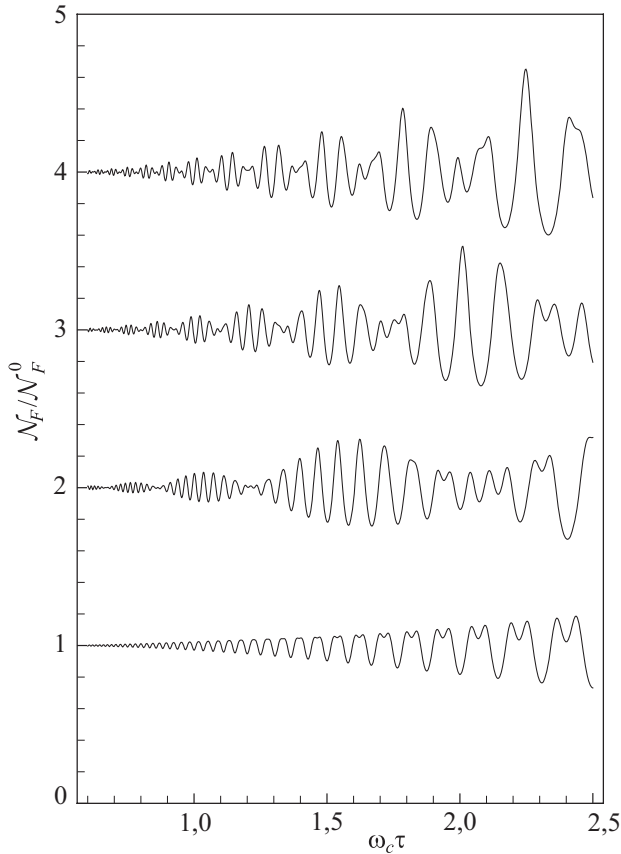


Рис. 2. Магнитные осцилляции плотности состояний 2D-электрона Рашбы, рассчитанные при $g = 2,8$, $k_F l = 60$ и различных значениях частоты спиновой прецессии $\Omega\tau_c = 9, 6, 3, 0$ (сверху вниз).

заполнения уровней Ландау n и константы спин-орбитальной связи*. Кроме того, в [12] он непосредственно следует из полученного в этой работе аналитического выражения для осциллирующей части плотности состояний 2D-электронов Рашбы.

4. Межподзональные осцилляции кинетических коэффициентов

Тензор электропроводности рассматриваемой системы имеет одну независимую циркулярно-поляризованную компоненту $\sigma = \sigma_{xx} + i\sigma_{yx}$. В лестничном приближении с учетом конечности температуры она имеет вид [12]

$$\sigma = i \frac{|e|c}{B} \left[n - \int \left(-\frac{\partial f}{\partial \mathcal{E}} \right) \frac{\mathcal{N}_\perp(\mathcal{E})}{1 - i\omega_c \tau_e(\mathcal{E})} d\mathcal{E} \right], \quad (17)$$

здесь

$$n = \int f(\mathcal{E}) \mathcal{N}(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \quad (18)$$

— концентрация носителей заряда, $\mathcal{N}_\perp(\mathcal{E}) = \mathcal{E}_0 \mathcal{N}(\mathcal{E})$. Производная функции распределения Ферми–Дирака $-\partial f/\partial \mathcal{E}$ имеет резкий δ -образный пик ширины $\sim k_B T$ в окрестности энергии Ферми \mathcal{E}_F . Поэтому во всех плавных функциях под знаком интеграла в (17) можно полагать $\mathcal{E} = \mathcal{E}_F$, учитывая таким образом лишь температурное сглаживание магнитных осцилляций.

Ограничиваясь областью больших чисел заполнения и пренебрегая для простоты полевой зависимостью уровня Ферми, можно положить $\mathcal{N}_\perp(\mathcal{E}) = n \mathcal{N}(\mathcal{E})/\mathcal{N}_0$. В этом приближении выражение для электропроводности приобретает вид

$$\sigma = \frac{\sigma_D}{1 - i\omega_c \tau} \left\{ 1 + \left\langle \frac{\Delta}{i\omega_c \tau} \left[1 - \frac{i\omega_c \tau(1 + \Delta)}{1 - i\omega_c \tau + \Delta} \right] \right\rangle_T \right\}, \quad (19)$$

где $\sigma_D = ne^2 \tau/m$ — друдевская электропроводность, τ — среднее время свободного пробега электрона в отсутствие магнитного поля, величина Δ определена в (15) и, наконец, символ $\langle \dots \rangle_T$ обозначает усреднение по энергии

$$\langle \dots \rangle_T = \int \dots \left(-\frac{\partial f}{\partial \mathcal{E}} \right) d\mathcal{E}. \quad (20)$$

