

Осцилляции фотопроводимости двумерной системы Рашбы в переменном магнитном поле

И.И. Ляпилин, А.Е. Патраков

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, д. 18, г. Екатеринбург, 620041, Россия
E-mail: Lyapilin@imp.uran.ru

Статья поступила в редакцию 14 августа 2006 г.

Изучен отклик неравновесной двумерной электронной системы на постоянное измерительное электрическое поле в случае, когда система выведена из равновесия переменным магнитным СВЧ полем, которое приводит к комбинированным переходам с участием спин-орбитального взаимодействия. Показано, что такое возмущение электронной системы вызывает новые осцилляции диагональных компонент тензора проводимости, зависящие от отношения частоты излучения к циклотронной частоте.

Вивчено відгук нерівноважної двовимірної електронної системи на постійне вимірювальне електричне поле у випадку, коли систему виведено з рівноваги змінним магнітним НВЧ полем, що призводить до комбінованих переходів за участю спин-орбітальної взаємодії. Показано, що таке збурення електронної системи викликає нові осциляції діагональних компонент тензора провідності, що залежать від відношення частоти випромінювання до циклотронної частоти.

PACS: 73.23.-b Электронный транспорт в мезоскопических системах;
73.50.Pz Фотопроводимость и фотовольтаические эффекты.

Ключевые слова: фотопроводимость, двумерные системы.

1. Введение

В двумерных электронных системах с высокой ($\sim 10^7$ см²/(В·с)) подвижностью электронов магнитосопротивление в «дошубниковском» интервале магнитных полей проявляет сильные осцилляции в присутствии микроволнового излучения [1,2]. Эти осцилляции вызваны переходами электронов между уровнями Ландау под действием электрической компоненты микроволнового излучения.

Наряду с осцилляциями диагональных компонент тензора проводимости, экспериментально были обнаружены и биения [2], которые наблюдаются в интервале более слабых магнитных полей. Такого рода биения связывают, как правило, с проявлениями взаимодействия между кинетическими и спиновыми степенями свободы электронов проводимости. Таким взаимодействием является спин-орбитальное взаимодействие (СОВ), которое, как известно, служит причиной возникновения многих эффектов в кинетических явлениях, наблюдающихся в этих системах. Среди них, например, биения осцилляций

Шубникова—де Гааза [3], спиновая аккумуляция [4], магнитоэлектрический эффект [5] и др. Спин-орбитальное взаимодействие приводит также к возможности переходов электронов проводимости в магнитном поле между уровнями Ландау на частотах комбинированного резонанса (КР) [6], причем такого рода переходы возможны в пучности как электрического, так и магнитного полей [7]. Наконец, спиновые степени свободы ответственны за работу спинового транзистора, схемы которого рассмотрены в [8]. Все это определило повышенный интерес к исследованию СОВ в полупроводниковых двумерных структурах.

С целью изучения спин-орбитального взаимодействия представляется интересным исследовать модель, в которой роль СОВ должна проявиться наиболее сильно. Поскольку СОВ зависит как от трансляционных, так и спиновых степеней свободы, оно представляет собой канал, по которому может происходить поглощение энергии (как магнитной, так и электрической компоненты) СВЧ поля, приводя к резонансным переходам электронов между

уровнями Ландау. В связи с этим представляет интерес изучить отклик неравновесной электронной системы на постоянное измерительное поле в случае, когда исходная неравновесность создается переменным магнитным СВЧ полем, приводящим к комбинированным переходам. Интересно определить, как такое возмущение электронной системы скажется на кинетических коэффициентах, в частности на тензоре проводимости.

2. Эффективный гамильтониан

Рассмотренная нами модель включает вклады от квантования Ландау и от микроволнового излучения (в длинноволновом пределе). В качестве источников рассеяния нами рассмотрены примесные центры, рассеяние на которых учитывается по теории возмущений.

