

# Комбинированный резонанс в квазидвумерных проводниках

Д. И. Степаненко

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина Национальной академии наук Украины  
Харьков, 61103, Украина  
E-mail: stepanenko@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 23 апреля 2020 г., после переработки 27 мая 2020 г.,  
опубликована онлайн 21 августа 2020 г.

Теоретически исследован комбинированный резонанс межслоевой проводимости и спиновой намагниченности в проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром. Получены аналитические выражения для поверхностного импеданса, магнитной восприимчивости и резонансной части межслоевой проводимости, обусловленной спин-орбитальным взаимодействием Рашбы–Дрессельхауса с учетом пространственной дисперсии.

Ключевые слова: комбинированный резонанс, спин-орбитальное взаимодействие, органические проводники.

## 1. Введение

Высокочастотные резонансы наблюдаются практически во всех проводящих системах, помещенных в сильное внешнее магнитное поле, если длина свободного пробега носителей заряда достаточно велика для проявления их динамических свойств. В пренебрежении спин-орбитальным взаимодействием и пространственной неоднородностью высокочастотного электромагнитного поля орбитальная и спиновая динамика электронов независимы и резонансное поглощение в немагнитных проводниках обусловлено либо переходами между уровнями Ландау, либо переверотом спина. Спин-орбитальное взаимодействие связывает орбитальное и спиновое движение и делает возможным резонанс, вызванный переходами с одновременным изменением как номера уровня Ландау, так и проекции спина — комбинированный резонанс [1, 2].

В обычных металлах спин-орбитальная связь, как правило, очень мала. Например, экспериментальные исследования спин-Холл эффекта в монокристаллах алюминия [3, 4] при гелиевых температурах дают значения разности потенциалов, обусловленной спин-орбитальным взаимодействием, порядка  $10^{-10}$ – $10^{-9}$  В. В полупроводниках и двумерных электронных системах на основе полупроводников кинетические и термодинамические характеристики весьма чувствительны к особенностям энергетического спектра носителей заряда, и даже небольшое изменение энергетических зон за счет спин-

орбитального взаимодействия может привести к заметным эффектам [5–11]. По этим причинам комбинированный резонанс имеет место преимущественно в полупроводниках, полуметаллах [1, 2] и двумерных проводящих системах [5, 12]. Существует еще один тип материалов, в которых возможно проявление комбинированного резонанса, — слоистые проводящие структуры с квазидвумерным (Q2D) электронным энергетическим спектром. Примером сильно анизотропных проводников, в которых экспериментально наблюдались высокочастотные резонансы разных типов [13–23], являются слоистые проводники органического происхождения. Основные структурные элементы этих веществ представляют собой органические молекулы или молекулярные комплексы, обладающие донорными или акцепторными свойствами. Наиболее известными примерами таких молекул являются TTF, BEDT-TTF, BEDO-TTF и др. В Q2D проводниках ион-радикалы этих молекул упакованы в слои, разделенные слоями молекул противоположного знака. Органические молекулы находятся в непосредственной близости друг к другу, что приводит к существенному перекрытию волновых функций носителей заряда, в результате они могут свободно перемещаться от молекулы к молекуле, формируя проводящую плоскость. В направлении, перпендикулярном слоям, органические молекулы отделены друг от друга и вероятность перехода носителей заряда из одной проводящей плоскости в другую будет малой. Электропроводность вдоль слоев при гелиевых температурах в ряде соединений может

превышать  $10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  и уменьшаться с ростом температуры, а в поперечном направлении будет на 3–5 порядков меньше.

Органические проводники имеют сложную молекулярную и кристаллическую структуру, однако их электронные зонные структуры достаточно просты. Поверхность Ферми (ПФ) органических проводников резко анизотропна и может состоять из квазиодномерных и Q2D листов. Исследования угловых осцилляций магнитосопротивления и квантовых магнитных осцилляционных эффектов [24] при температурах жидкого гелия показывают, что Q2D элементы ПФ известных органических соединений обычно представляют собой слабо гофрированный цилиндр. Анизотропию электронного энергетического спектра Q2D проводника можно характеризовать малым параметром  $\eta$ , квадрат которого равен отношению проводимостей вдоль нормали  $\mathbf{n}$  к слоям и в плоскости слоев в отсутствие магнитного поля. Зависимость площади сечения  $S_F(p_B)$  ПФ плоскостью  $p_B = \mathbf{p}\mathbf{V} / B = \text{const}$  от проекции импульса  $p_B$  электрона на направление магнитного поля  $\mathbf{V}$  проявляется в первом порядке по параметру анизотропии  $\eta$ . Резонансные явления при поглощении электромагнитного излучения в Q2D проводниках должны проявляться более ярко, чем в обычных металлах при сопоставимых длинах свободного пробега носителей заряда, поскольку в их формировании участвуют почти все электроны на ПФ, а не выделенная группа на экстремальном сечении ПФ.

Отличие физических свойств слоистых проводников как от свойств обычных металлов, так и двумерных проводящих систем проявляется, прежде всего, в явлениях переноса в направлении нормали к слоям, в частности в появлении серии максимумов магнитосопротивления с изменением угла  $\theta$  между векторами  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{n}$  [24, 25]. В предыдущей работе [26] на основании модели спин-орбитального взаимодействия Рашбы [1, 12]–Дрессельхауса [27] исследован комбинированный резонанс межслоевой проводимости в квазидвумерных проводниках в наклонном магнитном поле в пренебрежении пространственной дисперсией. Было показано, что в области значений  $\theta$ , в которой проявляются угловые осцилляции  $\text{tg } \theta \gg 1$ , основной вклад в резонансы на комбинационных частотах обусловлен взаимодействием Дрессельхауса. В настоящем сообщении теоретически исследован комбинированный резонанс межслоевой проводимости и спиновой намагниченности с учетом пространственной дисперсии. Проведен численный анализ, дающий качественное представление о зависимости кинетических коэффициентов от угла между магнитным полем и нормалью к слоям и их дисперсионных свойствах.

## 2. Уравнение для плотности тока

Согласно общим выражениям для плотности тока системы электронов в переменном электромагнитном поле [28], плотность тока в одночастичном приближении с учетом временной и пространственной дисперсии можно записать в виде

$$j_i(\omega, \mathbf{k}) = i \sum_{v, v'} \frac{f_0(\varepsilon_v) - f_0(\varepsilon_{v'})}{\varepsilon_v - \varepsilon_{v'}} \frac{\langle v | \hat{j}_k(0) | v' \rangle \int d^3 \mathbf{r} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \langle v' | \hat{j}_i(\mathbf{r}) | v \rangle}{\omega_{vv'} - \omega - i\tau_{vv'}^{-1}} E_k(\omega, \mathbf{k}). \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$  — электрическое поле,  $f_0(\varepsilon_v)$  — равновесная функция распределения электронов проводимости с энергией  $\varepsilon_v$  в индивидуальном состоянии с квантовыми числами  $v$ ,  $\omega_{vv'} = (\varepsilon_v - \varepsilon_{v'}) / \hbar$ ,  $\tau_{vv'}^{-1} = (\tau_v^{-1} + \tau_{v'}^{-1}) / 2$ ,  $\tau_v$  и  $\tau_{v'}$  — феноменологические времена жизни квазичастиц в состояниях  $v$  и  $v'$ ,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\langle v | \hat{j}_i(\mathbf{r}) | v' \rangle$  — матричные элементы оператора плотности тока

$$\hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r}) = \frac{e}{2} \{ \hat{\mathbf{v}}(\hat{\mathbf{p}}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \hat{\mathbf{v}}(\hat{\mathbf{p}}) \} + c \text{rot } \hat{\boldsymbol{\mu}}_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (2)$$

представляющего собой сумму орбитальной  $\hat{\mathbf{j}}^{(l)}(\mathbf{r})$  и спиновой  $\hat{\mathbf{j}}^{(s)}(\mathbf{r})$  частей,  $\hat{\mathbf{v}} = \partial \hat{\varepsilon}(\mathbf{p}) / \partial \hat{\mathbf{p}}$ ,  $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar \partial / \partial \mathbf{r} - e\mathbf{A}_0(\mathbf{r}) / c$  — оператор кинематического импульса,  $\mathbf{A}_0(\mathbf{r})$  — векторный потенциал постоянного однородного магнитного поля  $\mathbf{V}$ ,  $e$  — заряд электрона,  $c$  — скорость света,  $\hat{\boldsymbol{\mu}}_0 = -(g\mu_B / 2) \hat{\boldsymbol{\sigma}}$  — оператор магнитного момента электрона,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g$  — эффективный  $g$ -фактор,  $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$  — матрицы Паули. Двухком-

понентные спиноры  $|v\rangle$  являются собственными функциями одночастичного гамильтониана  $\hat{\varepsilon}(\hat{\mathbf{p}})$ . Для рассматриваемых ниже процессов ширина  $\hbar / \tau_v$  уровня  $\varepsilon_v$  должна быть значительно меньше расстояния  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_v - \varepsilon_{v'}$  между смежными уровнями энергии.

