

Спиновый отклик двумерных электронов на латеральное электрическое поле

© Л.И. Магарилл, А.В. Чаплик, М.В. Энтин

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 14 февраля 2001 г. Принята к печати 14 февраля 2001 г.)

Рассмотрена ориентация спинов двумерных электронов латеральным электрическим полем. Предполагается, что закон дисперсии электронов содержит линейные члены, обусловленные спин-орбитальным расщеплением зон в асимметричной квантовой яме. Найден коэффициент спиновой ориентации в стационарном электрическом поле. Средний спин электронов оказывается ориентированным в плоскости образца перпендикулярно электрическому полю. Изучено взаимодействие переменного электрического поля со спинами двумерных электронов. Показано, что переходы между разными спиновыми состояниями приводят к узкой линии поглощения. В области частот, соответствующих этим переходам, происходит их смешивание с двумерными плазмонами, в результате чего спектр плазмонов модифицируется и возникает новый тип колебаний — спин-плазмонный поляритон. Решена задача о возбуждении спин-плазмонных поляритонов внешним полем.

Недавнее оживление интереса к спиновой наноэлектронике делает актуальным исследование спиновых эффектов в низкоразмерных системах. В первую очередь, это связано с потенциальным применением спиновой степени свободы для создания квантовых битов. Чтобы использовать спиновую степень свободы в полупроводниковых приборах, желательно электрически управлять спинами электронов, поскольку другие способы (магнитное поле, свет) не обладают локальностью и, следовательно, не способны избирательно воздействовать на относительно малый современный полупроводниковый прибор. Кроме того, магнитное поле должно быть достаточно большим, чтобы вызвать существенное перераспределение электронов по спиновым состояниям, а такое поле невозможно быстро изменять. Влияние электрического поля на спиновую степень свободы может быть обеспечено спин-орбитальным взаимодействием (СОВ). Хорошо известно, что спин-орбитальное взаимодействие двумерных (2D) электронов на ориентированной поверхности¹ может быть описано в рамках гамильтониана, предложенного в работах Васько [1], Бычкова и Рашба [2]:

$$\hat{H}_0 = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \hat{H}_{so}, \quad \hat{H}_{so} = \alpha(\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{p}\mathbf{n}]) \equiv (\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\Omega}). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$ — двумерный импульс электрона, ось z направлена нормально к плоскости системы, α — константа спин-орбитального взаимодействия, σ_i — матрицы Паули; здесь и далее полагаем $\hbar = 1$.

Гамильтониан (1) приводит к энергетическому спектру

$$\varepsilon_\mu(p) = \frac{p^2}{2m} + \mu|\alpha|p, \quad (2)$$

где $\mu = \pm 1$ нумерует две ветви спиново-расщепленного спектра 2D электронного газа. Расщепление ветвей обычно невелико и составляет $\sim 10^{-2}$ от энергии Ферми.

¹ Физической реализацией ориентированной поверхности является двумерная электронная система с различающимися верхней и нижней границами, например гетеропереход или инверсионный канал.

Поэтому термодинамические проявления СОВ вряд ли могут представлять интерес, однако в некоторых кинетических эффектах спиновая степень свободы может быть существенной. В предлагаемой статье мы рассмотрим влияние постоянного и переменного электрического поля, лежащего в плоскости системы, на двумерный ферми-газ с учетом СОВ. Воздействие статического электрического поля приводит к спиновой поляризации электронов. В высокочастотном поле в спектре поглощения появляется узкий резонанс, обусловленный переходами между спин-орбитально расщепленными подзонами (в отсутствие магнитного поля!). Взаимодействие этого перехода с двумерными плазмонами порождает смешанные плазмон-спиновые волны. Будет найден спектр этих колебаний и рассмотрена возможность их возбуждения.

1. Спиновая ориентация двумерных электронов электрическим полем

В настоящем параграфе рассмотрено возникновение средней спиновой плотности \mathbf{S} в двумерной системе под действием электрического поля \mathbf{E} , лежащего в плоскости системы. Феноменология эффекта в системе, обладающей изотропией в плоскости (x, y) (ось z выбрана в направлении нормали к поверхности \mathbf{n}), описывается уравнением

$$\mathbf{S} = \gamma[\mathbf{n} \times \mathbf{E}]. \quad (3)$$

Здесь γ — коэффициент спиновой ориентации.

С помощью формализма Кубо [3] для коэффициента спиновой ориентации можно написать:

$$\gamma = \frac{-e}{A} \int_0^\infty dt e^{-\delta t} \times \int_0^{1/T} d\lambda \langle \text{Sp} \{ f(\hat{H}) \hat{v}_x(-i\lambda) (1 - f(\hat{H})) \hat{s}_y(t) \} \rangle. \quad (4)$$

Здесь A — площадь системы, T — температура, $-e$ — заряд электрона, \hat{H} — полный гамильтониан системы, $f(\varepsilon) = 1/(1 + \exp(\varepsilon - \zeta)/T)$ — функция Ферми (ζ — химический потенциал), $\delta \rightarrow +0$, $\hat{v}(t)$ и $\hat{s}(t)$ — операторы скорости и спина электрона в представлении Гейзенберга. Угловые скобки обозначают усреднение по примесям. Для конкретности выбрано направление электрического поля вдоль оси x , результирующий спин направлен вдоль оси y .