Гамильтониан рассматриваемой системы состоит из гамильтонианов кинетической энергии \mathcal{H}_k , зеемановской энергии \mathcal{H}_s в магнитном поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$, спин-орбитального взаимодействия \mathcal{H}_{ks} , взаимодействия электронов с переменным магнитным и постоянным электрическим полями и с примесями, а также гамильтониана примесей:

$$\mathcal{H}(t) = \mathcal{H}_k + \mathcal{H}_s + \mathcal{H}_{ks} + \mathcal{H}_{eh}(t) + \mathcal{H}_{ef}^0 + \mathcal{H}_v + \mathcal{H}_{ev}. \quad (1)$$

$$\mathcal{H}_k = \sum_j \frac{[\mathbf{p}_j - (e/c)\mathbf{A}(\mathbf{r}_j)]^2}{2m} = \sum_j \frac{\mathbf{p}_j^2}{2m}, \quad (2)$$

$$\mathcal{H}_s = \hbar\omega_s \sum_j S_j^z, \quad \hbar\omega_s = g\mu_0 H,$$

S_i^α и p_i^α — компоненты оператора спина и кинетического импульса i -го электрона, причем $[p_i^\alpha, p_j^\beta] = -i\delta_{ij}m\hbar\omega_c \varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$, $\omega_c = |e|H/mc$ — циклотронная частота, а μ_0 — магнетон Бора.

В настоящей работе ограничимся рассмотрением случая, когда переменное и постоянное магнитные поля параллельны друг другу: $\mathbf{H}(t) = (0, 0, H^z(t))$. В этом случае гамильтониан взаимодействия электронов с переменным магнитным полем имеет вид

$$\mathcal{H}_{eh}(t) = g\mu_0 H^z(t) \sum_j S_j^z. \quad (3)$$

Конкретизируем вид \mathcal{H}_{ks} , полагая, что это — взаимодействие Рашбы, которое отлично от нуля уже в линейном приближении по электронному импульсу:

$$\mathcal{H}_{ks}(p) = \alpha \varepsilon_{zik} \sum_j S_j^i p_j^k = \frac{i\alpha}{2} \sum_j (S_j^+ p_j^- - S_j^- p_j^+), \quad (4)$$

$$S^\pm = S^x \pm iS^y, \quad p^\pm = p^x \pm ip^y.$$

Здесь α — константа СОВ, ε — полностью антисимметричный тензор Леви—Чивита.

Спин-орбитальное взаимодействие приводит к корреляции трансляционного и спинового движений электрона, поэтому спиновая и кинетическая подсистемы не являются хорошо определенными. Поскольку СОВ в определенном смысле мало, можно произвести 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. Именно в этом случае возникает эффективное взаимодействие электронов системы с внешними полями, приводящее к резонансному поглощению энергии поля не только на частоте парамагнитного резонанса (ПР) ω_s и циклотронного резонанса (ЦР) ω_c , но и на других частотах, представляющих собой линейные комбинации частот ω_s и ω_c . Калибровочно-инвариантная теория КР развита в работах [9].

Полагая СОВ малым, выполним каноническое преобразование гамильтониана. С точностью до линейных по $T(p)$ членов имеем:

$$\tilde{\mathcal{H}} = e^{-iT(p)} \mathcal{H} e^{iT(p)} \approx \mathcal{H} - i[T(p), \mathcal{H}]. \quad (5)$$

Оператор канонического преобразования $T(p)$ определим из условия, что в результате преобразования подсистемы k и s будут независимыми. Нетрудно убедиться, что это требование удовлетворяется, если положить

$$T(p) = -\frac{\alpha}{2\hbar(\omega_c - \omega_s)} \sum_j (S_j^+ p_j^- - S_j^- p_j^+). \quad (6)$$

Критерий применимости теории состоит в том, что для характерных значений электронного импульса \bar{p} должно выполняться неравенство $\alpha\bar{p} \ll \hbar(\omega_c - \omega_s)$.