Как известно [2], межподзональные осцилляции кинетических коэффициентов возникают во втором порядке по параметру Дингля $\exp(-\pi/\omega_c \tau)$. Поэтому, выделяя осциллирующие части в комплексном сопротивлении $\rho = \sigma^{-1}$, ограничимся в его разложении по степеням Δ слагаемыми второго порядка

$$\frac{\delta \rho}{\rho_D} = -\frac{1 - 2i\omega_c \tau}{i\omega_c \tau} \langle \Delta \rangle_T - \frac{i\omega_c \tau}{1 - i\omega_c \tau} \langle \Delta^2 \rangle_T. \quad (21)$$

Здесь первое слагаемое описывает шубниковские осцилляции в линейном порядке по $\exp(-\pi/\omega_c \tau)$ (слагаемые, пропорциональные $\langle \Delta \rangle_T^2$, опущены как малые). Второе слагаемое наряду с обычными шубниковскими содержит вклады в межподзональные осцилляции. Ниже мы ограничимся анализом продольного магнитосопротивления, представляющего собой реальную часть (21)

$$\text{Re} \frac{\delta \rho}{\rho_D} = 2 \langle \Delta \rangle_T + \frac{(\omega_c \tau)^2}{1 + (\omega_c \tau)^2} \langle \Delta^2 \rangle_T. \quad (22)$$

Величина $\langle \Delta \rangle_T$ определяется рядом

$$\langle \Delta \rangle_T = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi n}{\omega_c \tau}\right) \frac{n\Lambda}{\text{sh } n\Lambda} \cos\left(2\pi n \frac{\mathcal{E}_0^F}{\hbar\omega_c}\right) \cos\left(\pi n \frac{\Omega_B^F}{\omega_c}\right), \quad (23)$$

* К сожалению, на момент публикации [12] нам не были известны результаты, полученные в [8,15]. Автор признателен С.И. Дорожкину, обратившему его внимание на эти работы.

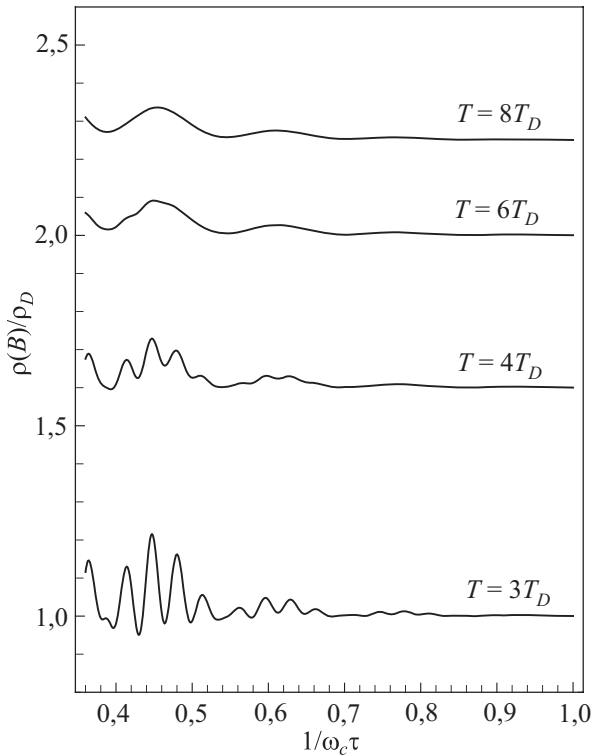


Рис. 3. Межподзонные осцилляции продольного магнитосопротивления (22) на фоне затухающих с ростом температуры осцилляций Шубникова–де Гааза, $T_D = \hbar/2\pi k_B\tau$ — температура Дингля. Расчет выполнен при $g = 2,8$, $k_{Fl} = 60$, и $\Omega\tau_e = 6,4$.

где $\Lambda = 2\pi^2 k_B T / \hbar\omega_c$. Основной период осцилляций (23) определяется сдвинутой на $m\alpha^2$ энергией Ферми $\mathcal{E}_F^0 = \mathcal{E}_F + m\alpha^2$. Но, как показано в [12], это не меняет периода осцилляций Шубникова–де Гааза, поскольку, согласно условию нормировки, в области больших чисел заполнения $n = m\mathcal{E}_F^0/\pi\hbar^2$.

