ЖЭТФ, 2007, том 132, вып. 1 (7), стр. 214–222

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ СО СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И. И. Ляпилин**, *А. Е. Патраков

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук
620041, Екатеринбург, Россия

Изучен отклик неравновесной электронной системы на постоянное измерительное поле в случае, когда исходная неравновесность спиновой подсистемы электронов проводимости, создаваемая переменным магнитным СВЧ-полем, реализует в электронной системе комбинированные резонансные переходы. Показано, что возмущение спиновой подсистемы электронов передается в подсистему кинетических степеней свободы и сказывается на кинетических коэффициентах, приводя к осцилляциям диагональных компонент тензора проводимости.

PACS: 72.15.Gd, 72.20.My, 73.23.-b

1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение осцилляций диагональных компонент тензора электропроводности в классическом интервале изменения напряженности магнитного поля, где осцилляции Шубникова – де Гааза еще не проявляются, в «сверхчистом» образце $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ [1, 2] вызвало повышенный интерес к теоретическим исследованиям явлений переноса в двумерных электронных системах в присутствии микроволнового излучения. Согласно одной из общепринятых моделей [3], обнаруженные осцилляции диагональных компонент тензора проводимости обусловлены поглощением свободными носителями заряда энергии электрической компоненты СВЧ-излучения и переходами электронов между уровнями Ландау.

В тех же гетероструктурах имеет место спин-орбитальное взаимодействие, которое, как известно, само является причиной возникновения многих интересных эффектов в кинетических явлениях. Среди них, например, биения осцилляций Шубникова – де Гааза [4], спиновая аккумуляция [5], магнито-электрический эффект [6] и др. Спин-орбитальное взаимодействие приводит также к возможности переходов электронов проводимости в магнитном поле между уровнями Ландау на частотах комбинированного резонанса [7], причем такого рода переходы возможны как в пучности электрического, так и магнитного полей [8]. Наконец, спиновые степени свободы лежат в основе работы спиновых устройств, схемы которых были рассмотрены в работе [9]. Все это определило повышенный интерес к исследованию спин-орбитального взаимодействия в полупроводниковых двумерных структурах.

Спин-орбитальное взаимодействие зависит как от трансляционных, так и спиновых степеней свободы и представляет собой канал, по которому может происходить поглощение энергии (как магнитной, так и электрической компоненты) СВЧ-поля. В результате этого становятся возможными резонансные переходы на комбинированных частотах между уровнями Ландау. Представляется интересным исследовать модель, в которой роль спин-орбитального взаимодействия как канала передачи энергии от спиновых степеней свободы к кинетическим должна проявиться наиболее сильно. Такая ситуация имеет место, когда неравновесность спиновой подсистемы электронов проводимости создается переменным магнитным СВЧ-полем, приводящим к комбинированным переходам. В результате и кинетическая подсистема электронов становится неравновесной. Требуется найти отклик такой в принципе сильно неравновесной электронной системы на постоянное измерительное поле: как

*E-mail: Lyapilin@imp.uran.ru

такое возмущение электронной системы скажется на кинетических коэффициентах, в частности, на тензоре проводимости.

Рассмотренная нами модель учитывает квантование Ландау и микроволновое излучение (в длинноволновом пределе) точным образом, без использования теории возмущений. В качестве источников рассеяния рассмотрены немагнитные примеси, рассеяние на которых рассматривается по теории возмущений.

Статья построена следующим образом. Второй раздел посвящен выводу эффективного взаимодействия, которое является ответственным за реализацию в системе комбинированных переходов. В третьем разделе представлены основные положения вычисления неравновесного адмиттанса. Наконец, в последнем разделе представлены результаты вычисления компонент тензора проводимости и численного анализа.

2. ЭФФЕКТИВНЫЙ ГАМИЛЬТОНИАН

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид

$$\mathcal{H}(t) = H_k + H_s + H_{ks} + H_{eh}(t) + H^0_{ef} + H_v + H_{ev}. \quad (1)$$

Здесь H_k, H_s — гамильтонианы кинетической и зеемановской энергий в магнитном поле $\mathbf{H} = (0,0,H)$:

$$H_k = \sum_i \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} = \sum_i \frac{(\mathbf{P}_i - (e/c)\mathbf{A}(x_i))^2}{2m},$$

$$H_s = \hbar\omega_s \sum_i S_i^z,$$

S_i^α и p_i^α — компоненты оператора спина и кинетического импульса i-го электрона, причем $[p^\alpha, p_j^\beta] = \delta_{ij} i m\hbar\omega_c \varepsilon_{\alpha\beta z}$,

$$\omega_s = g|\mu_0|H/\hbar, \quad \omega_c = |e|H/mc,$$

μ_0 — магнетон Бора, H^0_{ef} — гамильтониан взаимодействия электронов с электрическим полем $\mathbf{E} = (E_x, 0, 0)$:

$$H_{ef} = -e\mathbf{E}\cdot\sum_i \mathbf{r}_i,$$

$H_{eh}(t)$ — взаимодействие электронов с переменным магнитным полем:

$$H_{eh}(t) = g|\mu_0|\mathbf{S}\cdot\mathbf{H}(t),$$

$\mathbf{H}(t) = (H_x(t), H_y(t), H_z(t))$; H_{ev}, H_v — соответственно гамильтониан взаимодействия электронов с решеткой и гамильтониан решетки.

Взаимодействие электронов с переменным электрическим полем не рассматривается, так как оно приводит к результатам, уже известным из работ [3, 10–12]. Кроме того, эффекты, связанные с переменным электрическим полем, можно подавить, поместив образец в пучность магнитного поля (т. е. в узел электрического поля) в волноводе.