Преобразованный гамильтониан системы имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{H}}(t) = & \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{ef}^0 + \mathcal{H}_{eh}(t) + \\ & + [T(p), \mathcal{H}_{eh}(t) + \mathcal{H}_{ef}^0 + \mathcal{H}_{ev}], \quad (7) \\ \mathcal{H}_0 = & \mathcal{H}_k + \mathcal{H}_s + \mathcal{H}_v + \mathcal{H}_{ev}. \end{aligned}$$

Используя явный вид оператора $T(p)$, найдем эффективное взаимодействие электронов с переменным магнитным полем, ответственное за комбинированные переходы:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{eh,1}(t) &= -i[T(p), \mathcal{H}_{eh}(t)] = \\ &= \frac{i\alpha\omega_{1s}}{2(\omega_c - \omega_s)} (T^\pm - T^\mp) \cos \omega t, \\ T^{\alpha\beta} &= \sum_i S_i^\alpha p_i^\beta, \quad \omega_{1s} = geH_1/(2m_0c), \end{aligned} \quad (8)$$

H_1 — напряженность переменного линейно поляризованного магнитного поля, изменяющегося с частотой ω по закону косинуса.

Взаимодействие спиновых степеней свободы электронов проводимости с переменным магнитным полем $\mathcal{H}_{eh}(t)$ приводит к резонансным переходам на частоте ω_s . В то же время, как видно из приведенных выше формул, эффективное взаимодействие $\mathcal{H}_{eh,1}(t)$ приводит к комбинированным переходам на частоте $\omega_c - \omega_s$, в которых участвуют как кинетические, так и спиновые степени свободы. Поскольку в дальнейшем нас будет интересовать отклик неравновесной системы на измерительное электрическое поле, в котором определяющим является вклад, обусловленный кинетическими степенями свободы, то при дальнейшем рассмотрении ограничимся учетом только эффективного взаимодействия.

Явная зависимость эффективного взаимодействия $\mathcal{H}_{eh,1}(t)$ от времени приводит к техническим трудностям при вычислении неравновесного отклика электронной системы на измерительное электрическое поле. Целесообразно провести еще одно каноническое преобразование (Приложение 1), устраняющее взаимодействие $\mathcal{H}_{eh,1}(t)$ и перенормирующее гамильтониан электрон-примесного взаимодействия (Приложение 2), который при этом приобретает временную зависимость. В канонически преобразованной системе примеси действуют как когерентное осциллирующее поле, приводящее к резонансным переходам.

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 $\rho(t)$. Задача заключается в нахождении отклика

неравновесной системы на слабое измерительное поле.

Неравновесный статистический оператор является квазиинвариантной частью квазиравновесного статистического оператора $\rho_q(t)$, который имеет вид

$$\rho_q(t) = e^{-S(t)}, \quad S(t) = \Phi(t) + \sum_n P_n^+ F_n(t), \quad (9)$$

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 неравновесной системы средними значениями операторов $\mathcal{H}_k, \mathbf{p}, \mathcal{H}_s, N, \mathcal{H}_v$ (N — оператор числа электронов), для оператора энтропии системы получаем

$$\begin{aligned} S(t) &= \Phi(t) + \beta_k [\mathcal{H}_k - \mathbf{V}(t)\mathbf{p} - \mu' N] + \\ &+ \beta_s \mathcal{H}_s + \beta_v \mathcal{H}_v = S^0 + \Delta S(t). \end{aligned} \quad (10)$$

$$\Delta S(t) = -\beta_k \mathbf{V}(t)\mathbf{p}.$$

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

Оператор $\bar{\rho}(t)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \bar{\rho}(t)}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar} [\bar{\rho}(t), \mathcal{H}(t)] = -\varepsilon [\bar{\rho}(t) - \rho_q(t)]. \quad (11)$$

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

$$\begin{aligned} \chi_{BA}(t, \omega_1) &= \\ &= - \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{(\varepsilon - i\omega_1)t_1} \frac{1}{i\hbar} \text{Sp} \{ B e^{it_1 L} [A, \bar{\rho}(t + t_1, 0)] \}. \end{aligned} \quad (12)$$

4. Обратное время релаксации импульса

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

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\beta}{2mn} \operatorname{Re} \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^0 dt_1 \exp((\varepsilon - \omega_1)t_1) dt_2 \exp(\varepsilon t_2) \int_0^1 d\lambda A(\lambda, t_1 + t_2), \quad (13)$$

$$A(\lambda, t_1 + t_2) = \operatorname{Sp} \{ \dot{p}_{(\tilde{\nu})}^+(t) \exp(iL_0(t_1 + t_2)) \rho_q^\lambda [\dot{p}_{(\tilde{\nu})}^-(t + t_1 + t_2), \mathcal{H}_k + \mathcal{H}_s] \rho_q^{1-\lambda} \}, \quad p_{(\tilde{\nu})}^\alpha = \frac{1}{i\hbar} [p^\alpha, \tilde{\mathcal{H}}_{ev}],$$

где следует перейти к пределу $\varepsilon \rightarrow 0, \omega_1 \rightarrow 0$.