Усреднение по рассеивателям в формуле (4) приводит к включению в нее механизма релаксации. Распутать эту формулу можно, например, с помощью диаграммной техники Эдвардса [4]. Формулу (4) можно интерпретировать и непосредственно без усреднения, если под δ понимать инкремент нарастания электрического поля, включающегося по экспоненциальному закону $\sim \exp \delta t$, либо феноменологическое обратное время релаксации.

Еще один вариант применения этой формулы получается, если вычислять сразу не отклик спиновой плотности, а скорость ее генерации $(\dot{S})_g$. В случае электрического поля, экспоненциально нарастающего во времени,

$$(\dot{S})_g = \delta S = \delta \gamma [\mathbf{n} \times \mathbf{E}].$$

Из дальнейшего видно, что в пределе медленного включения поля и слабого рассеяния величина $\delta \gamma$ не содержит ни темпа включения поля, ни релаксации вообще.

В базисе собственных функций гамильтониана Рашба

$$\psi_\mu = \frac{\exp(i\mathbf{p}\mathbf{r})}{\sqrt{2S}} \begin{pmatrix} i\mu \exp(-i\varphi_p) \text{sign}(\alpha) \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где φ_p — полярный угол вектора \mathbf{p} , матричные элементы операторов скорости и спина электрона имеют вид

$$\mathbf{v}_{\mu\mu}(\mathbf{p}) = \frac{\mathbf{p}}{pm} (p + m|\alpha|\mu),$$

$$\mathbf{v}_{\mu,-\mu}(\mathbf{p}) = i|\alpha|\mu \frac{[\mathbf{p} \times \mathbf{n}]}{p}, \quad (6)$$

$$\mathbf{s}_{\mu\mu}(\mathbf{p}) = \mu \frac{\alpha[\mathbf{p} \times \mathbf{n}]}{2|\alpha|p}, \quad \mathbf{s}_{\mu,-\mu}(\mathbf{p}) = i\mu \frac{\alpha\mathbf{p}}{2|\alpha|p}. \quad (7)$$

В пренебрежении рассеянием формула (4) может быть записана в виде

$$\gamma = -\frac{e}{A} \sum_{\mathbf{p}; \mu\mu'} \frac{f[\varepsilon_\mu(p)] - f[\varepsilon_{\mu'}(p)]}{\varepsilon_\mu(p) - \varepsilon_{\mu'}(p)} \{ \mathbf{n} [\mathbf{v}_{\mu\mu'}(\mathbf{p}) \times \mathbf{s}_{\mu'\mu}(\mathbf{p})] \}$$

$$\times \frac{i}{\varepsilon_\mu(p) - \varepsilon_{\mu'}(p) + i\delta}. \quad (8)$$

В результате в бесстолкновительном приближении получаем

$$\gamma = \frac{me\alpha}{4\pi\delta}. \quad (9)$$

С помощью (9) получаем скорость генерации спина статическим электрическим полем

$$(\dot{S})_g = \frac{me\alpha}{4\pi} [\mathbf{n} \times \mathbf{E}]. \quad (10)$$

Релаксация может быть включена при помощи уравнения баланса для спиновой плотности:

$$(\dot{S})_g + (\dot{S})_r = 0,$$

где скорость спиновой релаксации определяется выражением $(\dot{S})_r = -S/\tau_s$ через время спиновой релаксации τ_s . Такой подход оправдан, если τ_s не зависит от энергии электронов или в процессе принимают участие моноэнергетические электроны (электроны на поверхности Ферми). В результате в формуле (9) величину δ следует заменить на $1/\tau_s$.

Для того, чтобы проконтролировать и обобщить феноменологический результат (9), мы воспользуемся методом квантового кинетического уравнения (ККУ). Кинетика электронов описывается с помощью одночастичной спиновой матрицы плотности $\hat{\rho}(\mathbf{p})$. Квантовое кинетическое уравнение, линеаризованное по внешнему электрическому полю, имеет вид

$$\hat{\rho} + i[\hat{H}_{so}, \hat{\rho}] + \hat{\mathcal{F}} = \text{St}(\hat{\rho}). \quad (11)$$

В уравнении (11) \mathcal{F} — полевой член, $\text{St}(\hat{\rho})$ — столкновительный член.