Энергия электронов в поле кристаллической решетки в слоистых проводниках слабо зависит от проекции импульса  $p_z = \mathbf{p}\mathbf{n}$  на нормаль к слоям и в приближении сильной связи может быть представлена в виде быстро сходящегося ряда

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_0(p_x, p_y) + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y, \eta) \cos \frac{n p_z}{p_0}. \quad (3)$$

Функции  $\varepsilon_n(p_x, p_y, \eta)$  существенно убывают с ростом их номера, наибольшая из них  $\varepsilon_1(p_x, p_y, \eta) \approx \eta \varepsilon_F$ , где  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми,  $p_0 = \hbar / a$ ,  $a$  — расстояние между слоями. Формула (3) записана в системе координат  $xyz$ , в которой ось  $z$  параллельна направлению наименьшей проводимости, а ось  $y$  можно направить перпендику-

лярно магнитному полю  $\mathbf{B} = (B \sin \theta, 0, B \cos \theta)$ . Кроме того, воспользуемся другой системой координат  $\xi y \zeta$ , в которой ось  $\zeta$  параллельна  $\mathbf{B}$ , и выберем калибровку векторного потенциала  $\mathbf{A}_0(\mathbf{r}) = (-By, 0, 0)$  (рис. 1). Компоненты импульса в обеих системах координат связаны преобразованием вращения на угол  $\theta$  между нормалью к слоям и магнитным полем.

В соответствии с формулой (3) гамильтониан электрона определяется выражением

$$\hat{\varepsilon}(\hat{\mathbf{p}}) = \varepsilon_0(\hat{p}_x, \hat{p}_y) - \hat{\boldsymbol{\mu}}_0 \mathbf{B} - \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon_n(\hat{p}_x, \hat{p}_y, \eta) \cos \frac{n\hat{p}_z}{p_0} + \hat{V}_{so}. \quad (4)$$

Запишем оператор спин-орбитального взаимодействия в виде суммы

$$\hat{V}_{so} \equiv \hat{V}_R + \hat{V}_D = \gamma_R \hat{\boldsymbol{\sigma}}(\hat{\mathbf{p}} \times \mathbf{n}) + \gamma_D \hat{\boldsymbol{\sigma}}(\mathbf{e}_x \hat{p}_x - \mathbf{e}_y \hat{p}_y) \quad (5)$$

операторов взаимодействий Рашбы  $\hat{V}_R$  и Дрессельхауса  $\hat{V}_D$ . Здесь  $\mathbf{n}$  — направление оси высокой симметрии кристалла, которое будем полагать совпадающим с нормалью к слоям,  $\gamma_R$  и  $\gamma_D$  — константы взаимодействия,  $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$  — единичные орты вдоль осей  $x, y$ ,  $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ :

$$\hat{\sigma}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \hat{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \hat{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Для рассматриваемых проводящих систем операторы энергии движения электрона вдоль нормали к слоям и спин-орбитального взаимодействия следует считать возмущением. Полный набор квантовых чисел  $v = n, p_\xi, p_\zeta, \sigma$  состоит из номера уровня Ландау  $n$ , проекций импульса  $p_\xi, p_\zeta$  и спина  $s_\zeta = \sigma_\zeta / 2 \equiv \sigma / 2$ . Спиновая часть  $|\sigma\rangle$  волновой функции нулевого приближения является собственной функцией оператора  $\hat{\sigma}_z$ .

Выполним каноническое преобразование операторов  $\hat{\varepsilon}$  и  $\hat{\mathbf{j}}$ :

$$\hat{F}' = e^{-\hat{S}} \hat{F} e^{\hat{S}} = \hat{\varepsilon} + [\hat{F}, \hat{S}] + \frac{1}{2!} [[\hat{F}, \hat{S}], \hat{S}] + \dots, \hat{F} = \hat{\varepsilon}, \hat{\mathbf{j}}, \quad (7)$$

приводящее гамильтониан (4) к диагональному по спину виду. В нулевом приближении преобразованный гамильтониан совпадает с невозмущенным оператором (4)  $\hat{\varepsilon}^{(0)}$ , а

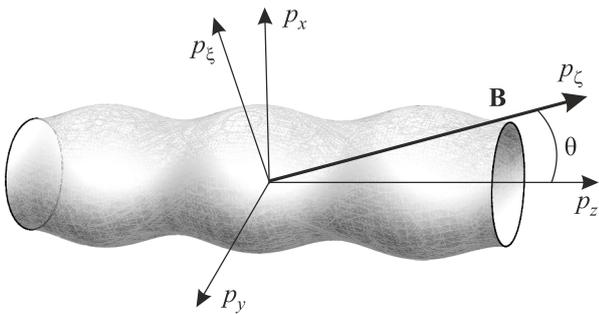


Рис. 1. Поверхность Ферми и системы координат.

матричные элементы оператора  $\hat{S}$  в первом порядке по  $\hat{V}_{so}$  равны

$$\langle v | \hat{S} | v' \rangle = \frac{\langle v | \hat{V}_{so}^N | v' \rangle}{\varepsilon_v^{(0)} - \varepsilon_{v'}^{(0)}}, \quad (8)$$

где  $\hat{V}_{so}^N$  — недиагональная по спину часть оператора  $\hat{V}_{so}$ . В этой формуле предполагается, что частота спинового резонанса  $\omega_s = g\mu_B B / \hbar$  не равна циклотронной частоте  $\omega_B$  и ее гармоникам  $l\omega_B$ , т. е. линии комбинированного и циклотронного резонансов не должны совпадать, в противном случае при некоторых значениях  $n$  и  $n'$  знаменатель в (8) может обратиться в нуль.

С помощью формул (1), (7) плотность тока можно представить в виде ряда по степеням констант спин-орбитального взаимодействия, в котором матричные элементы  $\langle v | \hat{j}_i^{(1)}(\mathbf{r}) | v' \rangle$  вычисляются в базисе собственных функций невозмущенного гамильтониана.

### 3. Комбинированный резонанс межслоевой проводимости

Диагональные по спину матричные элементы оператора компоненты  $\hat{j}_z^{(l)}$  орбитальной части плотности тока (2) не вносят вклад в ток, обусловленный переходами на комбинационных частотах, поэтому комбинированный резонанс межслоевой проводимости определяется произведением

$$\langle v | \hat{j}_z^{(l)'}(0) | v' \rangle \langle v' | \int d^3 \mathbf{r} \mathbf{e}^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \hat{j}_z^{(l)'}(\mathbf{r}) | v \rangle$$

в формуле (1), где  $\hat{j}_z^{(l)'}(\mathbf{r}) = [\hat{j}_z^{(l)}(\mathbf{r}), \hat{S}]$ .

Для нахождения матричных элементов  $\langle v | \hat{j}_z^{(l)'}(\mathbf{r}) | v' \rangle$  воспользуемся модельным законом дисперсии электронов проводимости. Ограничимся нулевой и первой фурье-гармониками проекции импульса на нормаль к слоям в формуле (3), пренебрежем анизотропией в плоскости слоев и положим  $\varepsilon_1(p_x, p_y, \eta) = -\varepsilon_\eta = -\eta v_F p_0$ . В результате получим

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} - \varepsilon_\eta \cos \frac{p_z}{p_0}, \quad (9)$$

здесь  $m$  — эффективная масса,  $v_F = \sqrt{2\varepsilon_F / m}$ . При выполнении неравенства

$$\eta \tan \theta \ll 1 \quad (10)$$

уравнение Шредингера для невозмущенного гамильтониана  $\hat{\varepsilon}^{(0)}$  сводится к уравнению гармонического осциллятора с частотой  $\omega_B = |e| B \cos \theta / (mc)$ .

