

Ориентация электронных спинов током в квазиодномерной системе

И. А. Кокурин^{+*1)}, Н. С. Аверкиев⁺

⁺ Физико-технический институт им. Иоффе РАН, 194021 С. Петербург, Россия

^{*} Мордовский государственный университет им. Огарева, 430005 Саранск, Россия

Поступила в редакцию 19 марта 2015 г.

Исследована ориентация спинов носителей заряда при пропускании электрического тока через квазиодномерную систему. Установлено, что в строго одномерном случае эффект исчезает, в то время как при заполнении большего числа подзон и возможности межподзонного рассеяния он сопоставим по величине с ранее изученным в двумерном случае и может быть экспериментально обнаружен.

DOI: 10.7868/S0370274X15080111

Возможность управления спином носителей в твердотельных наноструктурах внешним электрическим полем обусловлена особенностями спин-орбитального взаимодействия (СОВ). При пропускании электрического тока через образец возможны два различных явления: 1) спиновый эффект Холла [1, 2], когда происходит пространственное разделение носителей заряда с противоположно направленными спинами, 2) спиновая ориентация носителей заряда, когда в области с постоянной плотностью тока у носителей заряда возникает однородный по образцу средний спин. Впервые на возможность генерации спиновой поляризации при пропускании электрического тока было указано в [3] на примере объемного полупроводника Te , обладающего гиротропными свойствами. Впоследствии указанный эффект был обнаружен и детально исследован [4, 5].

Однако указанный эффект может иметь место и в негиротропных системах, обладающих линейным по импульсу расщеплением зоны проводимости, например в квантовых ямах или одноосно деформированных кристаллах без центра инверсии [6]. Для двумерных (2D) систем различной ориентации, вопрос интенсивно изучался как теоретически [7–11], так и экспериментально [12–14]. Спиновая поляризация носителей заряда регистрировалась по степени циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ) [12] или по вращению плоскости поляризации линейно поляризованного света (эффекты Фарадея [13] и Керра [14]).

Сущность явления состоит в том, что приложенное электрическое поле приводит к анизотропному распределению носителей в k -пространстве и,

посредством СОВ, к анизотропному распределению спиновой плотности. Однако средний спин в реальном пространстве при этом равен нулю. Поляризация, в свою очередь, возникает за счет спиновой релаксации, приводящей к перераспределению спиновой плотности.

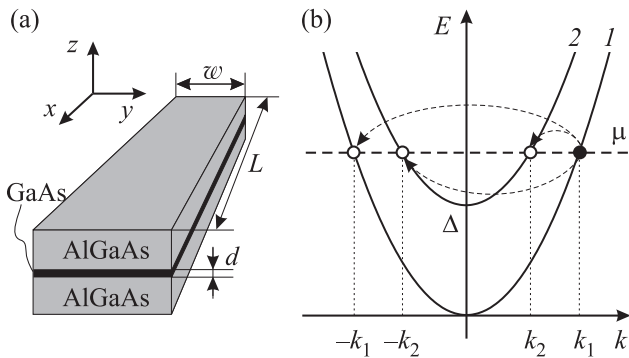
Возможность дополнительного ограничения 2D-структуры с образованием одномерной (1D) или квазиодномерной системы (см., например, [15]) приводит к понижению симметрии и открывает новые перспективы исследования указанного эффекта. В 1D-системах ориентация спинов носителей током не изучалась ни теоретически, ни экспериментально. Специфика рассеяния в 1D-случае и связанный с ней рост времени релаксации импульса и подвижности [16] позволяют считать, что эффект в 1D-системах должен быть хорошо выражен. Однако оказывается, что в строго 1D-случае (заполнена только основная подзона) эффект, наоборот, отсутствует. Последнее согласуется с результатами работы [17], указывающей на отсутствие в этом случае любых эффектов, обусловленных СОВ. Тем не менее, как показано в настоящей работе, наличие нескольких заполненных подзон и возможности межподзонного рассеяния должно приводить к экспериментально наблюдаемой величине эффекта.