Удобно использовать базис состояний с фиксированной осью квантования спина. В этом базисе для полевого члена $\hat{\mathcal{F}}$ находим

$$\hat{\mathcal{F}} = -\frac{e}{4m\varepsilon} \mathbf{E} \{ 2\mathbf{p}(2\varepsilon + \hat{H}_{so})f'(\varepsilon + \hat{H}_{so}) + i[\mathbf{p}, \mathbf{n}](\boldsymbol{\sigma} \mathbf{n})[f(\varepsilon + \hat{H}_{so}) - f(\varepsilon - \hat{H}_{so})] \}, \quad (12)$$

где $\varepsilon = p^2/2m$.

При учете релаксации мы будем ограничиваться только примесными соударениями. Интеграл столкновений с использованием малости параметра $\lambda = \alpha/v_F$, позволяющий ограничиться учетом рассеяния с сохранением спина, преобразуется к виду

$$\text{St}(\hat{\rho}) = 2\pi N_i \sum_{\mathbf{p}'} |V_{\mathbf{p}'-\mathbf{p}}|^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon') [\hat{\rho}(\mathbf{p}') - \hat{\rho}(p)]. \quad (13)$$

Здесь $V_{\mathbf{p}'-\mathbf{p}}$ — фурье-компонента потенциала примеси (мы пренебрегли спин-орбитальными поправками к гамильтониану взаимодействия с примесями).

В низших (нулевом и первом) порядках по константе спин-орбитального взаимодействия величина $\hat{\mathcal{F}} = \hat{\mathcal{F}}^{(0)} + \hat{\mathcal{F}}^{(1)}$ имеет вид

$$\mathcal{F}^{(0)} = -e \frac{\mathbf{E}\mathbf{p}}{m} f'(\varepsilon), \quad f'(\varepsilon) = \frac{\partial f}{\partial \varepsilon}, \quad \varepsilon = \frac{p^2}{2m}, \quad (14)$$

$$\mathcal{F}^{(1)} = -e\mathbf{E} \left\{ \frac{\mathbf{p}}{p^2} (f'(\varepsilon) + 2\varepsilon f''(\varepsilon)) \mathcal{H}_{so} - \alpha f'(\varepsilon) \frac{[\mathbf{p} \times \mathbf{n}]}{p^2} (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{p}) \right\}. \quad (15)$$

Спиновая плотность определяется следом матрицы плотности с оператором спина. Решая ККУ в низшем порядке

по константе α , находим

$$\gamma = -\frac{e}{8\pi\alpha} \int_0^{\infty} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon\tau_1} [f'(\varepsilon) + \varepsilon f''(\varepsilon)]. \quad (16)$$

Здесь

$$\tau_n^{-1} = 2\pi N_s \int \frac{d^2p'}{(2\pi)^2} |V(\mathbf{p} - \mathbf{p}')|^2 \delta[\varepsilon(p) - \varepsilon(p')] \times \{1 - \cos[n(\phi - \phi')]\} \quad (17)$$

— время релаксации n -го углового момента функции распределения (τ_1 — обычное транспортное время релаксации по импульсу).

В пределе низких температур коэффициент γ определяется вкладом от поверхности Ферми. В результате получаем

$$\gamma = \frac{e}{8\pi\alpha} \left[\frac{1}{\tau_1(\varepsilon_F)\varepsilon_F} - \frac{d}{d\varepsilon_F} \left(\frac{1}{\tau_1(\varepsilon_F)} \right) \right]. \quad (18)$$

Время релаксации для рассеяния на заряженных примесях, расположенных в плоскости системы, в пренебрежении экранированием, пропорционально энергии электрона: $\tau_1 \propto \varepsilon$. В пределе вырожденного ферми-газа с энергией Ферми ε_F для γ находим из (18):

$$\gamma = \frac{e}{4\pi\alpha\varepsilon_F\tau_1(\varepsilon_F)}, \quad (19)$$

что соответствует (9) с $\tau_s^{-1} = \pi\alpha^2 n_s \tau_1$, совпадающей с обратным временем спиновой релаксации на примесях по механизму Дьяконова–Переля [5,6]. В случае рассеяния на нейтральных примесях, также расположенных в плоскости системы, τ_1 не зависит от энергии. При этом второе слагаемое в (18) обращается в нуль.

Из (19) следует, что γ растет с уменьшением α . Это, кажущееся парадоксальным, утверждение является следствием замедления спиновой релаксации при $\alpha \rightarrow 0$. Поясним это подробнее.

Важным свойством спиновой степени свободы является то, что в рассматриваемом пределе $\Omega\tau_1 \ll 1$, согласно механизму Дьяконова–Переля, спин релаксирует относительно медленно по сравнению с импульсом. Благодаря такой замедленной релаксации электроны, переведенные из одной спиновой подзоны в другую, накапливаются в ней, что приводит к росту откликов, зависящих от распределения электронов по спиновым подзонам. В частности, механизм Дьяконова–Переля [5] дает обратное время релаксации спина, пропорциональное квадрату расщепления спиновых подзон. В то же время, как видно из (9), скорость генерации спина статическим латеральным электрическим полем пропорциональна первой степени спин-орбитального расщепления. Как следствие, средний спин, вызываемый латеральным полем, не падает, а растет с уменьшением спин-орбитального расщепления.