Величина $H_{ks}(p)$ — взаимодействие между кинетическими и спиновыми степенями свободы. Поскольку спин-орбитальное взаимодействие является в определенном смысле малым, можно провести зависящее от импульса каноническое преобразование гамильтониана, устраняющее взаимодействие кинетических и спиновых степеней свободы электронов. Естественно, при этом преобразуются и все остальные члены гамильтониана, описывающие взаимодействие электронов с решеткой и внешними полями, если таковые имеются. В этом случае возникает эффективное взаимодействие электронов системы с внешними полями, приводящее к резонансному поглощению энергии поля не только на частотах парамагнитного резонанса ω_s и циклотронного резонанса ω_c, но также и на других частотах, представляющих собой целочисленные линейные комбинации частот ω_s и ω_c — комбинированный резонанс. Калибровочно-инвариантная теория комбинированного резонанса развита в работе [13].

Полагая спин-орбитальное взаимодействие малым, выполним каноническое преобразование гамильтониана. С точностью до линейных по $T(p)$ членов имеем

$$\tilde{H} = e^{T(p)}\mathcal{H}\,e^{-T(p)} \approx \mathcal{H} + [T(p), \mathcal{H}]. \quad (2)$$

Оператор канонического преобразования $T(p)$ определим из условия, что в результате преобразования подсистемы k и s будут независимыми. Для выполнения этого требования имеем условие

$$H_{ks}(p) + [T(p), H_k + H_s] = 0. \quad (3)$$

Спин-орбитальное взаимодействие, реализующееся в квантовых ямах, как правило, связано с симметрией квантовой ямы. В квантовых ямах на основе GaAs это взаимодействия Рашбы и Дрессельхауза [14], которые имеют один порядок величины, в то время как в структурах на основе узкощелевых полупроводников (InAs) вклад взаимодействия Рашбы является доминирующим. В дальнейшем мы конкретизируем вид спин-орбитального взаимодействия H_{ks}, полагая, что это взаимодействие Рашбы [14]:

$$H_{ks}(p) = \alpha\,\varepsilon_{zik} \sum_j S_j^i p_j^k = \\ = \frac{i\alpha}{2} \sum_j (S_j^+ p_j^- - S_j^- p_j^+), \tag{4} \\ S^\pm = S^x \pm iS^y, \quad p^\pm = p^x \pm ip^y.$$

Здесь α — константа спин-орбитального взаимодействия.

Найдем явный вид оператора $T(p)$. Подставляя оператор (4) в общее решение уравнения (3) и вычисляя интеграл, находим

$$T(p) = \frac{i}{\hbar} \int\limits_{-\infty}^{0} dt\, \exp(\varepsilon t) \exp\frac{iH_0 t}{\hbar} \times \\ \times H_{ks}(p) \exp\left(-\frac{iH_0 t}{\hbar}\right) = \frac{i\,\alpha}{2\hbar(\omega_c - \omega_s)} \times \\ \times \sum_j (S_j^+ p_j^- - S_j^- p_j^+). \tag{5}$$

Заметим, что удобство такого представления оператора $T(p)$ состоит в том, что коммутаторы в формуле (2) и уравнениях движения можно вычислять в общем виде, не переходя к матричным элементам, структура которых зависит от конкретного выбора волновых функций. Критерий применимости теории состоит в том, что для характерных значений электронного импульса $\bar{p}$ должно выполняться неравенство $\alpha\bar{p} \ll \hbar(\omega_c - \omega_s)$.

Канонически преобразованный гамильтониан системы запишем в виде

$$\tilde{\mathcal{H}}(t) = H_0 + H_{ef}^0 + H_{eh}(t) + \\ + [T(p),\, H_{eh}(t) + H_{ef}^0 + H_{ev}], \tag{6} \\ H_0 = H_k + H_s + H_v + H_{ev}.$$

Используя явный вид оператора $T(p)$, находим

$$g\mu_0 [T(p), S^\alpha] H^\alpha(t) = \frac{i\,g\,\alpha\,\mu_0}{2\hbar(\omega_c - \omega_s)} \times \\ \times \{T^{z-} H^+(t) - T^{z+} H^-(t) + \\ + (T^{-+} - T^{+-}) H^z(t)\}, \quad T^{\alpha\,k} = \sum_i S_i^\alpha p_i^k. \tag{7}$$

Взаимодействие спиновых степеней свободы электронов проводимости с переменным магнитным полем $H_{eh}(t)$ приводит к резонансным переходам на частоте ω_s. В то же время, как видно из приведенных выше формул, эффективное взаимодействие

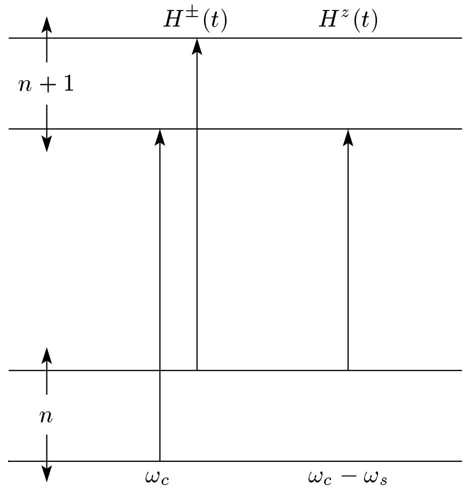

Рис. 1. Комбинированные переходы, возможные в двумерной системе Рашбы при воздействии переменного магнитного поля