Основной вклад в осциллирующую часть Δ^2 происходит от произведения первых гармоник ряда (15). Опуская в нем слагаемые, испытывающие сильное температурное размытие (т.е. пропорциональные $\cos 4\pi\mathcal{E}_0/\hbar\omega_c$), запишем

$$\Delta^2 \sim \exp\left(-\frac{2\pi}{\omega_c\tau}\right) \cos\left(2\pi\frac{\Omega_B(\mathcal{E})}{\omega_c}\right). \quad (24)$$

В отличие от спектра, типичного для двойной квантовой ямы (4), в рассматриваемом случае частота спиновой прецессии $\Omega_B(\mathcal{E})$, играющая роль энергетической щели, зависит от энергии и поэтому осцилляции (24), вообще говоря, размываются с ростом температуры. Однако нетрудно показать, что испытываемое ими температурное размытие гораздо слабее температурного размытия осцилляций Шубникова–де Гааза. Действительно, основной вклад в интеграл (20) вносит окрестность энергии Ферми шириной $\sim k_B T (\ll \mathcal{E}_F)$. Поэтому, разлагая $\Omega_B(\mathcal{E})$ вблизи \mathcal{E}_F , достаточно ограничиться линейным по $\mathcal{E} - \mathcal{E}_F$ слагаемым

$$\Omega_B(\mathcal{E}) \simeq \Omega_B^F + \frac{4m\alpha^2}{\hbar\Omega_B^F}(\mathcal{E} - \mathcal{E}_F), \quad (25)$$

поскольку в рассматриваемом интервале энергий относительный вклад второго слагаемого в (25) имеет порядок $k_B T/\mathcal{E}_F \ll 1$.

Усредняя (24), (25), получим следующее выражение для основной гармоники межподзонных осцилляций продольного магнитосопротивления:

$$\text{Re} \frac{\delta\rho}{\rho_D} \Big|_{\text{MISO}} = \frac{(\omega_c\tau)^2}{1 + (\omega_c\tau)^2} \frac{\Lambda^*}{\text{sh} \Lambda^*} \exp\left(-\frac{2\pi}{\omega_c\tau}\right) \cos\left(2\pi\frac{\Omega_B^F}{\omega_c}\right), \quad (26)$$

где $\Lambda^* = \Lambda(4m\alpha^2/\hbar\Omega_B^F)$. При достаточно малой величине константы спин-орбитальной связи

$$\frac{\Lambda^*}{\Lambda} = \frac{4m\alpha^2}{\hbar\Omega_B^F} \simeq \frac{\hbar\Omega_B^F}{\mathcal{E}_F} \ll 1, \quad (27)$$

следовательно, с ростом температуры межподзонные осцилляции размываются значительно слабее осцилляций Шубникова–де Гааза и могут наблюдаться в области температур (порядка нескольких температур Дингля T_D), в которой последние полностью размываются.

Результаты расчета полевой зависимости $\text{Re}(\delta\rho/\rho_D)$ (22), приведенные на рис. 3, иллюстрируют, как с ростом температуры постепенно сглаживаются шубниковские осцилляции продольного магнитосопротивления и практически не меняются амплитуды межподзонных осцилляций.

5. Обсуждение результатов и заключение

В настоящей работе на основе полученного в лестничном приближении [12] выражения для электропроводности двумерной электронной системы со спин-орбитальным взаимодействием в квантующем магнитном поле выполнен анализ температурной зависимости амплитуд магнитных осцилляций продольного магнитосопротивления. Показано, что, наряду с хорошо известными биениями амплитуд осцилляций Шубникова–де Гааза, расщепление спектра электронных состояний с разной киральностью приводит к появлению аналога межподзонных осцилляций.

Как и межподзонные осцилляции кинетических коэффициентов двухподзонных проводников [2,4], эти осцилляции появляются во втором порядке по параметру Дингля $\exp(-\pi/\omega_c\tau)$. Их период также определяется величиной энергии межподзонного расщепления на уровне Ферми $\hbar\Omega_B^F$. Но, в отличие от случая двухподзонного проводника, зависимость спин-орбитальной щели $\hbar\Omega_B^F$ от энергии приводит к слабому (по сравнению с температурным размытием осцил-

ляций Шубникова–де Гааза) температурному размытию исследованных здесь межподзонных осцилляций (см. уравнения (26) и (27)).

Возможность межподзонных осцилляций кинетических коэффициентов двумерных проводников со спин-орбитальным расщеплением спектра обсуждалась в [11]. Однако в своих расчетах авторы этой работы ограничились приближением постоянного, не зависящего от энергии электрона, межподзонного расщепления. Фактически они решали задачу об осцилляциях магнитосопротивления системы со спектром, характерным для двойной квантовой ямы (4). Поэтому применение их выводов к проводникам со спин-орбитальным расщеплением спектра, строго говоря, необоснованно.