Рассмотрим квантовую проволоку с двумя заполненными подзонами (без учета спина). Для простоты будем считать, что в обеих подзонах спектр определяется одной и той же эффективной массой m :

$$\varepsilon_{1k} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad \varepsilon_{2k} = \Delta + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}. \quad (1)$$

При этом химический потенциал μ , отсчитываемый от дна первой подзоны, удовлетворяет условию $\Delta < \mu$ (см. рисунок).

¹⁾ e-mail: kokurinia@math.mrsu.ru



Слева – схематическое изображение квантовой проволоки длины L , ширины w и толщины d . Показана используемая в тексте система координат. Справа – энергетический спектр квантовой проволоки. Расстройка подзон равна Δ . Кружки показывают возможные состояния, участвующие в упругом рассеянии. Так, при учете межподзонального рассеяния электрон с волновым вектором k_1 в первой подзоне (черный кружок) может рассеяться в состоянии $-k_1$ в той же подзоне и в состоянии $\pm k_2$ во второй подзоне (пустые кружки)

Будем считать, что СОВ в квантовой проволоке может быть обусловлено эффектом Рашбы [18] на границе исходной 2D-системы и эффектом Дрессельхауза [19] (последний возникает из кубичного по k расщепления в объемных полупроводниках без центра инверсии [20] за счет квантования энергетического спектра в 2D- или 1D-случае). В квазиодномерном случае СОВ, помимо расщепления энергетических ветвей, может дополнительно перемешивать и состояния подзон. Однако мы рассматриваем случай слабого СОВ. Поэтому эффекты, связанные с перемешиванием состояний разных подзон (антикроссинги и т.п.), если и возникают, то проявляются при энергиях и значениях квазимпульса, существенно больших их характерных значений в данной задаче [21]. Таким образом, можно рассматривать влияние СОВ в каждой подзоне независимо.

При расчете будем использовать кинетический подход [8]. Особенность расчета состоит в том, что действие электрического поля на спин связано только с СОВ, но при его учете возникает и спиновая релаксация. Это означает, что оба процесса необходимо учитывать одновременно. В квантовом кинетическом уравнении СОВ должно быть учтено не только в полевом слагаемом, но и в интеграле столкновений.

Следует отметить, что в 2D-случае учет релаксации по энергии может сказаться на величине эффекта [11]. Так, генерируемый спин отличается вдвое в пределах быстрой и медленной энергетической релаксации. В связи с этим считаем, что и в квазид-

номерном случае учет энергетической релаксации не приведет к качественным изменениям. Поэтому мы не учитываем релаксацию, связанную с неупругими процессами, т.е. полагаем, что время энергетической релаксации τ_ε значительно больше всех характерных времен задачи.

Запишем систему кинетических уравнений на матрицу плотности в подзонах:

$$\frac{\partial \rho_j}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} [H_{jk}^{so}, \rho_j] + \frac{e\mathcal{E}}{\hbar} \frac{\partial \rho_j}{\partial k} = \text{St} \rho_j, \quad (2)$$

где $j = 1, 2$ – подзонный индекс, $H_{jk}^{so} = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\Omega}_{jk}$ – Гамильтониан линейного по k расщепления в j -й подзоне, $[\dots]$ – коммутатор, \mathcal{E} – электрическое поле, $\boldsymbol{\Omega}_{jk}$ – вектор, определяющий частоту прецессии спина в эффективном магнитном поле, создаваемом СОВ, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – вектор матриц Паули.

Интегралы столкновений без учета процессов рассеяния с переворотом спина можно записать в виде

$$\text{St} \rho_i = \sum_{j=1}^2 \sum_{k'} W_{ik,jk'} \{ \delta(E_{ik} - E_{jk'}) \rho_j(k') - \rho_i(k) \}, \quad (3)$$

учитывающем процессы как внутривозонного, так и межподзонального рассеяния. Посредством последних и происходит “зацепление” уравнений системы. Здесь мы для простоты считаем рассеяние изотропным (вероятности рассеяния $W_{ik,jk'}$ не зависят от k и k'), $E_{jk} = \varepsilon_{jk} + H_{jk}^{so}$, а фигурные скобки означают симметризованное произведение: $\{A, B\} = (AB + BA)/2$.