$[T(p),\, H_{eh}(t)]$ приводит к комбинированным переходам на частотах $\omega_c \pm \omega_s$ и циклотронной частоте ω_c, в которых участвуют как кинетические, так и спиновые степени свободы. В дальнейшем нас будет интересовать отклик неравновесной системы на измерительное электрическое поле, в котором определяющим является вклад, обусловленный кинетическими степенями свободы, поэтому при рассмотрении мы ограничимся учетом только эффективного взаимодействия. Переходы, вызываемые эффективным взаимодействием, схематически изображены на рис. 1. Кроме того, в данной работе мы ограничимся рассмотрением случая, когда переменное магнитное поле $\mathbf{H}(t) = (H_x(t), H_y(t), 0)$ ортогонально постоянному магнитному полю. В этом случае эффективное взаимодействие, ответственное за комбинированные переходы, имеет вид

$$H_{eh,1}(t) = [T(p),\, H_{eh}(t)] = \\ = \frac{i\alpha\omega_{1s}}{2\hbar(\omega_c - \omega_s)} \sum_j S_j^z (p_j^+ e^{-i\omega t} - p_j^- e^{i\omega t}), \tag{8} \\ \omega_{1s} = g|e|H_1/2m_0 c,$$

где H_1 — напряженность переменного циркулярно поляризованного магнитного поля, меняющегося с частотой ω.

3. НЕРАВНОВЕСНЫЙ ОТКЛИК

Будем считать, что исходная неравновесность системы создана вследствие поглощения СВЧ-излучения и может быть описана распределением $\bar{\rho}(t)$.

Если на рассматриваемую систему действует дополнительное возмущение (например, слабое измерительное поле), то в системе будет сформировано новое неравновесное состояние, для описания которого необходим расширенный набор базисных операторов. Новое неравновесное распределение определим неравновесным статистическим оператором $\rho(t,0)$. Задача заключается в нахождении отклика неравновесной системы на слабое измерительное поле.

Оператор $\rho(t)$ запишем, пользуясь интегральным уравнением для неравновесного статистического оператора [15]. В линейном приближении по внешнему полю $\mathbf{E}$ имеем

$$\begin{aligned} &\rho(t) = \bar{\rho}(t) - \int\limits_{-\infty}^{0} dt_1\, e^{\varepsilon\, t_1}\, U(t+t_1)\, \times \\ &\times iL^0_{ef}\rho(t+t_1)\, U^+(t+t_1), \\ &iL^0_{ef}\, A = \frac{1}{i\hbar}[A,\, H^0_{ef}], \end{aligned} \tag{9}$$

где $U(t)$ — оператор эволюции, представляющий собой упорядоченную экспоненту. Оператор $\bar{\rho}(t)$ может быть записан в виде

$$\begin{aligned} \bar{\rho}(t) = \rho_q(t) - \int\limits_{-\infty}^{0} dt_1 e^{\varepsilon\, t_1}\, U(t+t_1)\, \times \\ \times \left\{\frac{\partial}{\partial t} + iL(t)\right\}\rho_q(t+t_1)\, U^+(t+t_1). \end{aligned} \tag{10}$$

Что касается квазиравновесного статистического оператора $\rho_q(t)$, то его можно представить в виде

$$\rho_q(t) = e^{-S(t)}, \quad S(t) = \Phi(t) + \sum_n P^+_n F_n(t), \tag{11}$$

где $S(t)$ — оператор энтропии, Φ — функционал Масье–Планка, P_n, $F_n(t)$ — набор базисных операторов и сопряженных функций, описывающих неравновесную систему.

Описывая состояние системы средними значениями операторов H_k, $\mathbf{p}$, H_s, N, H_v, (N — оператор числа электронов), для оператора энтропии системы получаем

$$\begin{aligned} &S(t) = \Phi(t) + \beta_k\,(H_k - \mathbf{V}(t)\,\mathbf{p} - \mu' N) + \\ &+ \beta_s H_s + \beta\, H_v = S^0 + \Delta S(t), \\ &\Delta S(t) = -\beta_k \mathbf{V}(t)\mathbf{p}. \end{aligned} \tag{12}$$

Соответственно, имеем

$$\rho_q(t) = \rho^0 + \delta\rho(t), \quad \rho^0 = e^{-S^0}. \tag{13}$$

Здесь β_k, β_s, $\mu' = \mu - mV^2/2$, $\mathbf{V}$, β — параметры, термодинамически сопряженные средним значениям введенных операторов, которые имеют смысл обратных эффективных температур подсистем кинетических и спиновых степеней свободы электронов, химического потенциала, дрейфовой скорости и обратной равновесной температуры решетки. Введение эффективных температур для подсистем позволяет рассматривать эффекты «разогрева» электронной и спиновой подсистем электронов внешними полями.

Линейный адмиттанс, соответствующий произвольному оператору B в случае внешней гармонической силы с частотой ω_1, можно представить в виде

$$\begin{aligned} \chi_{BA}(t,\omega_1) = -\int\limits_{-\infty}^{0} dt_1 e^{(\varepsilon - i\omega_1)t_1}\, \times \\ \times \frac{1}{i\hbar}\,\mathrm{Sp}\{Be^{it_1 L}[A, \bar{\rho}(t+t_1, 0)]\}. \end{aligned} \tag{14}$$

В рамках данного рассмотрения задача вычисления адмиттанса может быть сведена к нахождению транспортной матрицы $T_{BA}(t,\omega_1)$, которая в неравновесном случае играет такую же роль, как и в случае отклика равновесной системы:

$$\chi_{BA}(t,\omega_1) = \chi_{BA}(t,0)\frac{T_{BA}(t,\omega_1) + \varepsilon}{T_{BA}(t,\omega_1) + \varepsilon - i\omega_1}, \tag{15}$$

$$\chi_{BA}(t,0) = \langle B, A\rangle, \quad T_{BA} = \frac{1}{\langle B, A\rangle^{\omega_1}}\langle B, \dot{A}\rangle^{\omega_1}. \tag{16}$$

