Письма в ЖЭТФ, том 72, вып.3, стр.195 - 200 © 2000г. 10 августа

СПИНОВАЯ ОРИЕНТАЦИЯ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Л.И.Магарилл, М.В. Энтин

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН

630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 20 июня 2000 г.

В рамках гамильтониана Рашбы рассмотрена ориентация спинов двумерных электронов латеральным электрическим полем. Средний спин электронов оказывается ориентированным в плоскости образца перпендикулярно электрическому полю. Показано, что коэффициент спиновой ориентации может расти в пределе малого спин-орбитального взаимодействия.

PACS: 73.50.-h

В последнее время значительное внимание привлекло 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 менять. В результате прибор становится медленным.

В настоящей работе рассмотрено возникновение средней спиновой плотности $\mathbf{S}$ в 2D системе под действием электрического поля $\mathbf{E}$, лежащего в плоскости системы. Феноменология эффекта описывается уравнением

$$\mathbf{S} = \gamma[\mathbf{n} \times \mathbf{E}]. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{n}$ – нормаль к поверхности, γ – коэффициент спиновой ориентации. Для существования эффекта необходима неэквивалентность направлений $\mathbf{n}$ и $-\mathbf{n}$ (так называемая ориентированная поверхность). К этому приводит как асимметрия квантовой ямы, так и неэквивалентность направлений $\mathbf{n}$ и $-\mathbf{n}$ в исходном кристалле.

Мы будем работать в рамках гамильтониана Рашбы [1], учитывающего спин-орбитальное взаимодействие 2D электронов на ориентированной поверхности:

$$\hat{\mathcal{H}}_0 = \mathbf{p}^2/2m + \mathcal{H}_{so}, \qquad \mathcal{H}_{so} = \alpha(\sigma[\mathbf{p} \times \mathbf{n}]). \tag{2}$$

Здесь $\mathbf{p}$ – 2D импульс электрона, α – константа спин-орбитального взаимодействия, σ_i – матрицы Паули; здесь и далее полагаем $\hbar = 1$.

Гамильтониан (2) приводит к энергетическому спектру

$$E_\mu(p) = p^2/2m + \mu|\alpha|p, \tag{3}$$

где $\mu = \pm 1$ нумерует две ветви спиново-расщепленного спектра 2D электронного газа. Расщепление ветвей обычно невелико и составляет $\sim 10^{-3}$ от энергии Ферми.

С помощью формализма Кубо [2] для отклика средней спиновой плотности S на приложенное латеральное электрическое поле можно написать:

$$S_i = \gamma_{ij} E_j, \qquad \gamma_{ij} = \frac{-e}{A} \int_0^\infty dt e^{-\delta t} \int_0^{1/T} d\lambda \langle \mathrm{Sp}\{ f(\hat{\mathcal{H}}) \hat{v}_j(-i\lambda)(1 - f(\hat{\mathcal{H}})) \hat{s}_i(t) \} \rangle. \qquad (4)$$

Здесь A – площадь системы, T – температура, $-e$ – заряд электрона, $\hat{\mathcal{H}}$ – полный гамильтониан системы, $f(\varepsilon)$ – функция Ферми, $\delta \to +0$, $\hat{\mathbf{v}}(t)$ и $\hat{\mathbf{s}}(t)$ – операторы скорости и спина электрона в представлении Гейзенберга. Угловые скобки обозначают усреднение по примесям. Коэффициент γ_{ij} является аксиальным тензором. В частном случае гамильтониана (2) $\gamma_{ij} = \gamma \epsilon_{ikj} n_k$, где ϵ_{ikj} - абсолютно антисимметричный тензор.

Усреднение по рассеивателям в формуле (4) приводит к включению в нее механизма релаксации. Распутать эту формулу можно, например, с помощью диаграммной техники Эдвардса [3]. 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 скорости ее генерации $\dot{\mathbf{S}} = \delta \mathbf{S}$. Если рассеяние слабо, эта величина не содержит релаксации вообще.