В стационарном случае ($\partial \rho_j / \partial t = 0$) система решается итерациями с учетом малости электрического поля и СОВ. Это приводит к системе уравнений, определяющей спин в первой и второй подзонах:

$$[\boldsymbol{\Omega}_{1k_1} \times \mathbf{S}_{1k_1}] = \frac{\mathbf{S}_{1k_1} - \langle \mathbf{S}_{1k_1} \rangle}{\tau_1(k_1)} + \frac{\mathbf{S}_{1k_1} - \langle \mathbf{S}_{2k_2} \rangle}{\tau_{12}(k_2)} + \mathbf{F}_1, \quad (4)$$

$$[\boldsymbol{\Omega}_{2k_2} \times \mathbf{S}_{2k_2}] = \frac{\mathbf{S}_{2k_2} - \langle \mathbf{S}_{2k_2} \rangle}{\tau_2(k_2)} + \frac{\mathbf{S}_{2k_2} - \langle \mathbf{S}_{1k_1} \rangle}{\tau_{21}(k_1)} + \mathbf{F}_2. \quad (5)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по направлению вектора \mathbf{k} , т.е. $\langle \mathbf{S}_{jk} \rangle = (\mathbf{S}_{jk} + \mathbf{S}_{j,-k})/2$. Учитывая явно зависимость времен релаксации от энергии:

$$\frac{1}{\tau_{ij}(k_j)} = \frac{LW_{ij}m}{\pi \hbar^2 |k_j|}, \quad \frac{1}{T_{ij}} = \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_{ij}}, \quad \tau_i \equiv \tau_{ii},$$

можно записать выражение для F_1^i в виде

$$F_1^i = \frac{e\mathcal{E}}{2\tau_{12}} \times \left\{ b_1^i T_{12} \left[\frac{\hbar^2 k_1^2}{m} f_0'' + f_0' \frac{\tau_1 + 2\tau_{12}}{\tau_1 + \tau_{12}} + \frac{k_1^2}{k_2^2} f_0' \frac{T_{12}}{\tau_{12}} \right] - b_2^i T_{21} \left[\frac{\hbar^2 k_2^2}{m} f_0'' + f_0' \frac{\tau_2 + 2\tau_{21}}{\tau_2 + \tau_{21}} + \frac{k_2^2}{k_1^2} f_0' \frac{T_{21}}{\tau_{21}} \right] \right\}. \quad (6)$$

Здесь f_0 – фермиевская функция распределения, штрихи обозначают соответствующие производные по энергии, $i = x, y, z$, коэффициенты b_j^i определяют величину СОВ, $\Omega_{jk} = (b_j^x k, b_j^y k, b_j^z k)$. Функция F_2^i получается из F_1^i заменой индексов $1 \leftrightarrow 2$.

Отметим, что для функций $F_j^i \equiv F_j^i(k_1, k_2)$ выполняется симметричное соотношение: $F_1^i \tau_{12} + F_2^i \tau_{21} = 0$. Это равенство вытекает из условия, что в стационарной ситуации функция распределения не меняется при обращении времени, т.е. при замене $t \rightarrow -t$. Поскольку неравновесные значения S_{jk}^i пропорциональны времени релаксации и электрическому полю, то зависимость S_{jk}^i от компонент нечетного по отношению к инверсии времени вектора k должна быть функцией четных степеней этого вектора. В результате усреднение уравнений (4), (5) по направлениям вектора k (или суммирование уравнений для S_{jk}^i и $S_{j,-k}^i$) приводит к их совместности только при выполнении указанного условия (мы проверили выполнение этого условия для исследуемого здесь случая независимости матричного элемента рассеяния от импульса).

В предельном случае отсутствия межподзонного рассеяния ($\tau_{12}, \tau_{21} \rightarrow \infty$) система кинетических уравнений распадается на независимые части, а величины $\mathbf{F}_{1,2}$ тождественно обращаются в нуль. При этом эффект исчезает.

Следует отметить, что в отличие от 2D-случая ориентация создается за счет неравномерного перераспределения спина между подзонами, обусловленного зависимостью времени межподзонного рассеяния от энергии в совокупности с асимметричной картиной распределения спинов в k -пространстве, имеющей место при наличии СОВ и электрического поля.