Представим ширину резонанса в виде  $\tau_{vv'}^{-1} \equiv \tau_{ls}^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau_l^{-1}$ , где  $\tau_s$  — время переворота спина, а  $\tau_l^{-1}$  — ширина резонанса при переходе электрона с уровня Ландау  $n' = n + l$  на уровень  $n$  с сохранением проекции спина. Полагая  $\mathbf{E}(\mathbf{r}) \sim \exp(iky)$ , после сложных вычислений найдем поправку к межслоевой

проводимости, описывающую резонанс на комбинационных частотах

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}^{(so)}(\omega, k) = & i\eta^2 \frac{\omega_B \omega_p^2}{\pi^2} w(\theta) \times \\ & \times \sum_n \int_{-\pi}^{\pi} d\beta \left\{ \frac{f_0(\varepsilon_{n,1}) - f_0(\varepsilon_{n,-1})}{\omega_s} |a_{n,n}(k)|^2 h_0(\omega) + \right. \\ & + \sum_{l=1}^{\infty} \left( \frac{f_0(\varepsilon_{n+l,1}) - f_0(\varepsilon_{n,-1})}{\omega_B l + \omega_s} h_l^{(+)}(\omega) + \right. \\ & \left. \left. + \frac{f_0(\varepsilon_{n+l,-1}) - f_0(\varepsilon_{n,1})}{\omega_B l - \omega_s} h_l^{(-)}(\omega) \right) |a_{n,n+l}(k)|^2 \right\}, \quad (11) \end{aligned}$$

где  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m}$  — плазменная частота,  $n_0$  — плотность электронов,  $\beta = p_B / (p_0 \cos \theta)$ . Здесь и далее в обозначении энергии электронов  $\varepsilon_{n,\sigma,p_B} \equiv \varepsilon_{n,\sigma}$  опускаем индекс сохраняющейся величины  $p_B$ . Функции частоты

$$\begin{aligned} h_0(\omega) &= \frac{\omega + i\tau_s^{-1}}{(\omega + i\tau_s^{-1})^2 - \omega_s^2}, \\ h_l^{(\pm)}(\omega) &= \frac{\omega + i\tau_{ls}^{-1}}{(\omega + i\tau_{ls}^{-1})^2 - (\omega_B l \pm \omega_s)^2} \end{aligned} \quad (12)$$

при  $\tau_{ls}^{-1} \rightarrow 0$  имеют резкие максимумы для частот  $\omega$ , равных частотам комбинированного резонанса  $\omega_r = |\Omega_l^{(\pm)}|$ , где  $\Omega_l^{(\pm)} = l\omega_B \pm \omega_s$ , а функция угла  $\theta$

$$w(\theta) = \frac{\gamma_R^2 (\omega_B + \omega_s \cos \theta)^2 + \gamma_D^2 (\omega_s - \omega_B \cos \theta)^2}{a_B^2 (\omega_B^2 - \omega_s^2)^2} \quad (13)$$

определяет вклады в  $\sigma_{zz}^{(so)}$  взаимодействий Рашбы и Дресельхауса,  $a_B = \sqrt{\hbar / (m\omega_B)}$ .

Коэффициенты

$$\begin{aligned} a_{n,n'}(k) &= \sqrt{\frac{n'+1}{2}} \langle n'+1 | e^{ia_B k u} \sin(\beta + \alpha u) | n \rangle - \\ & - \sqrt{\frac{n}{2}} \langle n' | e^{ia_B k u} \sin(\beta + \alpha u) | n-1 \rangle \end{aligned}$$

с помощью формулы (см. [29])

$$\langle n | e^{izu} | n+l \rangle = \sqrt{\frac{n!}{(n+l)!}} (i \operatorname{sgn} z)^l \left(\frac{z^2}{2}\right)^{\frac{l}{2}} e^{-\frac{z^2}{4}} L_n^l\left(\frac{z^2}{2}\right)$$

и рекуррентных соотношений для обобщенных полиномов Лагерра  $L_n^l(z)$  можно представить в виде

$$\begin{aligned} a_{n,n+l}(k) &= \frac{i^l}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{n!}{(n+l)!}} \times \\ & \times \left\{ e^{i\beta} z_1^{\frac{l+1}{2}} e^{-\frac{z_1}{2}} L_n^l(z_1) - e^{-i\beta} \operatorname{sgn}^{l+1}(q-\alpha) z_2^{\frac{l+1}{2}} e^{-\frac{z_2}{2}} L_n^l(z_2) \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь  $|n\rangle$  — нормированные функции Эрмита безразмерной координаты  $u$ ,  $z_1 = (q + \alpha)^2 / 2$ ,  $z_2 = (q - \alpha)^2 / 2$ ,  $q = a_B k$ ,  $\alpha = (a_B / r_0) \operatorname{tg} \theta$ ,  $r_0 = p_0 / m\omega_B$ . При больших значениях  $n \gg 1$ , воспользовавшись асимптотическим представлением полиномов Лагерра [30], формулу (14) можно выразить через функции Бесселя  $J_l$ :

$$\begin{aligned} a_{n,n+l}(k) &= \frac{i^l}{4} \left\{ e^{i\beta} (q + \alpha) J_l(\sqrt{2n}(q + \alpha)) - \right. \\ & \left. - e^{-i\beta} \operatorname{sgn}^{l+1}(q - \alpha) |q - \alpha| J_l(\sqrt{2n}|q - \alpha|) \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Соотношение (15) описывает осцилляционную зависимость  $\sigma_{zz}^{(so)}$  от угла  $\theta$ .

В выражении для энергетического спектра электрона

$$\varepsilon_{n,\sigma} = \hbar\omega_B \left( n + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar\omega_s \sigma}{2} + \varepsilon_{\perp}, \quad (16)$$

где

$$\varepsilon_{\perp} = -\varepsilon_{\eta} e^{-\frac{\alpha^2}{4}} L_n\left(\frac{\alpha^2}{2}\right) \cos \beta \xrightarrow{n \gg 1} -\varepsilon_{\eta} J_0(\sqrt{2n}\alpha) \cos \beta,$$

пренебрегаем членами второго порядка по  $\hat{V}_{so}$ , т. е. пропорциональными  $\gamma_R^2$  и  $\gamma_D^2$ , приводящими к поправкам к энергетическим уровням, но не влияющими на интенсивность резонанса и угловую зависимость кинетических коэффициентов.

Каждое слагаемое в сумме по  $l$  в формуле (11) определяет асимптотику проводимости  $\sigma_{zz}^{(so)}$  в окрестности  $\pm l$ -го резонанса  $\omega \approx |\Omega_l^{(\pm)}|$ . Первое слагаемое в (11) с  $l=0$  соответствует чисто спиновым переходам, при этом ширина резонанса определяется обратным временем переворота спина  $\tau_s^{-1}$ .

Из формулы (15) следует, что в магнитном поле, направленном по нормали к слоям, т. е. при  $\theta=0$  и пренебрежении пространственной дисперсией в рамках выбранных моделей энергии электрона в поле кристаллической решетки (4) и спин-орбитального взаимодействия (5), проводимость (11) обращается в нуль. Пространственную дисперсию кинетических коэффициентов в присутствии высокочастотного электромагнитного поля  $\omega\tau_l \approx \omega_B \tau_l \gg 1$  можно характеризовать параметром  $\kappa = (\eta\omega_p v_F / \omega_B c)^2$ . Если электрическое поле поляризовано в плоскости слоев, то следует положить  $\eta=1$ . В случае нормального скин-эффекта глубина скин-слоя  $\delta \approx k^{-1} \approx r_B / \sqrt{\kappa} \gg r_B$  значительно больше циклотронного радиуса  $r_B = v_F / \omega_B$ , а для реализации условий предельно аномального скин-эффекта необходимо выполнение неравенства  $\delta \approx r_B / \kappa^{1/3} \ll r_B$ . Хотя для рассматриваемой геометрии задачи, когда электрический ток протекает вдоль нормали к слоям, в силу малости параметра анизотропии  $\eta$  обычно  $\delta > r_B$ , влияние пространственной дисперсии может быть существенным в структурах, обладающих достаточно высокой проводимостью, например в органическом металле  $(\text{BEDT-TTF})_2\text{IBr}_2$  с плотностью носителей заряда  $n_0 \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$  [31].