Обсуждая физическую природу межподзонных осцилляций, авторы работ [2,4] объясняют их появление резонансным увеличением вероятности межподзонных переходов в полях, соответствующих совпадению уровней Ландау из разных подзон (см. рис. 1(б)). Конечно, такое одновременное совпадение бесконечного числа уровней имеет место в случае эквидистантного спектра (4). Но в проводнике со спин-орбитальным взаимодействием спектр (3) неэквидистантен и, следовательно, условия одновременного пересечения уровней Ландау разной киральности не реализуются (см. рис. 1(а)). Поэтому, на наш взгляд, межподзонные осцилляции не связаны ни с каким физическим резонансом, а возникают в результате сложения осцилляций с разными периодами. При этом в случае близких периодов возникают биения, а в случае достаточно сильно различающихся — модуляция, характерная для межподзонных осцилляций.

В заключение автор благодарит В.И. Окулова и Н.Г. Шелушнину за поддержку, а также за стимулирующие и плодотворные дискуссии. Также автор выражает признательность С.И. Дорожкину, обратившему его внимание на работы [8,15].

Работа выполнена по программе Президиума РАН, проект 12-П-2-1051.

1. В. Поляновский, *ФТП* **22**, 2230 (1988).
2. М.Е. Raikh and Т. V. Shahbazyan, *Phys. Rev. B* **49**, 5531 (1994).
3. N.S. Averkiev, L.E. Golub, S.A. Tarasenko, and M. Wilander, *J. Phys.: Condens. Matter* **13**, 2517 (2001).
4. N.C. Mamani, G.M. Gusev, T.E. Lamas, A.K. Bakarov, and O.E. Raichev, *Phys. Rev B* **77**, 205327 (2008).
5. O.E. Raichev, *Phys. Rev. B* **81**, 195301 (2010).
6. S. Wiedmann, N.C. Mamani, G.M. Gusev, O.E. Raichev, A.K. Bakarov, and J.C. Portal, *Phys. Rev. B* **80**, 245306 (2009).
7. Э.И. Рашба, *ФТТ* **2**, 1224 (1960); Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 66 (1984); Yu.A. Bychkov and E.I. Rashba, *J. Phys. C* **17**, 6039 (1984).

8. С.И. Дорожкин, Е.Б. Ольшанецкий, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 399 (1987); S.I. Dorozhkin, *Solid State Commun.* **72**, 211 (1989); S.I. Dorozhkin, *Phys. Rev. B* **41**, 3235 (1990).
9. B. Das, D.C. Miller, S. Datta, R. Reifengerger, W.P. Hong, P.K. Bhattacharya, J. Singh, and M. Jaffe, *Phys. Rev. B* **39**, 1411 (1989).
10. X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, C.R. Becker, and G. Landwehr, *Phys. Rev. B* **65**, 045324 (2002).
11. M. Langenbuch, M. Suhrke, and U. Rössler, *Phys. Rev. B* **69**, 125303 (2004).
12. S.G. Novokshonov and A.G. Groshev, *Phys. Rev B* **74**, 245333 (2006).
13. М.И. Дьяконов, В.И. Перель, *ФТТ* **13**, 3581 (1971).
14. Y. Berk, A. Kamenev, A. Palevski, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. B* **51**, 2604 (1995).
15. Ю.А. Бычков, В.И. Мельников, Э.И. Рашба, *ЖЭТФ* **98**, 717 (1990).

Magneto-intersubband oscillations of the kinetic coefficients of two-dimensional system with a spin-orbit interaction

S.G. Novokshonov

The temperature dependence of the Shubnikov–de Haas oscillation of longitudinal magnetoresistance of a two-dimensional electron system with the Rashba spin-orbit interaction is analyzed by using the expression for conductivity derived by S.G. Novokshonov and A.G. Groshev, *Phys. Rev. B* **74**, 245333 (2006). It is shown that in the above system there exist magneto-intersubband oscillations of the kinetic coefficients characteristic for multisubband conductors. The period of these oscillations is determined by the spin precession frequency at the Fermi level Ω_B^F . In the case under consideration, the intersubband spin splitting depends on electron energy. This results in a weak temperature dependence of the magneto-intersubband oscillation amplitude, which is determined by $\Lambda^* = (2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c) \hbar \Omega_B^F / \mathcal{E}_F$. This dependence is considerably weaker in comparison to the temperature smoothing of the Shubnikov–de Haas oscillation amplitude due to a small parameter $\hbar \Omega_B^F / \mathcal{E}_F \ll 1$.

PACS: 73.21.Fg Quantum wells;
73.50.Jt Galvanomagnetic and other magnetotransport effects;
73.63.-b Electronic transport in nanoscale materials and structures.

Keywords: longitudinal magnetoresistance, Shubnikov oscillations, spin-orbit interaction.