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

$$\gamma = -\frac{e}{A} \sum_{\mathbf{p};\mu\mu'} \frac{f(\varepsilon_\mu(p)) - f(\varepsilon_{\mu'}(p))}{\varepsilon_\mu(p) - \varepsilon_{\mu'}(p)} (\mathbf{n}[\mathbf{v}_{\mu\mu'}(\mathbf{p}) \times \mathbf{s}_{\mu'\mu}(\mathbf{p})]) \frac{i}{\varepsilon_\mu(p) - \varepsilon_{\mu'}(p) + i\delta}. \qquad (5)$$

В базисе собственных функций гамильтониана Рашбы матричные элементы операторов скорости и спина электрона имеют вид

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

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

Подставляя (6) и (7) в (5), получаем:

$$\gamma = me\alpha / 4\pi\delta. \qquad (8)$$

Релаксация может быть включена, если учесть, что средний спин получается приравниванием скорости полевой генерации и спиновой релаксации со временем τ_s: $\dot{\mathbf{S}} = \mathbf{S}/\tau_s$. Такой подход оправдан, если τ_s не зависит от энергии электронов или в процессе принимают участие моноэнергетические электроны (электроны на поверхности Ферми). Это приводит к замене в формуле (8) величины δ на $1/\tau_s$.

Важным свойством спиновой степени свободы является относительно медленная релаксация спина по сравнению с импульсом. В результате 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 [11] дает обратное время релаксации спина, пропорциональное квадрату расщепления спиновых подзон. В то же время, как видно из (8), 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.

Для того чтобы проконтролировать и обобщить феноменологический результат (8), мы воспользуемся методом квантового кинетического уравнения (ККУ). В базисе собственных состояний гамильтониана Рашбы в линейном по электрическому полю приближении ККУ имеет вид

$$\frac{\partial \rho_{\mu'\mu}(\mathbf{p})}{\partial t} + i(\varepsilon_{\mu'}(p) - \varepsilon_{\mu}(p))\rho_{\mu'\mu}(\mathbf{p}) - \frac{e\mathbf{E}\mathbf{v}_{\mu'\mu}(\mathbf{p})(f(\varepsilon_{\mu'}(p)) - f(\varepsilon_{\mu}(p)))}{\varepsilon_{\mu'}(p) - \varepsilon_{\mu}(p)} = \mathrm{St}(\rho)_{\mu'\mu}. \quad (9)$$

Столкновительный член в уравнении для рассеяния на примесях имеет вид

$$\mathrm{St}(\rho)_{\mu'\mu} = \pi N_d \sum_{\mathbf{p}',\nu'\nu} \{M_{\mathbf{p}\mu';\mathbf{p}'\nu'} M_{\mathbf{p}'\nu;\mathbf{p}\mu}\rho_{\nu'\nu}(\mathbf{p}')[\delta(\varepsilon_{\nu'}(p') - \varepsilon_{\mu}(p)) + \delta(\varepsilon_{\nu}(p') - \varepsilon_{\mu'}(p))] -$$

$$- M_{\mathbf{p}\mu';\mathbf{p}'\nu'} M_{\mathbf{p}'\nu';\mathbf{p}\nu}\rho_{\nu\mu}(\mathbf{p})\delta(\varepsilon_{\mu}(p) - \varepsilon_{\nu'}(p')) -$$

$$- M_{\mathbf{p}\nu';\mathbf{p}'\nu} M_{\mathbf{p}'\nu;\mathbf{p}\mu}\rho_{\mu'\nu'}(\mathbf{p})\delta(\varepsilon_{\mu'}(p) - \varepsilon_{\nu}(p'))\}. \quad (10)$$

Здесь матричные элементы взаимодействия с примесями (мы пренебрегаем спин-орбитальными поправками к потенциалу рассеивающего центра) в базисе собственных функций гамильтониана Рашбы даются выражением

$$M_{\mathbf{p}\mu';\mathbf{p}'\mu} = V(\mathbf{p}' - \mathbf{p})\frac{1}{2}(1 + \mu'\mu e^{i(\phi_{\mathbf{p}} - \phi_{\mathbf{p}'})}). \quad (11)$$

Здесь $V(\mathbf{p})$ – фурье-образ потенциала отдельного примесного центра, N_d – число примесных центров, $\phi_{\mathbf{p}}$ – полярный угол вектора импульса.

После перехода в фиксированный базис состояний (не зависящий от направления $\mathbf{p}$) в пренебрежении в столкновительном члене расщеплением спиновых подзон ККУ превращается в

$$\dot{\rho} + i[\mathcal{H}_{so}, \rho] - 2\pi N_d \sum_{\mathbf{p}'} |V_{\mathbf{p}'-\mathbf{p}}|^2 \delta(\varepsilon_p^{(0)} - \varepsilon_{p'}^{(0)})(\rho(\mathbf{p}') - \rho(\mathbf{p})) = \mathcal{F}^{(0)} + \mathcal{F}^{(1)}. \quad (12)$$