Если число уровней Ландау ниже  $\varepsilon_F$  велико, то проводимость (11) испытывает осцилляции типа де Гааза–ван Альфена. Воспользовавшись формулой Пуассона, представим выражение (11) в виде суммы

$$\sigma_{zz}^{(so)}(\omega, k) = \bar{\sigma}_{zz}(\omega, k) + \tilde{\sigma}_{zz}(\omega, k), \quad (17)$$

плавной

$$\bar{\sigma}_{zz}(\omega, k) = i\eta^2 \frac{\omega_p^2}{4\pi} w(\theta) \times \left\{ h_0(\omega) U_0 + \sum_{l=1}^{\infty} \left( h_l^{(+)}(\omega) + h_l^{(-)}(\omega) \right) U_l \right\} \quad (18)$$

и осциллирующей с изменением  $B^{-1}$  части

$$\tilde{\sigma}_{zz}(\omega, k) = i\eta^2 \frac{\omega_p^2 \omega_B}{2\pi} w(\theta) \times \left\{ \frac{h_0(\omega)}{\omega_s} Q_0 + \sum_{l=1}^{\infty} \left( \frac{h_l^{(+)}(\omega)}{\Omega_l^{(+)}} - \frac{h_l^{(-)}(\omega)}{\Omega_l^{(-)}} \right) Q_l \right\}. \quad (19)$$

Здесь

$$Q_l = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j} \{ U_l J_0(j\Delta) + V_l J_2(j\Delta) \} \times \psi(j\lambda) \sin \frac{\pi j \omega_s}{\omega_B} \cos \frac{2\pi j \mu}{\omega_B}, \quad (20)$$

$$\psi(\lambda) = \lambda / \text{sh } \lambda, \quad \lambda = 2\pi^2 T / (\hbar \omega_B),$$

$$\Delta = 2\pi \varepsilon_{\eta} J_0(\alpha_1) / (\hbar \omega_B),$$

$$U_l = \frac{1}{2} \left\{ (q + \alpha)^2 J_l^2(q_1 + \alpha_1) + (q - \alpha)^2 J_l^2(q_1 - \alpha_1) \right\},$$

$$V_l = \text{sgn}^{l+1}(q - \alpha) |q^2 - \alpha^2| J_l(q_1 + \alpha_1) J_l(|q_1 - \alpha_1|),$$

$$q_1 = \sqrt{2\mu / (\hbar \omega_B)} q = kr_B,$$

$$\alpha_1 = \alpha \sqrt{2\mu / (\hbar \omega_B)} = (mv_F / p_0) \text{tg } \theta,$$

$T$  — температура,  $\mu$  — химический потенциал. Амплитуды осциллирующих гармоник в сумме  $Q_l$  промодулированы квазипериодическими функциями  $J_0(j\Delta)$ ,  $J_2(j\Delta)$ , аргумент которых  $\Delta$  зависит не только от  $B^{-1}$ , но и от  $\text{tg } \theta$ . В пренебрежении пространственной дисперсией проводимость  $\sigma_{zz}^{(so)}(\omega, 0)$  определяется формулами (17)–(19), в которых коэффициенты  $U_l$  и  $V_l$  равны

$$U_l = \alpha^2 J_l^2(\alpha_1), \quad V_l = (-1)^{l+1} \alpha^2 J_l^2(\alpha_1).$$

При условии  $\varepsilon_{\perp} = \eta \varepsilon_F \gg \hbar \omega_B$  формула (19) описывает осцилляции межслоевой проводимости с изменением обратной величины магнитного поля. В случае  $\eta \varepsilon_F = \hbar \omega_B$  и  $T < \hbar \omega_B / (2\pi^2)$ , строго говоря, следует учитывать осцилляционную зависимость химического потенциала от  $B^{-1}$ , а в окрестности резонанса  $\omega \approx |\Omega_l^{(\pm)}|$  и зависимость от  $B^{-1}$  времен релаксации  $\tau_l$ . В области достаточно низких температур  $T < \hbar \omega_B / (2\pi^2)$ , при  $\eta \varepsilon_F \gg \hbar \omega_B$  и произвольных значениях  $\theta$ , амплитуда ос-

циллирующей с обратной величиной магнитного поля части проводимости  $\tilde{\sigma}_{zz}$  в  $\sqrt{\Delta} \sim \sqrt{\eta \varepsilon_F / (\hbar \omega_B)}$  раз меньше плавной части  $\bar{\sigma}_{zz}^{(so)}$ . Однако для значений  $\theta = \theta_i$ , при которых  $\alpha_1 \sim \text{tg } \theta_i$  является корнем функций Бесселя  $J_0(\alpha_1) = 0$ , она возрастает до значений порядка  $\bar{\sigma}_{zz}^{(so)}$ .

Резонансную проводимость (11), (13) можно представить в виде суммы  $\sigma_{zz}^{(so)} = \sigma_R + \sigma_D$  частей, обусловленных взаимодействиями Рашбы и Дрессельхауса. Записав в формуле (13) циклотронную частоту в виде  $\omega_B = \omega_0 \cos \theta$ , где  $\omega_0 \equiv |e| B / (mc)$ , легко заметить, что  $\sigma_R \approx \sigma_D$  при  $\theta \approx 1$ , но в области значений  $\theta$ , в которой проявляются угловые осцилляции  $\text{tg } \theta \gg 1$ , асимптотика  $\sigma_{zz}^{(so)}$  определяется спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауса  $\sigma_R = \sigma_D \cos^2 \theta \ll \sigma_D$ . Угловая зависимость плавной и осциллирующей частей межслоевой проводимости при характерных значениях параметров показана на рис. 2 и 3 соответственно.

Допустим, что проводник занимает полупространство  $y > 0$  и выполнено условие  $\eta \omega_p \gg \omega$ , при котором в уравнениях Максвелла можно пренебречь током смещения. Важной характеристикой проводящей среды является тензор поверхностного импеданса

$$Z_{ik} = -i \frac{8\omega}{c^2} \int_0^{\infty} dk (D^{-1}(\omega, k))_{ik}, \quad i, k = \{x, z\}, \quad (21)$$

связывающий тангенциальные компоненты электрического поля на поверхности и полный ток, где  $D_{ik} = \{k^2 \delta_{ik} - (4\pi i \omega c^{-2})(\sigma_{ik} - \sigma_{iy} \sigma_{yk} / \sigma_{yy})\}$ . В слоистых проводниках выполняются неравенства  $|\sigma_{xz} \sigma_{zx}| \approx |\sigma_{yz} \sigma_{zy}| \ll |\sigma_{zz} \sigma_{xx}|$ ,  $|\sigma_{zz} \sigma_{yy}|$  [25] и, следовательно, тензор проводимости в плоскостях  $xz$ ,  $yz$  можно считать диагональным. Разложим подынтегральное выражение для компоненты импеданса  $Z_{zz}$  в ряд по степеням  $\sigma_{zz}^{(so)}$  и удержим первые два члена:

$$Z_{zz} = Z_{zz}^{(0)} + \Delta Z_{zz}^{(so)} = -i \frac{8\omega}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{dk}{k^2 - 4\pi i \omega c^{-2} \sigma_{zz}(\omega, k)} + \frac{32\pi \omega^2}{c^4} \int_0^{\infty} \frac{dk \sigma_{zz}^{(so)}(\omega, k)}{[k^2 - 4\pi i \omega c^{-2} \sigma_{zz}(\omega, k)]^2}. \quad (22)$$

Здесь первое слагаемое — импеданс при  $\sigma_{zz}^{(so)} = 0$ , второе — поправка за счет спин-орбитального взаимодействия. Межслоевую проводимость в основном приближении  $\sigma_{zz}(\omega, k)$  легко найдем с помощью формулы (1):

$$\sigma_{zz}(\omega, k) = i \frac{\eta^2 \omega_p^2}{8\pi^2} \sum_{n, \sigma = \pm} \int_{-\pi}^{\pi} d\beta \left\{ \frac{\partial f_0(\varepsilon_{n, \sigma})}{\partial n} \frac{|A_{n, n}(q)|^2}{\omega + i\tau^{-1}} + 2 \sum_{l=1}^{\infty} \frac{f_0(\varepsilon_{n, \sigma}) - f_0(\varepsilon_{n+l, \sigma})}{l [(\omega + i\tau_l^{-1})^2 - (\omega_B l)^2]} |A_{n, n+l}(q)|^2 \right\}, \quad (23)$$