Здесь

$$\begin{aligned} &\langle B, A\rangle = \\ &= -\frac{1}{i\hbar}\int\limits_{-\infty}^{0} dt_1 e^{\varepsilon t_1}\mathrm{Sp}\{Be^{it_1 L}[A, \bar{\rho}(t+t_1, 0)]\}, \end{aligned} \tag{17}$$

$$\begin{aligned} \langle B, A\rangle^{\omega_1} = -\frac{1}{i\hbar}\int\limits_{-\infty}^{0} dt_1 e^{(\varepsilon - i\omega_1)t_1}\int\limits_{-\infty}^{0} dt_2 e^{\varepsilon t_2}\, \times \\ \times\,\mathrm{Sp}\{Be^{i(t_1+t_2)L}[A, \bar{\rho}(t+t_1+t_2, 0)]\}. \end{aligned} \tag{18}$$

Реальная часть транспортной матрицы определяет частоту релаксации импульса неравновесных электронов.

Из приведенных выше формул видно, что явная зависимость эффективного взаимодействия $H_{eh,1}(t)$ от времени приводит к определенным трудностям при вычислении неравновесного отклика электронной системы на измерительное электрическое поле. Целесообразно провести еще одно каноническое преобразование (Приложение А), устраняющее взаимодействие $H_{eh,1}(t)$ и перенормирующее гамильтониан электрон-примесного взаимодействия (Приложение В), который при этом приобретает временную зависимость. В канонически преобразованной системе примеси действуют как когерентное осциллирующее поле, приводящее к резонансным переходам.

4. ОБРАТНОЕ ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ ИМПУЛЬСА

Считая температуры кинетической и спиновой подсистем одинаковыми, в борновском приближении по взаимодействию электронов с рассеивателями для частоты релаксации получаем:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\beta}{2mn}\operatorname{Re}\frac{1}{i\hbar}\int\limits_{-\infty}^{0} dt_1 \exp\{(\varepsilon-\omega_1)t_1\} \times \\ \times \int\limits_{-\infty}^{0} dt_2 \exp(\varepsilon t_2) \int\limits_{0}^{1} d\lambda \times \\ \times \operatorname{Sp}\left\{ \dot{p}^{+}_{(\tilde{v})}(t)\exp\{iL_0(t_1+t_2)\}\rho^{0\lambda} \times \right. \\ \left. \times \left[\dot{p}^{-}_{(\tilde{v})}(t+t_1+t_2), H_k+H_s\right]\rho^{0-\lambda}\rho^0 \right\}. \quad (19)$$

Раскроем выражение (19), используя явный вид перенормированного взаимодействия электронов с примесями $\tilde{H}_{ev}$, который приведен в Приложении В. Введем обозначение

$$A(\lambda, t_1+t_2) = \operatorname{Sp}\{\dot{p}^{+}_{(\tilde{v})}(t)\exp\{iL_0(t_1+t_2)\} \times \\ \times \rho^{0\ \lambda}[\dot{p}^{-}_{(\tilde{v})}(t+t_1+t_2), H_k+H_s]\rho^{0\ -\lambda}\rho^0\}. \quad (20)$$

Подставляя явный вид электрон-примесного взаимодействия и проводя усреднение по системе рассеивателей, получаем:

$$A(\lambda, t_1+t_2) = \\ = \sum_{\mathbf{q}jj'l} |V(\mathbf{q})|^2 N_i \exp\{-il\omega(t_1+t_2)\} J_l^2(|K_q|)q^2 \times \\ \times \operatorname{Sp}\{2S_j^z \exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_j)\exp\{iL_0(t_1+t_2)\} \times \\ \times \rho^{0\ \lambda}[2S_{j'}^z \exp(-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_{j'}), H_k+H_s]\rho^{0\ -\lambda}\rho^0\}. \quad (21)$$

Переходя к представлению вторичного квантования и проводя усреднение ферми-операторов по теореме Вика, имеем

$$A(\lambda, t_1+t_2) = \sum_{\mathbf{q}\nu\mu l} |V(\mathbf{q})|^2 N_i \exp\{-il\omega(t_1+t_2)\} \times \\ \times \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}(t_1+t_2)(\varepsilon_\mu-\varepsilon_{\mu'})\right\}\exp\{-\beta_e(\varepsilon_\mu-\varepsilon_{\mu'})\lambda\} \times \\ \times J_l^2(|K_q|)q^2(\varepsilon_\nu-\varepsilon_\mu) \times \\ \times |(2S^z\exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}))_{\nu\mu}|^2 f_\nu(1-f_\mu), \quad (22)$$

где f — распределение Ферми–Дирака.