В предыдущих рассуждениях мы не учитывали более слабый механизм спиновой релаксации Эллиота–Яфета, определяемый не спин-орбитальным расщеплением зон, а спин-орбитальным взаимодействием с потенциалом примесей. Учет этого механизма приводит к смене зависимости γ от α , так что при $\alpha \rightarrow 0$ коэффициент γ обращается в нуль.

Согласно (16), оптимальным условием для наблюдения эффекта является относительно низкая подвижность электронов. Помимо увеличения коэффициента γ , она позволяет приложить большее электрическое поле без разогрева электронов и образца.

В заключение приведем оценки эффекта для типичного случая гетероструктуры GaAs/GaAlAs с концентрацией электронов $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при подвижности $10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $\alpha = 4 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ [2]. Подстановка в (19) дает $\gamma = 3 \cdot 10^7 (\text{см} \cdot \text{В})^{-1}$, т.е. при приложении поля в 10 В/см ориентируется $3 \cdot 10^8$ спинов на см^2 .

Вкратце обсудим возможность наблюдения рассматриваемого эффекта. Впрямую спиновую поляризацию 2D электронов можно было бы обнаружить по изменению магнитного момента 2D системы в электрическом поле. Неограниченная плоскость, обладающая магнитным моментом, лежащим в плоскости, не создает магнитного поля.

Рассмотрим 2D полосу $-L < y < L$ вдоль направления электрического поля. Спины в этой полосе будут ориентированы вдоль поверхности и поперек направления тока (ось x). Их магнитные моменты создают снаружи в плоскости системы магнитное поле $B_y^{(S)}(z=0)$, которое описывается интерполяционной формулой

$$B_y^{(S)} = 2g\mu_B SL((y^2 - L^2)^2 + 4d^2L^2)^{-1/2},$$

учитывающей конечность толщины 2D слоя d (g — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора).

Это поле суммируется с магнитным полем электрического тока j , текущего вдоль полосы. Сверху и снизу от плоскости это поле имеет величину $B_y^{(j)} = 2\pi j/c$. Снаружи от полосы в плоскости поле имеет только z -компоненту, имеющую такой же порядок величины. Для указанных выше параметров получаем оценку максимального $B_y^{(S)} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ Гс}$ и $B_z^{(j)} \approx 10^{-3} \text{ Гс}$.

Прецизионное измерение магнитного поля возможно с помощью SQUID, сформированного в плоскости образца. Его типичный размер составляет несколько микрон. Поэтому в области SQUID максимальное магнитное поле намагничивания оказывается меньше на 3 порядка величины. В то же время SQUID чувствителен в основном к горизонтальной компоненте магнитного поля. Согласно [7], чувствительность SQUID достигает 10^{-10} Гс , что вполне достаточно для обнаружения намагничивания.

Заметим, что рассмотренный в настоящей работе эффект ориентации спинов электрическим полем является в некотором смысле обратным эффектом по отношению к возникновению тока под действием электронов, поляризованных по спину [6]. В работе [6] рассматривалась первичная поляризация спинов, вызванная за

счет оптических переходов под действием циркулярно-поляризованного света, которая в конечном результате приводит к стационарному току. В нашем случае, ток, возникающий под действием стационарного электрического поля, приводит к ориентации электронных спинов.

2. Спин-плазменные колебания двумерного электронного газа

Исследуем теперь воздействие переменного электрического поля на 2D ферми-газ с учетом СОВ и вычислим сначала динамическую проводимость в бесстолкновительном приближении. Формула Кубо [3] для тензора динамической проводимости имеет вид

$$\sigma_{ij}(\omega) = \frac{\pi G_0}{S} \int_0^\infty dt e^{-\delta t} \int_0^{1/T} d\lambda \langle \text{Sp} \{ f(\hat{H}) \hat{v}_j(-i\lambda) \times [1 - f(\hat{H})] \hat{v}_i(t) \} \rangle. \quad (20)$$

Здесь $G_0 = e^2/\pi$ — квант кондактанса.

В бесстолкновительном пределе из (20) получаем

$$\sigma_{ij}(\omega) = \frac{G_0}{4} \int d\mathbf{p} \sum_\mu \left\{ \frac{\partial f_{\mu p}}{\partial \zeta} \frac{v_{\mu\mu}^j(\mathbf{p}) v_{\mu\mu}^i(\mathbf{p})}{\delta - i\omega} \times \frac{f_{\bar{\mu} p} - f_{\mu p}}{\varepsilon_\mu(p) - \varepsilon_{\bar{\mu}}(p)} \frac{v_{\bar{\mu}\bar{\mu}}^j(\mathbf{p}) v_{\bar{\mu}\bar{\mu}}^i(\mathbf{p})}{\delta - i\omega + \varepsilon_\mu(p) - \varepsilon_{\bar{\mu}}(p)} \right\}. \quad (21)$$

Здесь $\bar{\mu} = -\mu$, $f_{\mu p} \equiv f[\varepsilon_\mu(p)]$.