Раскроем выражение (13), используя явный вид перенормированного взаимодействия электронов с примесями $\tilde{\mathcal{H}}_{ev}$, который приведен в Приложении 2. Подставляя явный вид электрон-примесного взаимодействия и проводя усреднение по системе рассеивателей, получаем

$$A(\lambda, t_1 + t_2) = \sum_{\mathbf{q}j'} \sum_{k,l = \pm 1} |V(\mathbf{q})|^2 N_i \frac{\alpha^2 \omega_{1s}^2}{4(\omega_c - \omega_s)^2 [(\omega_c - \omega_s)^2 - \omega^2]^2} q^4 (\omega_c - \omega_s + kl\omega)^2 \times \\ \times \exp(-i\omega(t_1 + t_2)) \operatorname{Sp} \{ S_j^k \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_j) \exp(iL_0(t_1 + t_2)) \rho_q^\lambda [S_j^{-k} \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}_j), \mathcal{H}_k + \mathcal{H}_s] \rho_q^{1-\lambda} \}. \quad (14)$$

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

$$A(\lambda, t_1 + t_2) = \sum_{\mathbf{q}\nu\mu} \sum_{k,l = \pm 1} |V(\mathbf{q})|^2 N_i \frac{\alpha^2 \omega_{1s}^2}{16(\omega_c - \omega_s)^2 [(\omega_c - \omega_s)^2 - \omega^2]^2} q^4 (\omega_c - \omega_s + kl\omega)^2 \exp(-i\omega(t_1 + t_2)) \times \\ \times (\varepsilon_{\mu'} - \varepsilon_\mu) \left| (2S^k \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}))_{\nu\mu} \right|^2 f_\nu (1 - f_\mu) \exp\left(-\frac{i}{\hbar}(t_1 + t_2)(\varepsilon_\mu - \varepsilon_\nu)\right) \exp(-\beta_e(\varepsilon_\mu - \varepsilon_\nu)\lambda), \quad (15)$$

где f – распределение Ферми–Дирака.

Выполняя последовательно вычисление всех интегралов и переходя к пределу $\omega_1 \rightarrow 0$, поскольку нас интересует отклик на нулевой частоте, получаем

$$\Delta\left(\frac{1}{\tau}\right) = -\frac{\pi\hbar}{2mn} \sum_{\mathbf{q}\nu\mu kl} |V(\mathbf{q})|^2 N_i \frac{\alpha^2 \omega_{1s}^2}{16(\omega_c - \omega_s)^2 [(\omega_c - \omega_s)^2 - \omega^2]^2} q^4 (\omega_c - \omega_s + kl\omega)^2 \times \\ \times \left| (2S^k \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}))_{\nu\mu} \right|^2 (f_\nu - f_\mu) \frac{\partial}{\partial \varepsilon_\mu} \delta(\hbar\omega + \varepsilon_\mu - \varepsilon_\nu). \quad (16)$$

Выражение (16) содержит сингулярность в правой части, которая устраняется, как обычно, путем уширения уровней Ландау за счет рассеяния электронов на примесях:

$$\delta(\mathcal{E} - \varepsilon_\mu) \rightarrow D_\mu(\mathcal{E}) = \frac{\sqrt{\pi/2}}{\Gamma} \exp\left(-\frac{(\mathcal{E} - \varepsilon_\mu)}{2\Gamma^2}\right). \quad (17)$$

Ширина Γ уровня Ландау выражается через подвижность электронов μ в нулевом магнитном поле.