Величины $\mathcal{F}^{(0)}$ и $\mathcal{F}^{(1)}$ представляют собой нулевой и первый порядки полевого члена ККУ по константе спин-орбитального взаимодействия:

$$\mathcal{F}^{(0)} = -e\frac{\mathbf{E}\mathbf{p}}{m} f'(\varepsilon), \qquad f'(\varepsilon) = \frac{\partial f}{\partial \varepsilon}, \quad \varepsilon = \frac{p^2}{2m}, \quad (13)$$

$$\mathcal{F}^{(1)} = -e\mathbf{E}\{\frac{\mathbf{p}}{p^2}(f'(\varepsilon) + 2\varepsilon f''(\varepsilon))\mathcal{H}_{so} - \alpha f'(\varepsilon)\frac{[\mathbf{p} \times \mathbf{n}]}{p^2}(\sigma\mathbf{p})\}. \quad (14)$$

Решение уравнения (12) можно искать в виде $\rho = \mathcal{A}(\mathbf{p}) + \mathbf{B}(\mathbf{p})\sigma$. Величина $\mathcal{A}$ определяется $\mathcal{F}^{(0)}$:

$$\mathcal{A} = e\tau_1 \frac{\mathbf{E}\mathbf{p}}{m} f'(\varepsilon). \quad (15)$$

Здесь τ_1- обычное транспортное время релаксации по импульсу. Далее используется также время релаксации n-го углового момента функции распределения, определяемое выражением

$$\tau_n^{-1} = 2\pi N_d \int \frac{d\mathbf{p}'}{(2\pi)^2} |V(\mathbf{p}-\mathbf{p}')|^2 \delta(\varepsilon(p)-\varepsilon(p'))(1-\cos(n(\phi-\phi'))). \tag{16}$$

Величину $\mathbf{B}$, определяемую спин-орбитальными поправками к полевому члену, можно представить в виде суммы трех слагаемых в соответствии с угловыми гармониками по импульсу:

$$\mathbf{B} = B_0(\varepsilon)[\mathbf{E}\times\mathbf{n}] + B_1(\varepsilon)[\mathbf{E}\times\mathbf{p}]/p + B_2(\varepsilon)([\mathbf{E}\times\mathbf{n}]\mathbf{p})\mathbf{p}/p^2 - \frac{1}{2p}[\mathbf{E}\times\mathbf{p}]). \tag{17}$$

Решение ККУ разложением по гармоникам с использованием (17) дает в результате

$$B_0(\varepsilon) = \frac{e}{2\alpha p}[\frac{1}{\tau_1 p}(f'(\varepsilon)+\varepsilon f''(\varepsilon)) + 2\alpha^2\tau_2 p(f'(\varepsilon)+2\varepsilon f''(\varepsilon))], \tag{18}$$

$$B_1(\varepsilon) = -\frac{e}{p}[f'+\varepsilon f''], \tag{19}$$

$$B_2(\varepsilon) = -2e\alpha\tau_2(f'(\varepsilon)+2\varepsilon f''(\varepsilon)). \tag{20}$$

Спиновая плотность определяется следом матрицы плотности с оператором спина, в который дает вклад только коэффициент $B_0(\varepsilon)$. После подстановки находим

$$\gamma = -\frac{e}{8\pi\alpha}\int_0^\infty \frac{d\varepsilon}{\varepsilon\tau_1}[(f'(\varepsilon)+\varepsilon f''(\varepsilon)) + \\ +4m\alpha^2\tau_1\tau_2\varepsilon(f'(\varepsilon)+2\varepsilon f''(\varepsilon))]. \tag{21}$$

Слагаемые во второй строчке выражения (21) малы, если $m\alpha^2\tau_1\tau_2\varepsilon \ll 1$.

В пределе низких температур коэффициент γ определяется вкладом от электронов с энергией, близкой к энергии Ферми ε_F:

$$\gamma = \frac{e}{8\pi\alpha}\left[\frac{1}{\tau_1(\varepsilon_F)\varepsilon_F} - \frac{d}{d\varepsilon_F}\left(\frac{1}{\tau_1(\varepsilon_F)}\right)\right]. \tag{22}$$

Время релаксации для рассеяния на заряженных примесях, расположенных в плоскости системы, в пренебрежении экранировкой, пропорционально энергии электрона: $\tau_1 \propto \varepsilon$. Для этого случая находим из (22):

$$\gamma = e/4\pi\alpha\tau_1(\varepsilon_F)\varepsilon_F, \tag{23}$$

что соответствует (8) с $\tau_s^{-1} = \pi\alpha^2 n_s \tau_1$, совпадающей с обратным временем спиновой релаксации на примесях [5]. В случае рассеяния на нейтральных примесях, также расположенных в плоскости системы, τ_1 не зависит от энергии. При этом второе слагаемое в (22) обращается в нуль. Как уже отмечалось выше, γ обратно пропорциональна расщеплению спиновых подзон, то есть с уменьшением спин-орбитального взаимодействия эффект растет. Этот рост, очевидно, может быть ограничен включением других механизмов спиновой релаксации.