Выполняя последовательно вычисление интегралов по λ, t_1 и t_2, получаем

$$\int\limits_{-\infty}^{0} dt_1 \exp\{(\varepsilon - i\omega_1)t_1\} \times \\ \times \int\limits_{-\infty}^{0} dt_2 \exp(\varepsilon t_2)\int\limits_{0}^{1} d\lambda A(\lambda, t_1+t_2) = \\ = \sum_{\mathbf{q}\nu\mu l} |V(\mathbf{q})|^2 N_i J_l^2(|K_q|)q^2 \times \\ \times |(2S^z\exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}))_{\nu\mu}|^2(f_\nu - f_\mu) \times \\ \times \frac{1}{\varepsilon - il\omega - (i/\hbar)(\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu)} \times \\ \times \frac{1}{\varepsilon - i\omega_1 - il\omega - (i/\hbar)(\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu)}. \quad (23)$$

В пределе $\varepsilon \to 0$ имеем

$$\frac{1}{\varepsilon - il\omega - (i/\hbar)(\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu)} = \\ = i\hbar\left(\mathrm{P}\frac{1}{l\hbar\omega+\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu} - i\pi\delta(l\hbar\omega+\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu)\right), \quad (24)$$

где P обозначает взятие главного значения. Переходя, наконец, к пределу $\omega_1 \to 0$, поскольку нас интересует отклик на нулевой частоте, получаем

$$\Delta\frac{1}{\tau} = -\frac{\pi\hbar}{2mn}\sum_{\mathbf{q}\mu\nu l}\int d\mathcal{E}|V(\mathbf{q})|^2 N_i J_l^2(|K_q|)q^2 \times \\ \times|(2S^z\exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}))_{\nu\mu}|^2(f(\mathcal{E}+l\hbar\omega)-f(\mathcal{E}))\delta(\mathcal{E}-\varepsilon_\mu)\times \\ \times\frac{\partial}{\partial\mathcal{E}}\delta(l\hbar\omega+\mathcal{E}-\varepsilon_\nu). \quad (25)$$

Сингулярность в правой части (25) устраняется, как обычно, путем уширения уровней Ландау за счет рассеяния электронов на примесях:

$$\delta(\mathcal{E}-\varepsilon_\mu) \to D_\mu(\mathcal{E}) = \frac{\sqrt{\pi/2}}{\Gamma}\exp\left(-\frac{\mathcal{E}-\varepsilon_\mu}{2\Gamma^2}\right), \quad (26)$$

где ширина Γ уровня Ландау выражается через подвижность μ электронов:

$$\Gamma = \hbar\sqrt{\frac{2\gamma_n\omega_c}{\pi\tau_{tr}}}, \quad \tau_{tr} = \frac{m\mu}{|e|}. \qquad (27)$$

Величина $\gamma_n \sim 1$ определяет отличие транспортного времени релаксации от одночастичного времени жизни электрона на n-м уровне Ландау.

При $T > \Gamma$ интеграл по энергии равен

$$\int d\mathcal{E}\frac{\partial}{\partial\mathcal{E}}D_\nu(\mathcal{E}\pm\hbar\omega)D_\mu(\mathcal{E}) = = -\frac{\pi^{3/2}(\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu\pm\hbar\omega)}{4\Gamma^3}\times \times\exp\left(-\frac{(\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu\pm\hbar\omega)^2}{4\Gamma^2}\right). \qquad (28)$$

Волновые функции, для которых вычисляются матричные элементы в формуле (25), имеют вид

$$\psi_{nk^xS^z} = \frac{1}{\sqrt{2^n n!\pi^{1/2}\ell}}\exp(ik^xx)\times \times\exp\left(-\frac{(y-y_0)^2}{2\ell^2}\right)H_n(\frac{y-y_0}{\ell})\chi_{S^z}. \qquad (29)$$

Здесь $y_0 = \ell^2k^x$ — координата центра циклотронной орбиты, χ_{S^z} — собственная функция оператора z-проекции спина. Вычисляя матричный элемент, входящий в (25), получаем

$$|\langle n_\nu k_\nu^x S_\nu^z|2S^z\exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r})|n_\mu k_\mu^x S_\mu^z\rangle|^2 = \exp\left(-\frac{\ell^2q^2}{2}\right)\times \times\frac{(\min(n_\nu,n_\mu))!}{(\max(n_\nu,n_\mu))!}\left(\frac{\ell^2q^2}{2}\right)^{|n_\nu-n_\mu|}\times \times\left(L_{min(n_\nu,n_\mu)}^{|n_\nu-n_\mu|}\left(\frac{\ell^2q^2}{2}\right)\right)^2\delta_{S_\nu^z,S_\mu^z}\delta_{k_\nu^x,q_x+k_\mu^x}. \qquad (30)$$

В случае слабого переменного электрического поля можно не учитывать слагаемые с $|l|>1$ и воспользоваться приближением $J_{\pm1}(x) = \pm x/2$. В результате этих упрощений имеем

$$\Delta\frac{1}{\tau} = \frac{\hbar}{8mn\ell^2}\sum_{\mathbf{q}n_\nu n_\mu l=\pm1}|V(\mathbf{q})|^2N_i|K_q|^2q^2\times \times\exp\left(-\frac{\ell^2q^2}{2}\right)\frac{(\min(n_\nu,n_\mu))!}{(\max(n_\nu,n_\mu))!}\left(\frac{\ell^2q^2}{2}\right)^{|n_\nu-n_\mu|}\times \times\left(L_{min(n_\nu,n_\mu)}^{|n_\nu-n_\mu|}(\frac{\ell^2q^2}{2})\right)^2(f(\varepsilon_\nu)-f(\varepsilon_\mu))\times \times\frac{\pi^{3/2}(\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu+l\hbar\omega)}{4\Gamma^3}\times \times\exp\left(-\frac{(\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu+l\hbar\omega)^2}{4\Gamma^2}\right). \qquad (31)$$

Выполняя интегрирование по $\mathbf{q}$, получаем:

$$\int_0^\infty d(q^2)q^4\exp\left(-\frac{\ell^2q^2}{2}\right)\left(-\frac{\ell^2q^2}{2}\right)^{|n_\nu-n_\mu|}\times \times\left(L_{min(n_\nu,n_\mu)}^{|n_\nu-n_\mu|}(\frac{\ell^2q^2}{2})\right)^2 = = \frac{8}{\ell^6}\frac{(\max(n_\nu,n_\mu))!}{(\min(n_\nu,n_\mu))!}\times \times(n_\nu^2+n_\mu^2+3(n_\nu+n_\mu)+4n_\nu n_\mu+2). \qquad (32)$$