Заметим, что в случае $T > \Gamma$, $f(\mathcal{E} \pm \hbar\omega) - f(\mathcal{E})$ можно вынести за знак интеграла по \mathcal{E} . В результате имеем

$$\int d\mathcal{E} \frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} D_\nu(\mathcal{E} \pm \hbar\omega) D_\mu(\mathcal{E}) = -\frac{\pi^{3/2}(\varepsilon_\mu - \varepsilon_\nu \pm \hbar\omega)}{4\Gamma^3} \exp\left(-\frac{(\varepsilon_\mu - \varepsilon_\nu \pm \hbar\omega)^2}{4\Gamma^2}\right). \quad (18)$$

Волновые функции, на которых вычисляются матричные элементы в (16), имеют вид

$$\Psi_\nu \equiv \Psi_{nk^x S^z} = \frac{1}{\sqrt{2^n n! \pi^{1/2} \ell}} \exp(ik^x x) \exp\left(-\frac{(y - y_0)^2}{2\ell^2}\right) \mathcal{H}_n\left(\frac{y - y_0}{\ell}\right) \chi_{S^z}. \quad (19)$$

Здесь $y_0 = \ell^2 k^x$ – координата центра циклотронной орбиты, χ_{S^z} – собственная функция оператора z -проекции спина. Вычисляя матричный элемент, входящий в (16), получаем

$$\begin{aligned}
 & |\langle n_\nu k_\nu^x S_\nu^z | 2S^k \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) | n_\mu k_\mu^x S_\mu^z \rangle|^2 = \delta_{S_\nu^z + k, S_\mu^z} \delta_{k_\nu^x, q_x + k_\mu^x} \exp\left(-\frac{\ell^2 q^2}{2}\right) \times \\
 & \times \frac{(\min(n_\nu, n_\mu))!}{(\max(n_\nu, n_\mu))!} \left(\frac{\ell^2 q^2}{2}\right)^{|n_\nu - n_\mu|} \left[L_{\min(n_\nu, n_\mu)}^{|n_\nu - n_\mu|} \left(\frac{\ell^2 q^2}{2}\right) \right]^2.
 \end{aligned} \quad (20)$$

Выполняя интегрирование по \mathbf{q} , получаем:

$$\begin{aligned}
 & \int_0^\infty d(q^2) q^4 \exp\left(-\frac{\ell^2 q^2}{2}\right) \left(-\frac{\ell^2 q^2}{2}\right)^{|n_\nu - n_\mu|} \left[L_{\min(n_\nu, n_\mu)}^{|n_\nu - n_\mu|} \left(\frac{\ell^2 q^2}{2}\right) \right]^2 = \\
 & = \frac{8}{\ell^6} \frac{(\max(n_\nu, n_\mu))!}{(\min(n_\nu, n_\mu))!} (n_\nu^2 + n_\mu^2 + 3(n_\nu + n_\mu) + 4n_\nu n_\mu + 2).
 \end{aligned} \quad (21)$$

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

$$\begin{aligned}
 \Delta\left(\frac{1}{\tau}\right) &= \frac{\hbar}{2mn\ell^8} \sum_{n_\nu, n_\mu} |V(q)|^2 N_i \frac{\alpha^2 \omega_{1s}^2}{16(\omega_c - \omega_s)^2 [(\omega_c - \omega_s)^2 - \omega^2]^2} (\omega_c - \omega_s + k\ell\omega)^2 [f(\varepsilon_\nu) - f(\varepsilon_\mu)] \times \\
 & \times [n_\nu^2 + n_\mu^2 + 3(n_\nu + n_\mu) + 4n_\nu n_\mu + 2] \frac{\pi^{1/2} [(n_\mu - n_\nu)\hbar\omega_c + k\hbar\omega_s + l\hbar\omega]}{\Gamma^3} \exp\left(-\frac{[(n_\mu - n_\nu)\hbar\omega_c + k\hbar\omega_s + l\hbar\omega]^2}{4\Gamma^2}\right).
 \end{aligned} \quad (22)$$

Используя выражение для частоты релаксации импульса, можно записать и выражение для диагональных компонент тензора электропроводности $\sigma_{xx} \sim \tau^{-1}/(\omega_c^2 + \tau^{-2})$, численные расчеты которого приведены ниже.