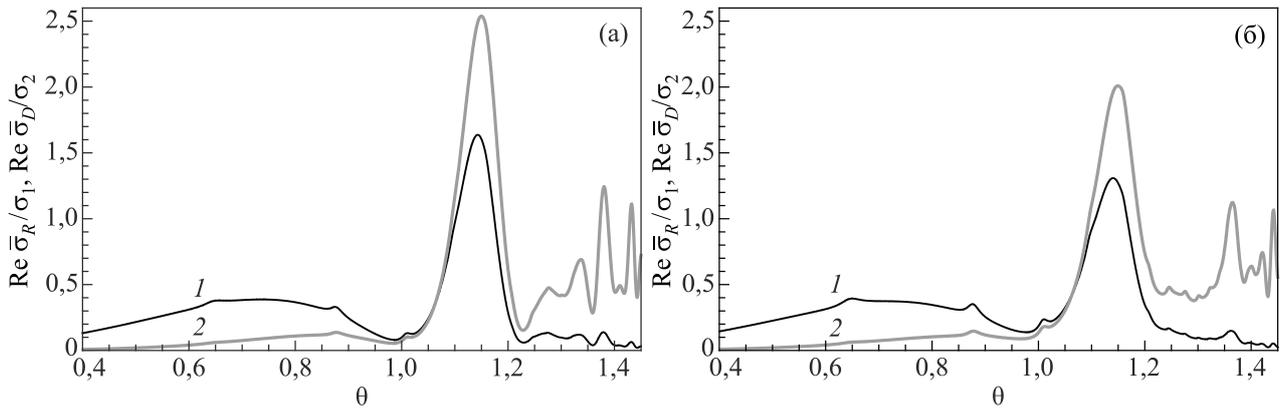


Рис. 2. Зависимости  $\text{Re} \bar{\sigma}_R / \sigma_1$  (кривая 1) и  $\text{Re} \bar{\sigma}_D / \sigma_2$  (кривая 2) от  $\theta$ , где  $\sigma_{1,2} = \eta^2 (\omega_p^2 / 4\pi\omega_0) (\gamma_{R,D} / v_F)^2$ , при значениях параметров  $mv_F / p_0 = 2,5$ ,  $\omega = 1,8\omega_0$ ,  $\omega_s = 1,4\omega_0$ ,  $\omega\tau_l = 20$ ,  $\omega\tau_s = 200$ ,  $k = 0$  (а) и  $kv_F / \omega_0 = 0,2$  (б). Резкий максимум при  $\theta \approx 1,16$  здесь и на других рисунках соответствует резонансу на частоте  $\omega = \omega_s + \omega_B$ .

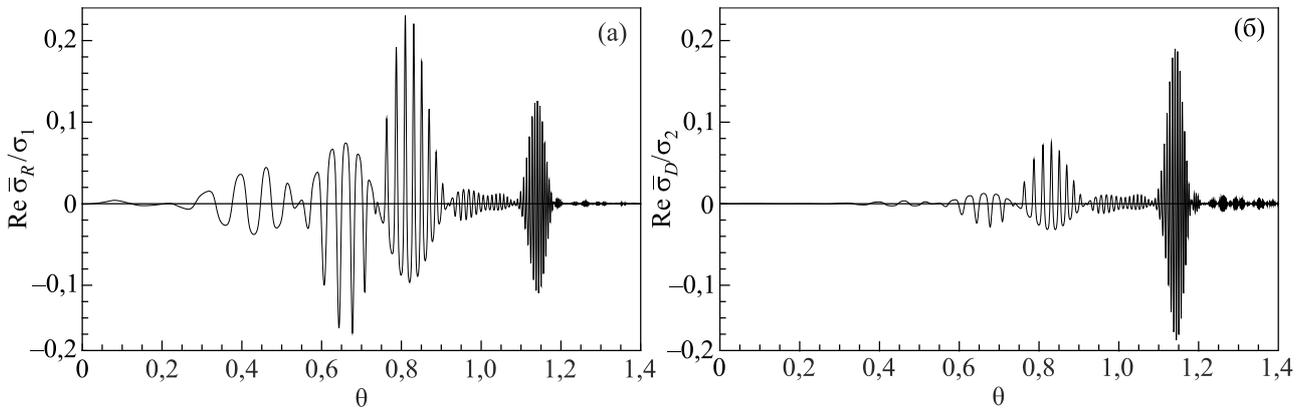


Рис. 3. Качественные зависимости  $\text{Re} \bar{\sigma}_R / \sigma_1$  (а) и  $\text{Re} \bar{\sigma}_D / \sigma_2$  (б) от  $\theta$ , где  $\sigma_{1,2} = \eta^2 (\omega_p^2 / 4\pi\omega_0) (\gamma_{R,D} / v_F)^2$ , при значениях параметров  $mv_F / p_0 = 2,5$ ,  $\omega = 1,8\omega_0$ ,  $\omega_s = 1,4\omega_0$ ,  $2\pi^2 T / (\hbar\omega_0) = 1$ ,  $\omega\tau_l = 10$ ,  $\omega\tau_s = 100$ ,  $\eta\varepsilon_F / (\hbar\omega_0) = 1$ ,  $\eta = 1/30$  и  $kv_F / \omega_0 = 0,2$ . Медленные угловые осцилляции обусловлены функциями  $J_0(j\Delta)$ ,  $J_2(j\Delta)$  в формуле (20).

где

$$A_{n,n+l}(q) = \langle n | e^{iqu} \sin(\beta + \alpha u) | n+l \rangle = \frac{i^{l-1}}{2} \sqrt{\frac{n!}{(n+l)!}} \times \left\{ e^{i\beta} z_1^{\frac{l}{2}} e^{-\frac{z_1}{2}} L_n^l(z_1) - e^{-i\beta} \text{sgn}^l(q - \alpha) z_2^{\frac{l}{2}} e^{-\frac{z_2}{2}} L_n^l(z_2) \right\},$$

а величина  $\tau$  определяет ширину  $\hbar/\tau$   $n$ -го уровня энергии электрона. В случае  $\varepsilon_F \gg \hbar\omega_B$  суммирование по  $n$  можно заменить интегрированием и преобразовать формулу (23) к виду

$$\sigma_{zz}(\omega, k) = i \frac{\eta^2 \omega_p^2}{8\pi} \left\{ \frac{J_0^2(q_1 + \alpha_1) + J_0^2(q_1 - \alpha_1)}{\omega + i\tau^{-1}} + 2 \sum_{l=1}^{\infty} \frac{J_l^2(q_1 + \alpha_1) + J_l^2(q_1 - \alpha_1)}{(\omega + i\tau_l^{-1})^2 - (\omega_B l)^2} (\omega + i\tau_l^{-1}) \right\}. \quad (24)$$

С помощью замены переменной интегрирования  $k = \lambda(\kappa\omega/\omega_B)^{1/2} / r_B$  запишем резонансную поправку к импедансу следующим образом:

$$\Delta Z_{zz}^{(so)} = \frac{8v_F}{c^2} \sqrt{\frac{\omega}{\kappa\omega_B}} \int_0^{\infty} \frac{d\lambda s_{zz}^{(so)}(\omega, (\kappa\omega/\omega_B)^{1/2} \lambda)}{[\lambda^2 - i s_{zz}(\omega, (\kappa\omega/\omega_B)^{1/2} \lambda)]^2}, \quad (25)$$

где  $s_{zz}$  — проводимость, отнесенная к  $\eta^2 \omega_p^2 / (4\pi\omega_B)$ , т. е.  $s_{zz} = 4\pi\omega_B \sigma_{zz} / (\eta^2 \omega_p^2)$ ,  $s_{zz}^{(so)} = 4\pi\omega_B \sigma_{zz}^{(so)} / (\eta^2 \omega_p^2)$ . Если  $\kappa \ll 1$ , то  $\Delta Z_{zz}^{(so)}$  можно разложить в ряд по степеням  $\sqrt{\kappa}$ , первый член ряда равен

$$\Delta Z_{zz}^{(so)} = \frac{2\pi v_F}{c^2} \sqrt{\frac{\omega}{\kappa\omega_B}} \frac{s_{zz}^{(so)}(\omega, 0)}{(-i s_{zz}(\omega, 0))^{3/2}}. \quad (26)$$

В окрестности резонанса  $\omega = \omega_r + \Delta\omega = |\omega_B \pm \omega_s| + \Delta\omega$  асимптотика формулы (26) имеет вид

$$\Delta Z_{zz}^{(so)} \approx \frac{\pi v_F}{c^2} \sqrt{\frac{\omega_r}{\kappa\omega_B}} \frac{\tau_{ls}^{-1} + i\Delta\omega}{\Delta\omega^2 + \tau_{ls}^{-2}} \alpha_1^2 J_l^2(\alpha_1) \times \frac{\gamma_R^2(\omega_B + \omega_s \cos \theta)^2 + \gamma_D^2(\omega_s - \omega_B \cos \theta)^2}{r_B^2 (\omega_B^2 - \omega_s^2)^2 [-i s_{zz}(\omega_r, 0)]^{3/2}}. \quad (27)$$

В области  $0 < \kappa \leq 1$  интеграл в формуле (25) как функция  $\kappa$  не претерпевает существенных изменений, по-

этому с увеличением  $k$  от значений  $k \ll 1$  до  $k \approx 1$  поправка к импедансу за счет спин-орбитального взаимодействия убывает как  $1/\sqrt{k}$ .