Таким образом, для случая точечных примесей, когда $V(q)$ не зависит от q, поправка к обратному времени релаксации имеет вид

$$\Delta\frac{1}{\tau} = \frac{\hbar}{4mn\ell^8}\sum_{n_\nu n_\mu l=\pm1}\frac{|V(\mathbf{q})|^2N_i\alpha^2\omega_{1s}^2}{(\omega_c-\omega_s)^2(\omega-\omega_c)^2}\times \times(n_\nu^2+n_\mu^2+3(n_\nu+n_\mu)+4n_\nu n_\mu+2)\times \times(f(\varepsilon_\nu)-f(\varepsilon_\mu))\frac{\pi^{1/2}(\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu+l\hbar\omega)}{\Gamma^3}\times \times\exp\left(-\frac{(\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu+l\hbar\omega)^2}{4\Gamma^2}\right). \qquad (33)$$

Используя выражение для частоты релаксации импульса, можно записать и выражение для диагональных компонент тензора электропроводности σ_{xx}, численные расчеты которого приведены в следующем разделе:

$$\sigma_{xx} = \frac{ne^2}{m}\frac{\tau^{-1}}{\omega_c^2+\tau^{-2}}. \qquad (34)$$

5. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

Численные расчеты диагональных компонент тензора проводимости выражения (34) были выполнены при следующих параметрах: $m = 0.067m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), энергия Ферми $\mathcal{E}_F = 10$ мэВ, подвижность двумерных электронов $\mu \approx 0.1$–$1.0\cdot10^7$ см^2/В·с, концентрация электронов $n = 3\cdot10^{11}$ см$^{-2}$. Частота СВЧ-излучения $f = 50$–150 ГГц, температура $T \approx 2.4$ К. Магнитное поле варьировалось в пределах $0.02T$–$0.3T$.

Зависимости фотопроводимости двумерного электронного газа от индукции магнитного поля B при различных значениях подвижности электронов при частоте излучения 50 ГГц приведена на рис. 2. На рис. 3 представлена зависимость фотопроводимости двумерного электронного газа от

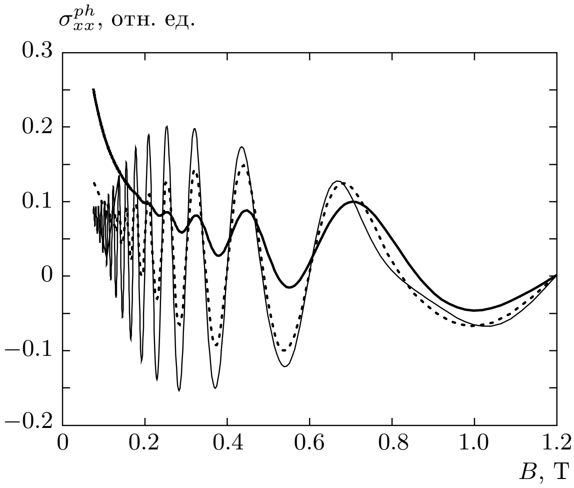

Рис. 2. Зависимости фотопроводимости двумерного электронного газа для различных значений подвижности электронов от напряженности магнитного поля при частоте излучения $f = 50$ ГГц, $\gamma = 2$, $\varepsilon_F = 10$ мэВ; $\mu = 0.3$ (жирная линия), 0.6 (штриховая), 0.9 (тонкая) $\cdot 10^7$ см^2/В·с

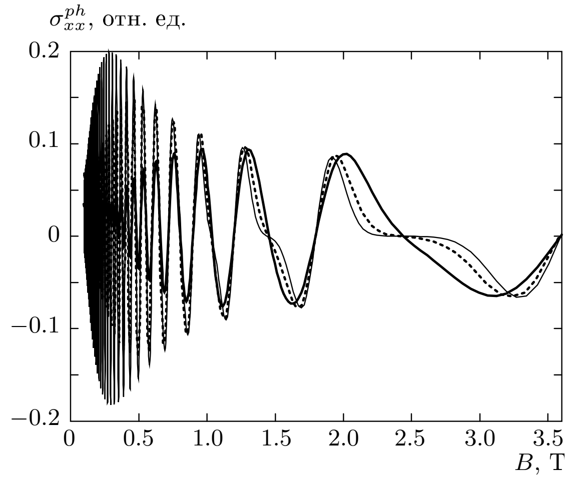

Рис. 4. Зависимости фотопроводимости двумерного электронного газа для различных значений подвижности электронов от напряженности магнитного поля при частоте излучения $f = 150$ ГГц, $\gamma = 2$, $\varepsilon_F = 10$ мэВ; $\mu = 0.3$ (жирная линия), 0.6 (штриховая), 0.9 (тонкая) $\cdot 10^7$ см^2/В·с

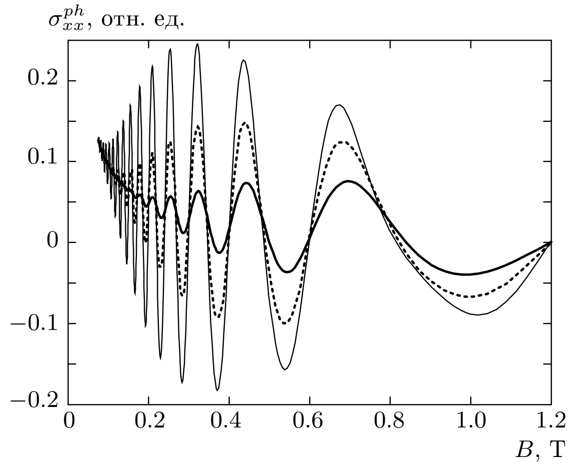

Рис. 3. Зависимости фотопроводимости двумерного электронного газа от напряженности магнитного поля при подвижности $\mu = 0.6 \cdot 10^7$ см^2/В·с для различных значений ширины уровня Ландау γ при частоте излучения $f = 50$ ГГц, $\varepsilon_F = 10$ мэВ; $\gamma_n = 3.0$ (жирная линия), 2.0 (штриховая), 1.5 (тонкая)