5. Численный анализ

Численные расчеты диагональных компонент тензора проводимости выражения σ_{xx} были выполнены при следующих параметрах: $m = 0,067m_0$ (m_0 – масса свободного электрона), энергия Ферми $\mathcal{E}_F = 10$ мэВ, подвижность двумерных электронов $\mu = (0,9-1,5) \cdot 10^7$ см²/(В·с), концентрация электронов $n = 3 \cdot 10^{11}$ см⁻². Частота СВЧ излучения $f = 50$ ГГц, температура $T \approx 2,4$ К. Магнитное поле варьировалось в пределах 0,02–0,3 Тл.

Зависимость фотопроводимости двумерного электронного газа от отношения ω/ω_c при различных значениях подвижности электронов при частоте излучения 50 ГГц приведена на рис. 1. Видно, что зависимость подвижности электронов от магнитного поля носит осциллирующий характер. Отметим также, что амплитуда осцилляций очень чувствительна к ширине уровня Ландау.

Выводы

Изучен отклик неравновесной электронной системы на постоянное измерительное поле в случае, когда исходная неравновесность создается переменным магнитным СВЧ полем, приводящим к комбинированным переходам. В рамках развитой теории показано, что такое возмущение электронной системы существенным образом сказывается на кинетических коэффициентах и приводит, например, к ос-

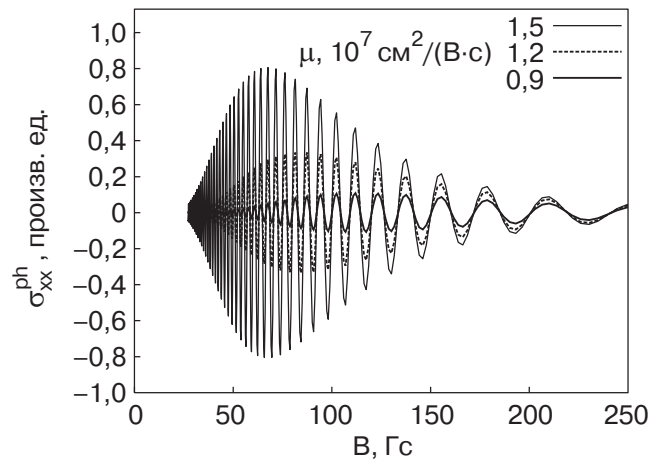


Рис. 1. Зависимость фотопроводимости двумерного электронного газа для различных значений подвижности электронов от напряженности магнитного поля при частоте излучения 50 ГГц и $\gamma_n = 2$.

цилляциям диагональных компонент тензора проводимости. Рассмотренный эффект по своей природе аналогичен эффекту, наблюдаемому в кристаллах GaAs/AlGaAs с высокой подвижностью электронов [2]. Но, в отличие от последнего, проявление осцилляционной картины существенным образом обусловлено спин-орбитальным взаимодействием, имеющим место в данных кристаллах.

Приложение 1

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

$$\begin{aligned} W_2^\dagger(t) \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \mathcal{H}_k + \mathcal{H}_s + \mathcal{H}_{eh,1}(t) \right) W_2(t) = \\ = -i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \mathcal{H}_k + \mathcal{H}_s, \end{aligned} \quad (1.1)$$

$W_2(t)$ будем искать в виде $W_2(t) = \exp(iT_2(t))$. В линейном приближении по $T_2(t)$ (т.е. в конечном счете по константе СОВ) (1.1) сводится к

$$\mathcal{H}_{eh,1}(t) - i[T_2(t), -i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \mathcal{H}_k + \mathcal{H}_s] = 0. \quad (1.2)$$

$T_2(t)$ будем искать в виде

$$T_2(t) \sum_j (\eta^+(t) S_j^+ p_j^- + \eta^-(t) S_j^- p_j^+), \quad (1.3)$$

где параметры $\eta^\pm(t)$ подлежат определению. Их можно найти, подставляя (1.3) в (1.2) и приравняв коэффициенты перед $p_j^\pm S_j^\mp$. В результате имеем

$$\eta^\pm(t) = \frac{\alpha\omega_{1s} [(\omega_c - \omega_s) \cos \omega t \pm i\omega \sin \omega t]}{2\hbar(\omega_c - \omega_s)[(\omega_c - \omega_s)^2 - \omega^2]}. \quad (1.4)$$