В общем случае, при учете в “родительской” 2D-системе линейных по k расщеплений Рашбы [18] и Дрессельхауза [19] СОВ в 1D-системе может иметь достаточно сложный вид и сильно зависеть от ориентации системы относительно кристаллографических осей. При этом гамильтонианы СОВ в подзонах будут отличаться ($b_1^i \neq b_2^i$). В таком случае система (4), (5) имеет достаточно сложный вид.

Для качественного понимания явления ограничимся простым видом СОВ. Если поперечный размер квантовой проволоки в y -направлении (см. рисунок) значительно больше, чем толщина 2D-слоя в направлении роста (z -направление), т.е. $w \gg d$, то можно с большой точностью считать, что гамильтонианы СОВ в подзонах будут одинаковыми, $\Omega_{1k} = \Omega_{2k}$ (или $b_1^i = b_2^i$). Для простоты рассмотрим случай $\Omega_k = -(2\alpha/\hbar)(0, k, 0)$, соответствующий преобладанию СОВ Рашбы [18], унаследованного от 2D-

структуры. Тогда система уравнений на ориентируемые проекции спина в подзонах примет вид

$$\langle S_1^y \rangle - \langle S_2^y \rangle = -F_1^y \tau_{12}, \quad \langle S_1^y \rangle \tau_{12} + \langle S_2^y \rangle \tau_{21} = 0. \quad (7)$$

Здесь нуль в правой части второго уравнения появляется из физических соображений, поскольку считается, что в отсутствие электрического поля спиновая поляризация также отсутствует. К тому же результату можно придти, если учесть в исходной системе кинетических уравнений дополнительный механизм спиновой релаксации (например, механизм Эллиотта–Яфета), не дающий вклада в F_j^i , но обеспечивающий спиновую релаксацию на достаточно больших, но все же конечных временах τ_s .

В указанной геометрии, как и для 2D-структуры с СОВ Рашбы, поляризация возникает в направлении, перпендикулярном току (электрическому полю, ось x), в плоскости (xy) (см. рисунок):

$$S_j^y = -F_j^y T, \quad (8)$$

где $T^{-1}(k_1, k_2) = \tau_{12}^{-1}(k_2) + \tau_{21}^{-1}(k_1)$.

Отметим, что интегральная (по подзонам) поляризация отлична от нуля ($S_1^y + S_2^y \neq 0$), поскольку $\tau_{12}(k_2) \neq \tau_{21}(k_1)$.

Теперь оценим величину эффекта. Положим для простоты, что все характерные времена τ_{ij} составляют порядка τ_{1D} . Тогда среднее значение спина, приходящееся на один электрон:

$$S_{1D} \sim \frac{e\mathcal{E}\Delta\alpha\tau_{1D}}{\mu^2}. \quad (9)$$

Может показаться, что величина данного эффекта меньше, чем в 2D-случае [10], где $S_{2D} \sim e\mathcal{E}\alpha\tau_{2D}/\mu$ из-за разницы в отношении Δ/μ (где $\Delta/\mu < 1$). Однако здесь следует вспомнить, что характерные времена релаксации в 1D-случае [16] значительно превышают соответствующие времена в 2D. Таким образом, проигрыш в величине эффекта по параметру Δ/μ может быть легко компенсирован большой величиной отношения τ_{1D}/τ_{2D} . Очевидно, что эффект исчезает в пределе $\Delta \rightarrow 0$, что соответствует переходу к строго 1D-случаю. Численная оценка, сделанная при значениях параметров $\mu = 15$ мэВ (что соответствует концентрации $n_{1D} = 10^6$ см $^{-3}$), $\Delta = 10$ мэВ, $\mathcal{E} = 100$ В/см [14], $\alpha = 4 \cdot 10^{-2}$ эВ·Å, $\tau_{1D} = 2 \cdot 10^{-11}$ с, дает $S_{1D} \sim 0.05$ в единицах \hbar . Такая величина поляризации вполне может быть зарегистрирована методами поляризованной ФЛ.

Отметим также, что величина предсказываемого в данной модели эффекта не может быть безгранично увеличена за счет роста времени релаксации τ_{1D} ,

которое ограничено сверху величинами времен, соответствующих баллистическому прохождению носителей через квантовую проволоку, $\tau = L/v_F$, где $v_F = \sqrt{2\mu/m}$ – фермиевская скорость. В последнем случае наша модель неприменима, поскольку возникновение эффекта обусловлено непосредственно рассеянием и релаксацией.