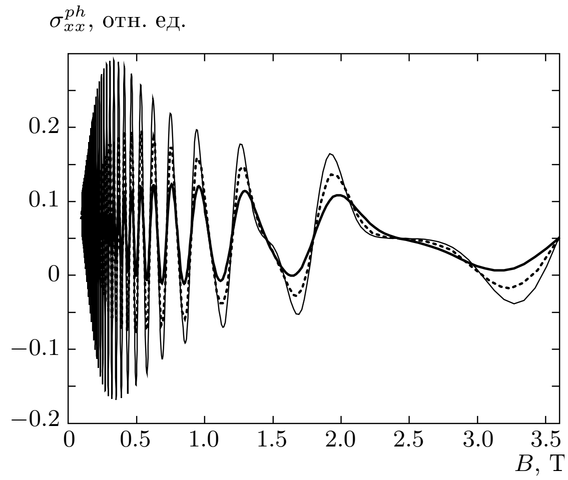

Рис. 5. Зависимости фотопроводимости двумерного электронного газа от напряженности магнитного поля при подвижности $\mu = 0.6 \cdot 10^7$ см^2/В·с для различных значений ширины уровня Ландау γ при частоте излучения $f = 150$ ГГц, $\varepsilon_F = 10$ мэВ; $\gamma_n = 3.0$ (жирная линия), 2.0 (штриховая), 1.5 (тонкая)

магнитного поля при различных значениях величины Г при частоте излучения 50 ГГц и подвижности $\mu = 0.6 \cdot 10^7$ см^2/В·с. Аналогичные зависимости для частоты излучения 150 ГГц приведены на рис. 4 и 5.

Как видно из численного анализа, зависимость подвижности электронов от магнитного поля носит осциллирующий характер. В области слабых магнитных полей амплитуда осцилляций очень чувствительна к ширине уровня Ландау и заметно убывает с уменьшением подвижности электронов.

6. ВЫВОДЫ

Изучен отклик неравновесной электронной системы на постоянное измерительное поле в случае, когда исходная неравновесность спиновой подсистемы электронов проводимости (спиновых степеней свободы), создаваемая переменным магнитным СВЧ-полем, реализует в электронной системе комбинированные резонансные переходы. Показано, что такое возмущение спиновой подсистемы электронов проводимости через спин-орбитальное взаимодействие передается в подсистему кинетических степеней свободы и сказывается на кинетических коэффициентах, приводя к осцилляциям диагональных компонент тензора проводимости. Рассмотренный эффект по своей природе аналогичен эффекту, наблюдаемому в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с высокой подвижностью электронов [2]. Но в отличие от последнего, проявление осцилляционной картины в изученном нами случае существенным образом обусловлено спин-орбитальным взаимодействием, имеющим место в данных кристаллах.

Работа выполнена при поддержке Фонда содействия отечественной науке.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Построим каноническое преобразование $W_2(t)$, исключающее из эффективного гамильтониана перенормированное взаимодействие с переменным магнитным полем. Оператор канонического преобразования будем искать, исходя из уравнения

$$iW_2^\dagger(t)\left(-i\hbar\frac{\partial}{\partial t}+H_k+H_s+H_{eh,1}(t)\right)W_2(t)= \\ =-i\hbar\frac{\partial}{\partial t}+H_k+H_s. \quad (35)$$

Функцию $W_2(t)$ будем искать в виде

$$W_2(t)=\exp\{i\theta(t)\}\times \\ \times\exp\left\{i\sum_j(\eta^-(t)p_j^+S_j^z+\eta^+(t)p_j^-S_j^z)\right\}, \quad (36)$$

где параметры $\theta(t)$, $\eta^\pm(t)$ подлежат определению.

Для нахождения этих параметров подействуем каноническим преобразованием на все члены в левой части уравнения (35):

$$W_2^\dagger(t)\left(-i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\right)W_2(t)= \\ =-i\hbar\frac{\partial}{\partial t}+\hbar\dot\theta(t)+\hbar\sum_j(\dot\eta^-(t)p_j^++\dot\eta^+(t)p_j^-), \quad (37)$$

$$W_2^\dagger(t)H_kW_2(t)=\frac{1}{4m}\sum_j(p_j^+p_j^--4im\hbar\omega_c\eta^+(t)\times \\ \times S_j^zp_j^-+4im\hbar\omega_c\eta^-(t)S_j^zp_j^++ \\ +m^2\hbar^2\omega_c^2\eta^+(t)\eta^-(t)), \quad (38)$$

$$W_2^\dagger(t)H_sW_2(t)=H_s, \quad (39)$$

$$W_2^\dagger(t)H_{eh,1}(t)W_2(t)=\frac{i\alpha\omega_{1s}}{2(\omega_c-\omega_s)}\times \\ \times\sum_j S_j^z((p_j^+-2im\hbar\omega_c\eta^+(t)S_j^z)e^{-i\omega t}- \\ -(p_j^-+2im\hbar\omega_c\eta^-(t)S_j^z)e^{i\omega t}). \quad (40)$$