Формулы (11), (13), (26) можно использовать для экспериментального нахождения абсолютных значений констант  $\gamma_R$  и  $\gamma_D$  [26]. Наибольший интерес представляют чисто спиновые переходы с  $l=0$  на частоте  $\omega_s$ , поскольку  $\tau_s > \tau_l$ , кроме того, с увеличением  $\theta$  уменьшается  $\omega_B \tau_l$  и, соответственно, интенсивность  $l$ -го резонанса.

#### 4. Комбинированный резонанс спиновой намагниченности

Неоднородное высокочастотное магнитное поле  $\mathbf{B}^-(\mathbf{r}, t)$  может возбуждать наряду со спиновыми переходами также и переходы на комбинационных частотах

$$M_i(\omega, k) = -\frac{\hbar\omega\omega_B}{4\pi}\chi_0 \sum_{n, n', \sigma, \sigma'} \int_{-\pi}^{\pi} d\beta \frac{f_0(\varepsilon_{n, \sigma}) - f_0(\varepsilon_{n', \sigma'})}{\varepsilon_{n, \sigma} - \varepsilon_{n', \sigma'}} \frac{|\langle n' | e^{iqz} | n \rangle|^2 \langle \sigma | \hat{\sigma}_k | \sigma' \rangle \langle \sigma' | \hat{\sigma}_i | \sigma \rangle}{(\varepsilon_{n, \sigma} - \varepsilon_{n', \sigma'}) / \hbar - \omega - i\tau_{|n-n'|, s}^{-1}} B_k^-(\omega, k). \quad (29)$$

Здесь  $\mathbf{j}^{(m)}$  определяется формулой (1), в которой  $\hat{\mathbf{j}} = \hat{\mathbf{j}}^{(s)}$ ,  $\chi_0 = \mu_0^2 m p_0 / (\pi \hbar^3)$  — статическая парамагнитная восприимчивость,  $\mathbf{B}^-(\omega, k) = (c/\omega)(\mathbf{k} \times \mathbf{E}(\omega, k))$ ,  $i, k = \{\xi, \zeta\}$ , матричные элементы  $\langle \sigma' | \hat{\sigma}_k | \sigma \rangle$  выражаются через символы Кронекера

$$\langle \sigma' | \hat{\sigma}_\xi | \sigma \rangle = \delta_{\sigma, 1} \delta_{\sigma', -1} + \delta_{\sigma, -1} \delta_{\sigma', 1}, \quad \langle \sigma' | \hat{\sigma}_\zeta | \sigma \rangle = \delta_{\sigma, \sigma'}.$$

Компонента намагниченности, перпендикулярная магнитному полю, обусловленная переходами с изменением проекции спина и описывающая парамагнитный и комбинированный резонансы, равна

$$M_\xi(\omega, k) = \chi_{\xi\xi}(\omega, k) B_\xi^-(\omega, k) = -\frac{\omega\omega_B}{2\pi} \chi_0 \sum_n \int_{-\pi}^{\pi} d\beta \left\{ \frac{f_0(\varepsilon_{n, 1}) - f_0(\varepsilon_{n, -1})}{\omega_s} |b_{n, n}(q)|^2 h_0(\omega) \times \sum_{l=1}^{\infty} \left( \frac{f_0(\varepsilon_{n+l, 1}) - f_0(\varepsilon_{n, -1})}{\omega_B l + \omega_s} h_l^{(+)}(\omega) + \frac{f_0(\varepsilon_{n+l, -1}) - f_0(\varepsilon_{n, 1})}{\omega_B l - \omega_s} h_l^{(-)}(\omega) \right) |b_{n, n+l}(q)|^2 B_\xi^-(\omega, k) \right\}, \quad (30)$$

где

$$b_{n, n+l}(q) = \sqrt{\frac{n!}{(n+l)!}} \left( \frac{q^2}{2} \right)^{\frac{l}{2}} e^{-\frac{q^2}{4}} L_n^l \left( \frac{q^2}{2} \right) \xrightarrow{n \gg 1} J_l(\sqrt{2n}q).$$

При  $\varepsilon_F \gg \hbar\omega_B$  после стандартных преобразований парамагнитную восприимчивость можно записать в виде суммы

$$\chi_{\xi\xi}(\omega, k) = \bar{\chi}_{\xi\xi}(\omega, k) + \tilde{\chi}_{\xi\xi}(\omega, k) \quad (31)$$

тах даже без учета спин-орбитального взаимодействия. Плотность тока (1) пропорциональна вихревому электрическому полю и, следовательно, включает члены, пропорциональные магнитному полю. Орбитальная часть оператора (2) в формуле (1) определяет проводимость, а спиновая часть  $\hat{\mathbf{j}}^{(s)} = c \text{rot } \hat{\boldsymbol{\mu}}_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  — высокочастотную намагниченность и парамагнитную восприимчивость [32].

Полагая  $\mathbf{k} = (0, k, 0)$ , из уравнений Максвелла

$$\mathbf{j}^{(m)} = c \text{rot } \mathbf{M}, \quad \text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (28)$$

получаем следующее выражение для намагниченности, обусловленной спиновой частью оператора плотности тока (2):

плавной

$$\bar{\chi}_{\xi\xi}(\omega, k) = -\omega\chi_0 \left\{ J_0^2(q_1) h_0(\omega) + \sum_{l=1}^{\infty} J_l^2(q_1) \left[ h_l^{(+)}(\omega) + h_l^{(-)}(\omega) \right] \right\} \quad (32)$$

и квантовой осциллирующей частей

$$\tilde{\chi}_{\xi\xi}(\omega, k) = -2\omega\omega_B\chi_0 \times \left\{ J_0^2(q_1) \frac{h_0(\omega)}{\omega_s} + \sum_{l=1}^{\infty} J_l^2(q_1) \left( \frac{h_l^{(+)}(\omega)}{\Omega_l^{(+)}} - \frac{h_l^{(-)}(\omega)}{\Omega_l^{(-)}} \right) \right\} \times \sum_{j=1}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j} J_0(j\Delta) \psi(j\lambda) \sin \frac{\pi j \omega_s}{\omega_B} \cos \frac{2\pi \mu j}{\hbar \omega_B}. \quad (33)$$

Формулы (30)–(33) представляют собой сумму асимптотик магнитной восприимчивости в окрестности  $\pm l$ -го резонанса  $\omega \approx \left[ \Omega_l^{(\pm)} \right]$ . В пренебрежении пространственной дисперсией, т. е. при  $q_1 = 0$ , в формулах (32), (33) остается лишь одно слагаемое с  $l=0$ , которое описывает электронный парамагнитный резонанс. Магнитная восприимчивость, соответствующая комбинированному резонансу, максимальна при  $q_1 = kr_B \approx 1$ , а при больших значениях  $q_1 \gg 1$  убывает как  $1/kr_B$ . Угловые зависимости плавной и осциллирующей частей магнитной восприимчивости приведены на рис. 4. Зависимость осциллирующей с изменением  $B^{-1}$  части магнитной восприимчивости  $\tilde{\chi}_{\xi\xi}$  от величины и направления магнитного поля аналогична зависимостям осциллирующей части резонансной проводимости, рассмотренной выше, и статической магнитной восприимчивости в сильном внешнем магнитном поле [33]. В области