Отметим, что, помимо рассмотренного вклада от электронов на поверхности Ферми, формула (21) при низких, но ненулевых температурах, содержит вклад, обусловленный расходимостью на малых энергиях. Причина расходимости заключается в том, что мы считали расщепление зон при энергии Ферми $2\alpha p_F$ гораздо меньшим столкновительного уширения состояний $1/\tau_{1,2}$. Тем более энергия $m\alpha^2$, ограничивающая область применимости разложения по α, меньше, чем $1/\tau_{1,2}$. С уменьшением энергии электронов возрастает роль рассеяния, и описание движения свободными решениями становится несправедливым. Это происходит при энергиях, соответствующих порогу подвижности $\varepsilon_t \sim 1/\tau_1(\varepsilon_t)$. Для рассеяния на заряженных примесях $\varepsilon_t \sim \sqrt{\varepsilon_F/\tau_1(\varepsilon_F)}$. При меньших энергиях электроны малоподвижны, рассмотренный механизм не работает. Поэтому можно считать ε_t характерной энергией, ограничивающей интегрирование в (21). В результате низкоэнергетический вклад в спиновую ориентацию

$$\gamma \sim \frac{e}{8\pi\alpha T}\exp\left(-\frac{\varepsilon_F}{T}\right)\sqrt{\frac{\varepsilon_F}{\tau_1(\varepsilon_F)}}. \tag{24}$$

Экспоненциальная малость этого члена по температуре может быть скомпенсирована большой предэкспонентой при умеренной температуре.

Согласно (21), 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 GaAs/GaAlAs-гетероструктуры с концентрацией электронов $5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ при подвижности 10^4 см^2/В·с, $\alpha = 4 \cdot 10^5$ см/с [1]. Подстановка в (23) дает $\gamma = 3 \cdot 10^7$(см·В)$^{-1}$, то есть при приложении поля в 10 В/см ориентируются $3 \cdot 10^8$ спинов на 1 см^2.

Вкратце обсудим возможность наблюдения рассмотренного эффекта. Впрямую спиновую поляризацию 2D электронов можно было бы обнаружить по измерению 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 и тока (ось x). Спины в этой полосе будут ориентированы по оси y. 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 $d \sim 4 \cdot 10^{-7}$ см (g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора). Это поле суммируется с магнитным полем электрического тока $\mathbf{j}$, текущего вдоль полосы. Сверху и снизу от плоскости при $|y| < L$ это поле имеет величину $B_y^{(j)} = 2\pi \mathrm{j}/c$. При $|y| > L$, $z = 0$ поле имеет только z-компоненту, имеющую такой же порядок величины. Для указанных выше параметров получаем оценку максимального $B_y^S \sim 3 \cdot 10^{-3}$ Гс и $B_z^j \sim 10^{-3}$ 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 [6], чувствительность SQUID достигает 10^{-14} Дж/Тл, что вполне достаточно для обнаружения эффекта.

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 [5].

В [5] 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.

Работа была частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (# 99-02-17127, # 00-02-17658) и Государственной программой Российской Федерации "Физика твердотельных наноструктур", а также грантом NWO.

---

1. Ю.А.Бычков, Э.И.Рашба, Письма в ЖЭТФ, **39**, 66 (1984); E.I.Rashba and V.I.Sheka, in *Landau Level Spectroscopy*, Ed. G.Landwehr and E.I.Rashba, Elsevier, 1991, p.178.
2. R.Kubo, Journ. Phys. Soc. Japan **12**, 570 (1957) (перев. *Вопросы квантовой теории необратимых процессов*, ИЛ, Москва, 1961, стр.39).
3. S.F.Edwards, Phil. Mag. **3**, 1020 (1958) (перев. *Вопросы квантовой теории необратимых процессов*, ИЛ, Москва, 1961, стр.240).
4. М.И.Дьяконов, В.И.Перель, ЖЭТФ **60**, 1954 (1971).
5. Е.Л.Ивченко, Ю.Б.Лянда-Геллер, Г.Е.Пикус, ЖЭТФ **98**, 989 (1990).
6. I.Meinel, D.Grundler, S.Bargstadt-Franke et al., Appl. Phys. Lett. **70**, 3305 (1997).