Очевидно, что равенство (35) будет выполняться тождественно, если имеют место соотношения

$$\hbar\dot\eta^\pm(t)\mp i\hbar\omega_c\eta^\pm(t)\mp\frac{i\alpha\omega_{1s}}{2(\omega_c-\omega_s)}e^{\pm i\omega t}=0, \quad (41)$$

$$\hbar\dot\theta(t)+\frac{Nm\hbar^2\omega_c^2}{4}\eta^+(t)\eta^-(t)+ \\ +\frac{N\alpha\omega_{1s}m\hbar\omega_c}{4(\omega_c-\omega_s)}(\eta^+(t)e^{-i\omega t}+\eta^-(t)e^{i\omega t})=0. \quad (42)$$

Отсюда получаем явные выражения для $\eta^\pm(t)$, $\theta(t)$:

$$\eta^\pm(t)=\frac{\alpha\omega_{1s}}{2\hbar(\omega_c-\omega_s)(\omega-\omega_c)}e^{\pm i\omega t}, \quad (43)$$

$$\theta(t)=\frac{Nm\alpha^2\omega_{1s}^2(3\omega_c-4\omega)t}{16\hbar(\omega_c-\omega_s)^2(\omega-\omega_c)^2}. \quad (44)$$

Таким образом, явный вид канонического преобразования $W_2(t)$ известен. Физический смысл данного преобразования состоит в переходе в неравномерно поступательно движущиеся системы координат, различные для электронов с противоположной ориентацией спина.

ПРИЛОЖЕНИЕ B

В результате канонического преобразования $W_2(t)$ происходит перенормировка взаимодействия электронов с примесями. В случае упругого рассеяния для нахождения перенормированного гамильтониана электрон-примесного взаимодействия достаточно вычислить выражение $W_2^\dagger(t)\exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_j)W_2(t)$. Используя явный вид оператора $W_2^\dagger(t)$, получаем

$$W_2^\dagger(t)\exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_j)W_2(t) = \exp\left\{i\mathbf{q}\cdot(\mathbf{r}_j+\mathbf{\Delta r}_j)\right\}, \quad (45)$$

где

$$\mathbf{\Delta r}_j = -\frac{\alpha\omega_{1s}}{(\omega_c-\omega_s)(\omega-\omega_c)}S_j^z\cdot(\cos\omega t, \sin\omega t, 0). \quad (46)$$

Пользуясь разложением экспоненты по функциям Бесселя, имеем

$$\begin{gathered}\exp\{-i\,\mathrm{Re}(2K_qS_j^ze^{i\omega t})\} = \\ = \sum_{l=-\infty}^{\infty}\left(2S_j^z\frac{K_q}{i|K_q|}\exp(i\omega t)\right)^l J_l(|K_q|), \\ K_q = \frac{\alpha\omega_{1s}(q_x-iq_y)}{(\omega_c-\omega_s)(\omega-\omega_c)}.\end{gathered} \quad (47)$$

Таким образом, перенормированный гамильтониан электрон-примесного взаимодействия имеет вид

$$\begin{gathered}\tilde{H}_{ev}(t) = \sum_{\mathbf{q}j}\sum_{l=-\infty}^{\infty}V(\mathbf{q})\rho(\mathbf{q})\times \\ \times\exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_j)\left(2S_j^z\frac{K_q}{i|K_q|}\exp(i\omega t)\right)^l J_l(|K_q|).\end{gathered} \quad (48)$$

Для скорости изменения импульса электронов за счет перенормированного взаимодействия с примесями получаем

$$\begin{gathered}\dot{p}^{\pm}_{(\tilde{v})} = -i\sum_{\mathbf{q}j}\sum_{l=-\infty}^{\infty}q^{\pm}V(\mathbf{q})\rho(\mathbf{q})\times \\ \times\exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_j)\left(2S_j^z\frac{K_q}{i|K_q|}\exp(i\omega t)\right)^l J_l(|K_q|).\end{gathered} \quad (49)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, E-print archives, cond-mat/0210034; Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003); EP2S-15, Nara, Japan (2003).
2. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W. B. Johnson, and V. Umansky, Nature **420**, 646 (2002); E-print archives, cond-mat/0306388; 26 Int. Conf. Phys. of Semicond., Edinburg (2002); Ep2S-15, Nara, Japan (2003).
3. Adam C. Durst, Subir Sachdev, N. Read, and S. M. Girvin, Phys. Rev. Lett. **91**, 086803 (2003).
4. B. Das, D. C. Miller, S. Datta, R. Reifenberger, W. P. Hong, P. K. Bhattacharya, and M. Jaffe, Phys. Rev. B **39**, 1411 (1989).
5. P. R. Hammar and M. Johnson, Phys. Rev. B **61**, 7207 (2000).
6. Л. С. Левитов, Ю. В. Назаров, Г. М. Элиашберг, ЖЭТФ **88**, 229 (1985).
7. Э. И. Рашба, УФН **84**, 557 (1964).
8. В. П. Калашников, И. И. Ляпилин, ТМФ **18**, 273 (1974).
9. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
10. V. Ryzhii and V. Vyurkov, Phys. Rev. B **68**, 165406 (2003).
11. A. V. Andreev, I. L. Aleiner, and A. J. Millis, Phys. Rev. Lett. **91**, 056803 (2003).
12. F. S. Bergeret, B. Huckestein, and A. F. Volkov, Phys. Rev. B **67**, 241303 (2003).
13. В. П. Калашников, ТМФ **5**, 293 (1970).
14. E. Rashba, Physica E **20**, 189 (2004).
15. В. П. Калашников, ТМФ **9**, 94 (1971).