В дальнейшем мы предполагаем, что электронный газ вырожден в смысле малости температуры по сравнению с энергией Ферми ε_F . В то же время температура может быть сравнима с расщеплением между спиновыми подзонами.

Подстановка (2) и (6) в (21) дает ($\sigma_{ij}(\omega) = \delta_{ij}\sigma(\omega)$):

$$\sigma(\omega) = \sigma_D(\omega) + \sigma_s(\omega),$$

$$\sigma_D(\omega) = \frac{n_s e^2}{m(\delta - i\omega)} = iG_0 \frac{\varepsilon_F}{\omega + i\delta}, \quad (22)$$

$$\sigma_s(\omega) = \frac{G_0 |\alpha|}{8} \int_0^\infty dp [f(p^2/2m - |\alpha|p) - f(p^2/2m + |\alpha|p)] \times \left[\frac{1}{\delta - i\omega - 2|\alpha|p} + \frac{1}{\delta - i\omega + 2|\alpha|p} \right]. \quad (23)$$

Здесь n_s — плотность 2D электронов. Величина σ_D — вклад в проводимость, возникающий из-за диагональных по μ матричных элементов скорости. Мы записали его в главном порядке по параметру $(\alpha/v_F)^2$ (v_F — фермиевская скорость), в котором он совпадает с проводимостью Друде. Величина σ_s обусловлена переходами между спиновыми подзонами.

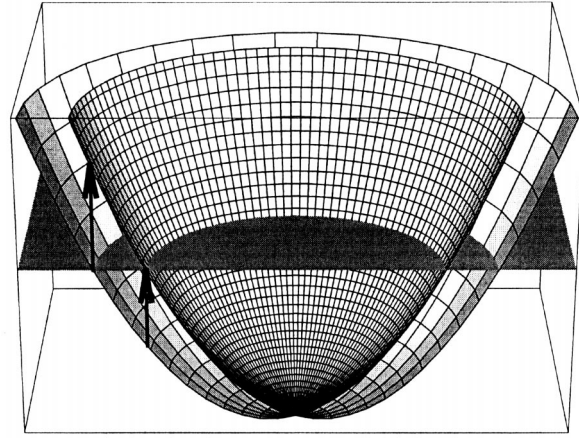


Рис. 1. Спин-орбитально расщепленный энергетический спектр двумерной системы. Стрелками обозначены переходы между спиновыми подзонами с пороговыми частотами $2(|\alpha|p_F \pm m\alpha^2)$.

Нас интересует область частот, близких к ω_0 ($|\omega - \omega_0| \ll \omega_0$). В этой области выражение для σ_s (23) упрощается:

$$\text{Re } \sigma_s = \frac{iG_0}{16} \left[\frac{1}{\exp\left(\frac{\eta-1}{\theta}\right) + 1} - \frac{1}{\exp\left(\frac{\eta+1}{\theta}\right) + 1} \right],$$

$$\text{Im } \sigma_s = \frac{iG_0}{16} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{\eta - y + iy_s} \times \left[\frac{1}{\exp\left(\frac{y-1}{\theta}\right) + 1} - \frac{1}{\exp\left(\frac{y+1}{\theta}\right) + 1} \right], \quad (24)$$

где введены безразмерные температура $\theta = T/(\alpha p_F)$, отстройка от центра полосы спинового поглощения $\eta = (\omega - \omega_0)/(2m\alpha^2)$. Знак \mathcal{P} обозначает главную часть интеграла.

Из (24) в пределе низких температур $\theta \ll 1$ получаем

$$\sigma_s = \frac{iG_0}{16} \left[\ln \left| \frac{\eta+1}{\eta-1} \right| + \pi\theta(1 - \eta^2) \right]. \quad (25)$$

При $T = 0$ $\text{Re } \sigma(\omega)$ является ступенчатой функцией частоты, отличной от нуля в пределах

$$\omega_0 - 2m\alpha^2 < \omega < \omega_0 + 2m\alpha^2.$$

Это отражает закон сохранения энергии при вертикальных переходах между спиновыми подзонами (см. рис. 1). Мнимая часть проводимости имеет логарифмические особенности на краях этого интервала. Низкотемпературный предел осуществляется при температуре, меньшей расщепления подзон $2|\alpha|p_F$ вблизи импульса Ферми. При больших температурах пик поглощения на спиновых переходах размывается на величину $2Tm\alpha/p_F$,

а амплитуда поглощения убывает из-за выравнивания заселенностей.