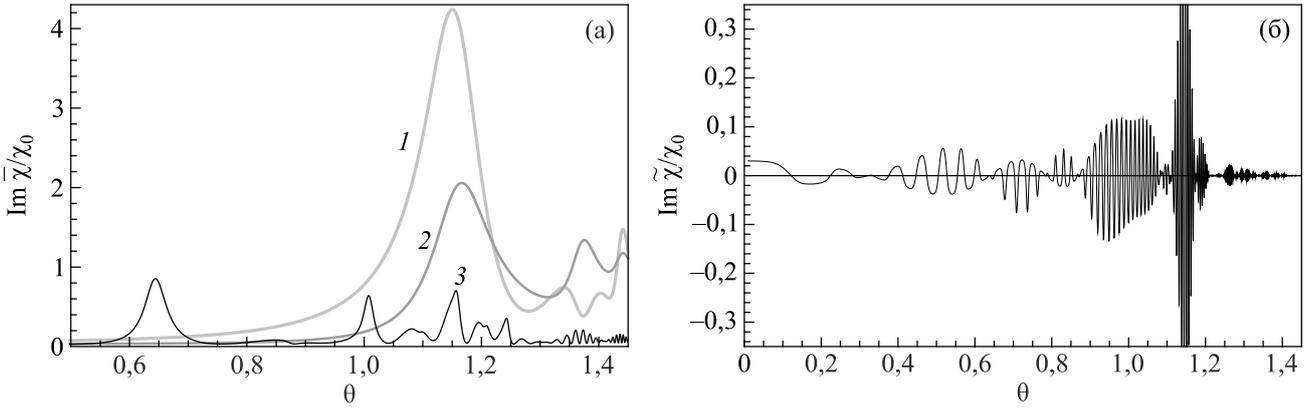


Рис. 4. (а) Зависимости  $\text{Im } \bar{\chi} / \chi_0$  от  $\theta$  при  $kv_F / \omega_0 = 1$  (1), 0,3 (2), 10 (3). (б) Качественная зависимость  $\text{Im } \bar{\chi} / \chi_0$  от  $\theta$  при  $kv_F / \omega_0 = 1$ . Медленные угловые осцилляции обусловлены функцией  $J_0(j\Delta)$  в формуле (33). Значения параметров:  $mv_F / p_0 = 2,5$ ,  $\omega = 1,8\omega_0$ ,  $\omega_s = 1,4\omega_0$ ,  $\omega\tau_l = 10$ ,  $\omega\tau_s = 100$ ,  $2\pi^2T / (\hbar\omega_0) = 1$ ,  $\eta\varepsilon_F / (\hbar\omega_0) = 1$ ,  $\eta = 1/30$ .

достаточно низких температур при  $\eta\varepsilon_F \gg \hbar\omega_B$  и при произвольных значениях  $\theta$  амплитуда осцилляций  $\tilde{\chi}_{\xi\xi} \approx J_0(\Delta)\bar{\chi}_{\xi\xi} \approx \bar{\chi}_{\xi\xi} / \sqrt{\Delta}$  в  $\sqrt{\Delta} \approx \sqrt{\eta\varepsilon_F / (\hbar\omega_B)}$  раз меньше плавной части  $\bar{\chi}_{\xi\xi}$ , но для значений  $\theta = \theta_i$ , при которых  $\alpha_1 \sim \text{tg } \theta_i$  является корнем функций Бесселя  $J_0(\alpha_1) = 0$ , она по порядку величины равна  $\bar{\chi}_{\xi\xi}$ . Для этих направлений магнитного поля зависимость площади сечения  $S_F(p_B)$  от проекции импульса  $p_B$  проявляется в членах второго порядка по  $\eta$ .

Поправку к импедансу  $\Delta Z_{zz}^{(s)}$  в условиях резонанса спиновой намагниченности можно найти, воспользовавшись формулой (22) для  $\Delta Z_{zz}^{(so)}$ , в которую вместо  $\sigma_{zz}^{(so)}(\omega, k)$  следует подставить поправку к проводимости, обусловленную спиновым током  $\mathbf{j}^{(m)}$ :

$$\sigma_{zz}^{(s)}(\omega, k) = -i \frac{k^2 c^2}{\omega} \chi_{\xi\xi}(\omega, k) \cos^2 \theta. \quad (34)$$

После простых преобразований получаем

$$\Delta Z_{zz}^{(s)} = -i \frac{32\pi v_F}{c^2} \sqrt{\frac{\omega}{\kappa\omega_B}} \cos^2 \theta \times \int_0^\infty \frac{d\lambda \lambda^2 \chi_{\xi\xi} \left[ \omega, (\kappa\omega / \omega_B)^{1/2} \lambda \right]}{\left( \lambda^2 - i s_{zz} \left[ \omega, (\kappa\omega / \omega_B)^{1/2} \lambda \right] \right)^2}. \quad (35)$$

Если падающая волна поляризована вдоль нормали к слоям и возможна реализация условий нормального скин-эффекта, то главный член разложения  $\Delta Z_{zz}^{(s)}$  в ряд по степеням  $\sqrt{\kappa}$

$$\Delta Z_{zz}^{(s)} = -i \frac{8\pi^2 v_F}{c^2} \sqrt{\frac{\omega}{\kappa\omega_B}} \frac{\chi_{\xi\xi}(\omega, 0)}{\sqrt{-i s_{zz}(\omega, 0)}} \cos^2 \theta \quad (36)$$

описывает электронный парамагнитный резонанс.

По аналогии с (22) компоненту импеданса  $Z_{xx}$  можно записать следующим образом:

$$Z_{xx} = Z_{xx}^{(0)} + \Delta Z_{xx}^{(s)} = -i \frac{8\omega}{c^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k^2 - 4\pi i \omega c^{-2} \bar{\sigma}_{xx}(\omega, k)} - i \frac{32\pi\omega}{c^2} \sin^2 \theta \int_0^\infty \frac{dk k^2 \chi_{\xi\xi}(\omega, k)}{\left[ k^2 - 4\pi i \omega c^{-2} \bar{\sigma}_{xx}(\omega, k) \right]^2}, \quad (37)$$

где  $\bar{\sigma}_{xx} = \sigma_{xx} - \sigma_{xy}\sigma_{yx} / \sigma_{yy}$ . В приближении  $\varepsilon_F \gg \hbar\omega_B$  компоненты  $\sigma_{ij}$ ,  $i, j = \{x, y\}$  имеют вид [34]

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}(\omega, k) &= \frac{i\omega_p^2}{4\pi} \left\{ \frac{2J_1(q_1)}{\omega + i\tau_l^{-1}} + \sum_{l=1}^\infty \frac{J_{l-1}^2(q_1) + J_{l+1}^2(q_1) - 2J_{l-1}(q_1)J_{l+1}(q_1)}{(\omega + i\tau_l^{-1})^2 - (\omega_B l)^2} (\omega + i\tau_l^{-1}) \right\}, \\ \sigma_{yy}(\omega, k) &= \frac{i\omega_p^2}{4\pi} \sum_{l=1}^\infty \frac{J_{l-1}^2(q_1) + J_{l+1}^2(q_1) + 2J_{l-1}(q_1)J_{l+1}(q_1)}{(\omega + i\tau_l^{-1})^2 - (\omega_B l)^2} (\omega + i\tau_l^{-1}), \\ \sigma_{xy}(\omega, k) &= \frac{\omega_p^2}{4\pi} \sum_{l=1}^\infty \frac{J_{l-1}^2(q_1) - J_{l+1}^2(q_1)}{(\omega + i\tau_l^{-1})^2 - (\omega_B l)^2} l \omega_B. \end{aligned} \quad (38)$$

Поправка к импедансу  $\Delta Z_{xx}^{(s)}$  максимальна для значений  $\kappa_1 = (\omega_p v_F / \omega_B c)^2 \approx 1$ , а в предельном случае  $\kappa_1 \gg 1$  убывает как  $\kappa_1^{-2/3}$ .

Для проявления комбинированного резонанса, как и циклотронного резонанса, необходимо, чтобы электрон сделал несколько оборотов по своей орбите в магнитном поле за время свободного пробега. В обычных металлах достижение таких длин свободного пробега носителей заряда соответствует условиям предельно аномального скин-эффекта, поэтому магнитная восприимчивость (31) является малой по параметру  $\delta / r_B \ll 1$ . В органических проводниках выполнение соотношения  $\omega\tau_l \approx \omega_B \tau_l \gg 1$  при условии  $\delta / r_B \approx 1$  значительно более благоприятно. Это еще одна причина,

кроме упомянутого во Введении участия в формировании резонанса почти всех электронов на ПФ, возможности экспериментального наблюдения комбинированного резонанса намагниченности в слоистых проводниках.