Измерение поляризованной ФЛ является одним из возможных способов экспериментального определения среднего спина. Поскольку мы рассматриваем структуру n -типа, то для наблюдения ФЛ необходимо создать неравновесные дырки. Накачка при этом должна быть слабой в том смысле, что количество фотовозбужденных электронов должно быть значительно меньше количества основных носителей. Именно последние будут определять поляризацию ФЛ. Зная распределение спина в подзонах, можно рассчитать степень круговой поляризации ФЛ. Тем не менее получить простое выражение для поляризации ФЛ в 1D, в отличие от объемного случая или 2D, не удастся, поскольку в квантовых проволоках из-за размерного квантования “перемешивание” состояний легкой и тяжелой дырки имеет место уже при $k = 0$. Более того, задача может быть решена только численно.

В заключение хотелось бы отметить, что прикладывая напряжение к затвору, можно, как и в 2D-случае, менять относительное положение уровня химического потенциала и тем самым добиваться изменения количества заполненных подзон. При этом переход между двумя и одной заполненными подзонами должен четко отслеживаться по наличию или отсутствию исследуемого эффекта. Отметим также, что в зависимости от ориентации системы и преобладающих механизмов СОВ можно добиться различных направлений преимущественной ориентации. В связи с этим необходима и различная геометрия эксперимента по ФЛ для регистрации эффекта.

Авторы выражают благодарность Л.Е. Голубу за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке правительства РФ (договор # 14.Z50.31.0021, ведущий ученый М.Х. Байер), Министерства образования и науки РФ (проект # 2665 в рамках госзадания вузам) и совета по грантам Президента РФ (грант # НШ-1085.2014.2).

1. M. I. Dyakonov and V. I. Perel, Phys. Lett. A **35**, 459 (1971).
2. Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, D. D. Awschalom, Science **306**, 1910 (2004).
3. Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикус, Письма в ЖЭТФ **27**, 640 (1978).
4. Л. Е. Воробьев, Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикус, И. И. Фарбштейн, В. А. Шалыгин, А. В. Штурбин, Письма в ЖЭТФ **29**, 485 (1979).
5. В. А. Шалыгин, А. Н. Софронов, Л. Е. Воробьев, И. И. Фарбштейн, ФТТ **54**, 2045 (2012).
6. А. Г. Аронов, Ю. Б. Лянда-Геллер, Письма в ЖЭТФ **50**, 398 (1989).
7. V. M. Edelstein, Solid State Commun. **73**, 233 (1990).
8. А. Г. Аронов, Ю. Б. Лянда-Геллер, Г. Е. Пикус, ЖЭТФ **100**, 973 (1991).
9. A. V. Chaplik, M. V. Entin, and L. I. Magarill, Physica E **13**, 744 (2002).
10. Н. С. Аверкиев, А. Ю. Силов, ФТП **39**, 1370 (2005).
11. L. E. Golub and E. L. Ivchenko, Phys. Rev. B **84**, 115303 (2011).
12. A. Yu. Silov, P. A. Blajnov, J. H. Wolter, R. Hey, K. H. Ploog, and N. S. Averkiev, Appl. Phys. Lett. **85**, 5929 (2004).
13. S. D. Ganichev, S. N. Danilov, P. Schneider, V. V. Bel'kov, L. E. Golub, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, J. Magn. Magn. Mat. **300**, 127 (2006).
14. C. L. Yang, H. T. He, L. Ding, L. J. Cui, Y. P. Zeng, J. N. Wang, and W. K. Ge, Phys. Rev. Lett. **96**, 186605 (2006).
15. A. Yacoby, H. L. Stormer, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Solid State Commun. **101**, 77 (1997).
16. H. Sakaki, Jpn. J. Appl. Phys. **19**, L735 (1980).
17. M. V. Entin and L. I. Magarill, Europhys. Lett. **68**, 853 (2004).
18. Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
19. М. И. Дьяконов, В. Ю. Качоровский, ФТП **20**, 178 (1986).
20. G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
21. J. Knobbe and Th. Schäpers, Phys. Rev. B **71**, 035311 (2005).