Учет рассеяния электронов может быть проведен методом ККУ, которое сформулировано в разд. 1. Для того чтобы в области частот вблизи резонанса $\omega \approx \omega_0$ плазмон был слабо затухающим, нужно выполнение неравенства $\Omega\tau_1 \gg 1$. После довольно громоздких вычислений получаем в бесстолкновительном пределе (29), а в пределе низких температур $\theta \ll 1$ выражение

$$\sigma_s = \frac{iG_0}{16} \ln \frac{\eta + 1 + i(2m\alpha^2\tau_s)^{-1}}{\eta - 1 + i(2m\alpha^2\tau_s)^{-1}}. \quad (26)$$

Здесь в рассматриваемом пределе столкновительное уширение спиновых переходов $\tau_s^{-1} = (2\tau_1^{-1} + \tau_2^{-1})/4$ по порядку величины совпадает с τ_1 , определяющим подвижность.

Величина τ_s легко находится в различных частных случаях. Например, для нейтральных примесей $\tau_s = (4/3)\tau_1$. Если рассеяние определяется незранированными заряженными примесями, лежащими в плоскости 2D слоя, $\tau_s = \tau_1$. Наконец, для малоуглового рассеяния (заряженные примеси, толстый спейсер) $\tau_s = (2/3)\tau_1$.

3. Спектр плазмона

Мы будем рассматривать задачу о колебаниях двумерного электронного газа с учетом переходов между спиновыми подзонами в отсутствие полевого электрода в пренебрежении тока смещения.

Для нахождения спектра колебаний нужно совместно решать уравнение непрерывности $\dot{\rho} + \nabla \mathbf{j} = 0$ для поверхностной плотности заряда ρ и тока \mathbf{j} , уравнение Пуассона для потенциала $\Delta\phi = 4\pi\rho\delta(z)$ и материальное уравнение $\mathbf{j} = -\sigma\nabla\phi$.

После фурье-преобразования в плоскости образца дисперсионное уравнение можно получить аналогично [8] (см. также [9]). В простейшем случае дисперсионное уравнение для плазмона имеет вид

$$\frac{2\pi i\sigma(\omega)q}{\omega} = -\kappa. \quad (27)$$

Здесь q — волновой вектор, κ — эффективная статическая диэлектрическая проницаемость (если 2D плоскость расположена между двумя диэлектриками с проницаемостями κ_1 и κ_2 , $\kappa = (\kappa_1 + \kappa_2)/2$). Таким образом, знание зависимости проводимости от частоты неявно определяет спектр спин-плазмонов $\omega(k)$.

В бесстолкновительном пределе $\delta_D = \delta_s = 0$ и при нулевой температуре спектр определяется уравнением

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{16} \frac{1}{1 + \eta\lambda} \left[\frac{4}{1 + \eta\lambda} + \lambda \ln \left(\frac{\eta + 1}{\eta - 1} \right) \right], \quad (28)$$

где введены безразмерный волновой вектор $k = q\pi G_0/\kappa m\alpha^2$ и параметр $\lambda = \alpha/v_F$.

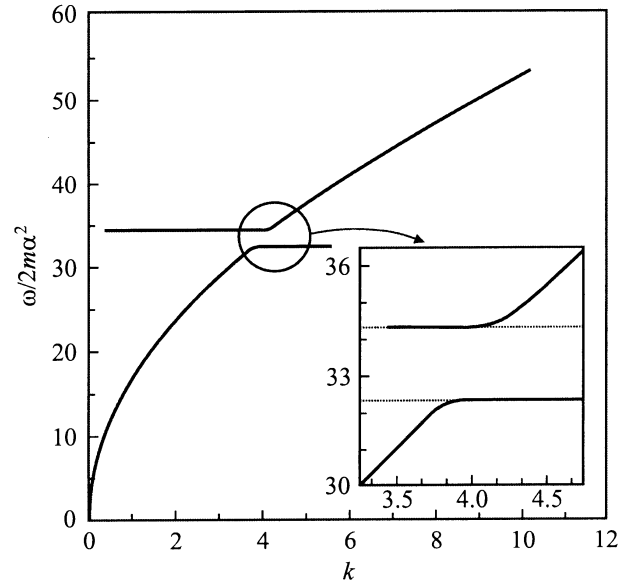


Рис. 2. Спектр спин-плазмонов в отсутствие затухания волн для значений параметра $\lambda = 0.0259$, соответствующего гетероструктуре InAs–GaSb с концентрацией носителей $7.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Величина $2m\alpha^2 = 0.117 \text{ мЭВ}$. Вдали области пересечения со спиновыми переходами спектр описывается корневым поведением $\omega \propto \sqrt{k}$. На вставке — область взаимодействия переходов. Пунктиром обозначены граничные частоты для спиновых переходов, служащие другими асимптотами спектра; ветви спектра экспоненциально прижимаются к этим прямым.