### 5. Заключение

Экспериментально наблюдаемая структура резонансного поглощения микроволнового излучения в органических соединениях представляет собой суперпозицию пиков, соответствующих различным типам резонансов. Например, в органических металлах  $(\text{BEDT-TTF})_2\text{MnHg}(\text{SCN})_4$  ( $M = \text{K}, \text{Tl}$ ) при гелиевых температурах, имеющих антиферромагнитное упорядочение, в магнитном поле, перпендикулярном проводящей плоскости, на фоне пиков, соответствующих циклотронному резонансу, наблюдались более узкие линии, имеющие в 5–10 раз меньшую амплитуду и предположительно обусловленные электронным парамагнитным и антиферромагнитным резонансами [17]. Идентификацию экспериментальных данных в слоистых проводниках можно провести с помощью анализа зависимости поглощаемой мощности и других характеристик проводника от направления и величины магнитного поля, а также параметров ПФ. В условиях нормального скин-эффекта резонансные поправки к импедансу пропорциональны  $\sigma_{zz}^{(so)}$  и  $\chi_{\xi\xi}$ . Магнитная восприимчивость, в отличие от  $\sigma_{zz}^{(so)}$ , не содержит осциллирующих множителей вида  $J_l^2[(mv_F / p_0) \text{tg } \theta]$ . Угловая зависимость плавной части  $\bar{\chi}_{\xi\xi}$  определяется зависимостью резонансных функций (12)  $h_l^{(\pm)}$  от  $\omega_B \sim \cos \theta$ , а угловая зависимость квантовой  $\tilde{\chi}_{\xi\xi}$ , осциллирующей с изменением  $B^{-1}$  части, как следует из (33), кроме того, включает еще множители  $J_0(j\Delta)$ , описывающие медленную осцилляционную зависимость от  $\text{tg } \theta$  и абсолютной величины магнитного поля. Полученные результаты могут быть использованы для обнаружения комбинированного резонанса межслоевой проводимости и спиновой намагниченности не только в органических проводниках, но и в других низкоразмерных слоистых структурах неорганического происхождения.

1. Э. И. Рашба, *ФТТ* **2**, 1224 (1960) [*Sov. Phys. Solid State* **2**, 1109 (1960)].
2. Э. И. Рашба, *УФН* **84**, 557 (1964) [*Sov. Phys. Usp.* **7**, 823 (1964)].
3. Yu. N. Chiang and M. O. Dzyuba, *Europhys. Lett.* **120**, 17001 (2017).
4. Yu. N. Chiang and M. O. Dzyuba, *Physica B* **558**, 44 (2019).
5. R. Winkler, *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, Springer, Berlin (2003).
6. M. A. Wilde and D. Grundler, *New J. Phys.* **15**, 115013 (2013).
7. S. D. Ganichev and L. E. Golub, *Phys. Status Solidi B* **251**, 1801 (2014).

8. A. Manchon, H. C. Koo, J. Nitta, S. M. Frolov, R. A. Duine, *Nat. Mater.* **14**, 871 (2015).
9. Ю. Я. Ткач, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 103 (2016) [*JETP Lett.* **104**, 105 (2016)].
10. И. В. Козлов, Ю. А. Колесниченко, *ФНТ* **43**, 1067 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 855 (2017)].
11. I. V. Kozlov and Yu. A. Kolesnichenko, *Phys. Rev. B* **99**, 085129 (2019).
12. Ю. Ф. Бычков, Э. И. Рашба, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 66 (1984) [*JETP Lett.* **39**, 78 (1984)].
13. J. Singleton, F. L. Pratt, M. Doporto, T. J. B. M. Janssen, M. Kurmoo, J. A. A. J. Perenboom, W. Hayes, and P. Day, *Phys. Rev. Lett.* **68** 2500 (1992).
14. S. Hill, J. Singleton, F. L. Pratt, M. Doporto, W. Hayes, T. J. B. M. Janssen, J. A. A. J. Perenboom, M. Kurmoo, and P. Day, *Synth. Met.* **56**, 2566 (1993).
15. J. Singleton, F. L. Pratt, M. Doporto, J. M. Caulfield, S. O. Hill, T. J. B. M. Janssen, I. Deckers, G. Pitsi, F. Herlach, W. Hayes, J. A. A. J. Perenboom, M. Kurmoo, and P. Day, *Physica B* **184**, 470 (1993).
16. С. В. Демишев, А. В. Семенов, Н. Е. Случанко, Н. А. Самарин, И. Б. Воскобойников, В. В. Глушков, А. Е. Ковалев, Н. Д. Куш, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 215 (1995) [*JETP Lett.* **62**, 228 (1995)].
17. S. V. Demishev, A. V. Semeno, N. E. Sluchanko, N. A. Samarin, I. B. Voskoboinikov, V. V. Glushkov, J. Singleton, S. J. Blundell, S. O. Hill, W. Hayes, M. V. Kartsovnik, A. E. Kovalev, M. Kurmoo, P. Day, and N. D. Kushch, *Phys. Rev. B* **53**, 12794 (1996).
18. С. В. Демишев, А. В. Семенов, Н. К. Случанко, К. А. Самарин, И. Б. Воскобойников, М. В. Карцовник, А. К. Ковалев, Н. Д. Куш, *ЖЭТФ* **111**, 979 (1997) [*JETP* **84**, 540 (1997)].
19. Y. Oshima, H. Ohta, K. Koyama, M. Motokawa, H. M. Yamamoto, and R. Kato, *J. Phys. Soc. Jpn.* **71**, 1034 (2002).
20. Y. Oshima, H. Ohta, K. Koyama, M. Motokawa, H. M. Yamamoto, R. Kato, M. Tamura, Y. Nishio, and K. Kajita, *J. Phys. Soc. Jpn.* **72**, 143 (2003).
21. S. Hill and S. Takahashi, *Microwave Spectroscopy of Q1D and Q2D Organic Conductors*, in: *The Physics of Organic Superconductors and Conductors*, A. G. Lebed (ed.), Springer, Berlin (2008), p. 457.
22. H. Ohta, M. Kimata, and Y. Oshima, *Sci. Technol. Adv. Mater.* **10**, 024310 (2009).
23. В. Г. Песчанский, Д. И. Степаненко, *ФНТ* **42**, 1221 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 947 (2016)].
24. J. Wosnitzer, *Fermi Surface of Low-Dimensional Organic Metals and Superconductors*, Springer Tracts in: *Mod. Phys.* **134**, 1 (1996).
25. V. G. Peschansky, J. A. Roldan Lopez, and T. G. Yao, *J. Phys. Fr.* **1**, 1469 (1991).
26. Д. И. Степаненко, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 493 (2019) [*JETP Lett.* **110**, 505 (2019)].
27. G. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **100**, 580 (1955).
28. О. В. Константинов, В. И. Перель, *ЖЭТФ* **37**, 786 (1959) [*Sov. Phys. JETP* **10**, 560 (1959)].

29. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*, Физматгиз, Москва (1963).
  30. Г. Бейтмен, А. Эрдейи, *Высшие трансцендентные функции*, Т. 2, Наука, Москва (1974).
  31. М. В. Карцовник, П. А. Кононович, В. Н. Лаухин, С. И. Песоцкий, И. Ф. Щеголев, *ЖЭТФ* **97**, 1305 (1990) [*JETP* **70**, 735 (1990)].
  32. М. Я. Азбель, *ФТТ* **4**, 569 (1962) [*Sov. Phys. Solid State* **4**, 415 (1962)].
  33. В. Г. Песчанский, Д. И. Степаненко, *ФНТ* **33**, 591 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 443 (2007)].
  34. Д. И. Степаненко, *ФНТ* **44**, 1004 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 786 (2018)].
- 

## Комбінований резонанс у квазидвовимірних провідниках

Д. І. Степаненко

Теоретично досліджено комбінований резонанс міжшарової провідності та спінової намагніченості шаруватих провідників із квазидвовимірним електронним енергетичним спектром. Отримано аналітичні вирази для поверхневого імпедансу, магнітної сприйнятливості та резонансної частини міжшарової провідності, яка обумовлена спин-орбітальною взаємодією Рашбі–Дрессельхауса з урахуванням просторової дисперсії.

Ключові слова: спин-орбітальна взаємодія, комбінований резонанс, органічні провідники.

## Combined resonance in quasi-two-dimensional conductors

D. I. Stepanenko

We study the combined resonance of the interlayer conductivity and spin magnetization in layered conductors with a quasi-two-dimensional electron energy spectrum. Analytical expressions have been obtained for the surface impedance, the magnetic susceptibility, and the resonance component of the interlayer conductivity in the presence of the Rashba–Dresselhaus spin-orbit coupling and spatial dispersion.

Keywords: spin-orbit coupling, combined resonance, organic conductors.