Приложение 2

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 $W_2^\dagger(t) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_j) W_2(t)$. В линейном приближении по $T_2(t)$ получаем

$$\begin{aligned} W_2^\dagger(t) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_j) W_2(t) = \\ = \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_j) [1 - i\hbar(\eta_2^+(t) S_j^+ q^- + \eta_2^-(t) S_j^- q^+)]. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Подставляя явный вид $\eta_2^\pm(t)$, имеем

$$\begin{aligned} W_2^\dagger(t) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_j) W_2(t) = \\ = \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_j) - i \frac{\alpha\omega_{1s}}{2(\omega_c - \omega_s)[(\omega_c - \omega_s)^2 - \omega^2]} \times \\ \times \left\{ [(\omega_c - \omega_s) \cos \omega t + i\omega \sin \omega t] S_j^+ q^- + \right. \\ \left. + [(\omega_c - \omega_s) \cos \omega t - i\omega \sin \omega t] S_j^- q^+ \right\} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_j). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Прокоммутировав оператор импульса с преобразованным гамильтонианом электрон-примесного взаимодействия, получим скорость изменения импульса электронов за счет этого взаимодействия:

$$\begin{aligned} \dot{p}_{(v)}^\pm = \dot{p}_{(v)}^\pm - \sum_{\mathbf{q}j} V(q) \rho(q) \frac{\alpha\omega_{1s} q^\pm \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_j)}{2(\omega_c - \omega_s)[(\omega_c - \omega_s)^2 - \omega^2]} \times \\ \times \left\{ [(\omega_c - \omega_s + \omega) S_j^+ q^- + (\omega_c - \omega_s - \omega) S_j^- q^+] e^{i\omega t} + \right. \\ \left. + [(\omega_c - \omega_s - \omega) S_j^+ q^- + (\omega_c - \omega_s + \omega) S_j^- q^+] e^{-i\omega t} \right\}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Для упрощения записи введем обозначение:

$$A_j^k = \begin{cases} A_j^+, & k = +1, \\ A_j^-, & k = -1. \end{cases} \quad (2.4)$$

С использованием этого обозначения формулу (2.3) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \dot{p}_{(v)}^\pm = \dot{p}_{(v)}^\pm - \sum_{\mathbf{q}j} \sum_{k,l=\pm 1} V(q) \rho(q) \frac{\alpha\omega_{1s}}{2(\omega_c - \omega_s)[(\omega_c - \omega_s)^2 - \omega^2]} \times \\ \times q^\pm \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_j) (\omega_c - \omega_s + kl\omega) S_j^k q^{-k} e^{il\omega t}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

1. M.A. Zudov, R.R. Du, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *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); *26-Intern. Conf. Phys. Semicond.*, Edinburg (2002); *Ep2S-15*, Nara, Japan (2003).
3. B. Das, D.C. Miller, S. Datta, R. Reifenberger, W.P. Hong, P.K. Bhattacharya, and M. Jaffe, *Phys. Rev.* **B39**, 1411 (1989).
4. P.R. Hammar and M. Johnson, *Phys. Rev.* **B61**, 7207 (2000).
5. L.S. Levitov, Yu.V. Nazarov, and G.M. Eliashberg, *Sov. Phys. JETP* **61**, 1333 (1985).
6. Э.И. Рашба, *УФН* **84**, 557 (1964).
7. В.П. Калашников, И.И. Ляпилин, *Теор. математ. физика* **18**, 273 (1974).
8. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
9. В.П. Калашников, *Теор. математ. физика* **9**, 94 (1971); В.П. Калашников, *Теор. математ. физика* **5**, 293 (1970).

**Photoconductivity oscillations for a Rashba
two-dimensional system in variable magnetic field**

I.I. Lyapilin and A.E. Patrakov

The response of a two-dimensional electron system to a DC measurement electric field has been investigated in the case where the system is disturbed from the equilibrium by magnetic microwave field that leads to combined transitions involving the spin-orbit interaction. It is shown that the electron system perturbation

gives rise to new oscillations of the diagonal components of the conductivity tensor controlled by the ratio of between radiation and cyclotron frequencies.

PACS: **73.23.-b** Electronic transport in mesoscopic systems;
73.50.Pz Photoconduction and photovoltaic effects.

Keywords: photoconductivity, two-dimensional system.