Незатухающие плазменные волны существуют при $\eta > 1$ и $\eta < -1$, что соответствует частотам $\omega < 2\alpha p_F - 2m\alpha^2$ и $\omega > 2\alpha p_F + 2m\alpha^2$ (см. рис. 2). Внутри области частот $2\alpha p_F - 2m\alpha^2 < \omega < 2\alpha p_F + 2m\alpha^2$ затухание плазмона обеспечивается за счет бесстолкновительной перекачки энергии в спиновые возбуждения. Однако затухание волны в этой области частот невелико: $\text{Im } k/\text{Re } k \approx \lambda$ и полученный спектр можно рассматривать как истинный.

В том же пределе в области взаимодействия волн $\eta \ll 1/\lambda$ уравнение (28) можно дополнительно упростить, введя безразмерную переменную $\xi = (k - 4)/8\lambda$:

$$\ln \left(\frac{\eta - 1}{\eta + 1} \right) = 8(\xi - \eta). \quad (29)$$

Уравнение (29) показывает, что характерная область частот и импульсов, в которой спектр плазмона модифицируется, определяется по порядку величины областью пересечения плазмонной дисперсии с областью спиновых переходов и соответственно равна $|\omega - 2\alpha p_F| \approx 2m\alpha^2$ и $(k - 4) \approx 8\lambda$.

4. Возбуждение плазмонов

Как известно, плазмонный спектр наблюдается по поглощению электромагнитной волны, падающей на двумерную систему. Поскольку длина волны соответству-

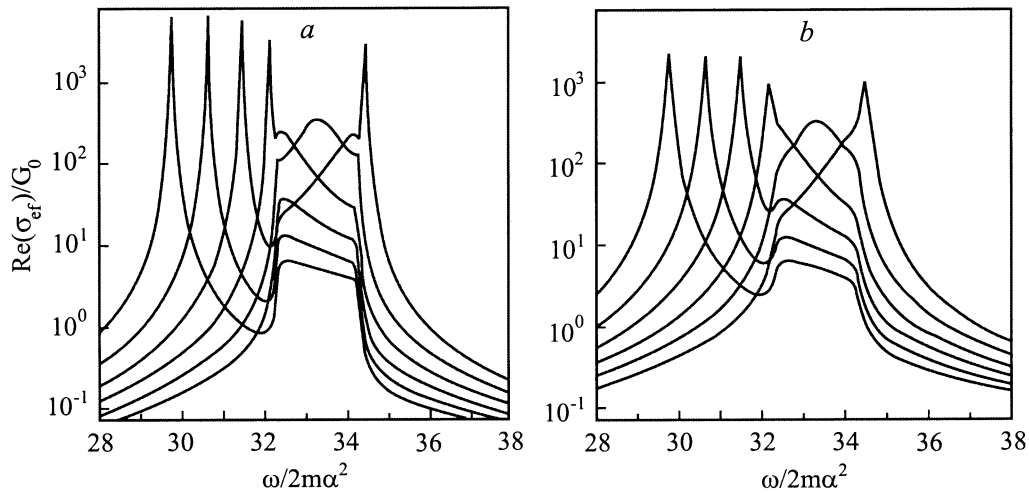


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения от частоты в области спин-плазменного резонанса для той же системы, что и на рис. 2. Безразмерный волновой вектор пробегает значения $k = 3.2, 3.4, 3.6, 3.8, 4, 4.2$. Этим значениям отвечает перемещение максимума поглощения слева направо; подвижность $\mu, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$: $a — 10^6, b — 3 \cdot 10^6$.

ющих частот в вакууме велика, электрическое поле волны пространственно модулируют с помощью дифракционной решетки (*grating structure*) [10] (см. также обзор [11] и ссылки в нем). Плотность мощности, поглощаемой двумерной системой, определяется фурье-гармониками электромагнитного поля в плоскости 2D системы $\mathbf{E}(\mathbf{q}, z = 0)$. Для одномерной решетки со штрихами в направлении оси y с периодом d , $\mathbf{q}_n = (0, 2\pi n/d)$. Эти гармоники линейно связаны с нулевой гармоникой поля $\mathbf{E}(\mathbf{q} = 0, z = 0)$ коэффициентами c_q , определяемыми только решеткой:

$$\mathbf{E}(\mathbf{q}, z = 0) = \mathbf{E}(\mathbf{q} = 0, z = 0)c_q. \quad (30)$$

Согласно [11], поглощаемая мощность может быть записана как

$$W = \frac{1}{2} |E_x(\mathbf{q} = 0, z = 0)|^2 \text{Re} [\sigma_{\text{ef}}(\omega)], \quad (31)$$

где

$$\sigma_{\text{ef}}(\omega) = \sum_{\mathbf{q}} \sigma(\mathbf{q}, \omega) |c_{\mathbf{q}}|^2, \quad (32)$$

$$\sigma(\mathbf{q}, \omega) = \sigma(\omega) \left[1 + \frac{2\pi i q \sigma(\omega)}{\omega \kappa} \right]^{-1}. \quad (33)$$

Нули знаменателя определяют спектр колебаний $\omega(\mathbf{q})$.

На рис. 3 представлена зависимость коэффициента поглощения от частоты при различных значениях волнового вектора. Мы используем параметры гетероструктуры InAs–GaSb: $m = 0.055m_0$ и $\alpha = 9 \cdot 10^{-10}$ эВ · см [12] с подвижностью электронов $\mu = 10^6 \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ (рис. 3, a) и $\mu = 3 \cdot 10^6 \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ (рис. 3, b) и концентрацией $n_s = 7.5 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$.

Согласно графику, имеется 2 основных пика поглощения — узкий плазменный и широкий спиновый, причем, если резонансы разнесены по частотам, спиновый резонанс значительно, на несколько порядков величины,

слабее плазменного. Максимум поглощения по частоте ”следит” за спектром плазмона $\omega(q)$. На рисунке для удобства восприятия изображены графики только для тех значений k , когда плазменные резонансы лежат слева или в области спиновых переходов (если волновой вектор, определяемый дифракционной решеткой, превышает $k_c = 4$, плазменные пики располагаются симметрично справа от области спин-флип переходов).

По мере приближения к области спиновых переходов, плазменный резонанс значительно уменьшается по величине, а спиновый растет. Перекачка сил осцилляторов происходит вследствие экранирования внешнего поля поляризацией среды, вызванной спиновыми переходами. Когда частота резонанса попадает в область спиновых переходов, узкий плазменный резонанс прижимается к границе этой области в согласии со спектром спин-плазменного резонанса в бесстолкновительном пределе (рис. 2).

Для использованных выше параметров гетероструктуры InAs–GaSb $\hbar\omega_0 = 3.91$ мэВ и $q_c = 2.44 \cdot 10^4 \text{см}^{-1}$. Отметим, что значительное увеличение коэффициента поглощения на спиновых переходах вблизи резонанса с плазменными колебаниями облегчает экспериментальное наблюдение этого эффекта.

Работа была частично поддержана грантами РФФИ № 99-02-17127, № 00-02-17658 и Государственной программой Российской Федерации ”Физика твердотельных наноструктур”.

Список литературы

- [1] Ф.Т. Васько. Письма ЖЭТФ, **30**, 574 (1979).
- [2] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба. Письма ЖЭТФ, **39**, 66 (1984); E.I. Rashba, V.I. Sheka. In: *Landau Level Spectroscopy*, ed. by G. Landwehr, E.I. Rashba (Elsevier, Amsterdam, 1991) p. 178.

- [3] R. Kubo. J. Phys. Soc. Japan, **12**, 570 (1957). [См. пер. в кн. *Вопросы квантовой теории необратимых процессов* (М., ИЛ, 1961) с. 39].
- [4] S.F. Edwards. Phyl. Mag. **3**, 1020 (1958). [См. пер. в кн. *Вопросы квантовой теории необратимых процессов* (М., ИЛ, 1961) с. 39].
- [5] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. ЖЭТФ, **60**, 1954 (1971).
- [6] Е.Л. Ивченко, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус. ЖЭТФ, **98**, 989 (1990).
- [7] I. Meinel, D. Grundler, S. Bargstadt-Franke, C. Heyn, D. Heitmann. Appl. Phys. Lett., **70**, 3305 (1997).
- [8] А.В. Чаплик. ЖЭТФ, **62**, 746 (1972).
- [9] R.H. Ritchie. Phys. Rev., **106**, 874 (1957); R.A. Ferrel. Phys. Rev., **111**, 1214 (1958).
- [10] S.S. Allen, Jr., D.C. Tsui, R.A. Logan. Phys. Rev. Lett., **38**, 980 (1987).
- [11] T. Ando, A.V. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys., **54**, 437 (1982). [Пер.: Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985)].
- [12] J. Luo, H. Munekata, F.F. Stiles, P.J. Stiles. Phys. Rev. B, **38**, 10142 (1988); Phys. Rev. B, **41**, 7685 (1990).

Редактор Т.А. Полянская

Spin response of 2D electrons to lateral electric field

L.I. Magarill, A.V. Chaplik, M.V. Entin

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch RAS,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Orientation of 2D electron spins by a lateral electric field has been studied. The dispersion law is supposed to contain linear terms, caused by spin-orbital band coupling in an asymmetric quantum well. The coefficient of spin orientation in the stationary electric field is found. The mean electron spin is oriented along the sample plane perpendicular to the electric field. The interaction of alternating electric field with 2D electron spins is studied. The transitions between different spin states are shown to result in the narrow absorption line. In the frequency domain, corresponding to the transitions, they mix with 2D plasmons, thus producing a new type of excitations, the spin-plasmon polariton. The problem of the excitation of spin-plasmon polaritons is solved.