Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 1, с. 40 – 42 © 2010 г. 10 июля

Генерация чисто спиновых токов при фотоионизации квантовых ям

О. И. Утесов[1]), *Г. Г. Зегря, А. А. Грешнов*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 6 мая 2010 г.

Развита теория генерации чисто спиновых токов при фотоионизации квантовых ям n-типа со спин-орбитальным расщеплением, индуцированным встроенным электрическим полем. Показано, что оптические переходы электронов с уровня размерного квантования в непрерывный спектр приводят к генерации двух конкурирующих компонент чисто спинового тока. Важной особенностью изученного процесса является то, что возбужденные носители приобретают дополнительную степень свободы, которая может быть потенциально применена в спинтронике.

Введение. Спиновые явления в низкоразмерных полупроводниковых структурах вызывают большой интерес в связи с потенциальными возможностями применения спиновых систем в квантово-информационных схемах. Поэтому важно исследование спиновой динамики носителей заряда, разработка методов создания и детектирования спиновой поляризации. Большинство предлагаемых в настоящее время схем генерации спиновых потоков подразумевает одновременный перенос спина и электрического заряда, что уменьшает возможные преимущества спинтронных приборов. Однако недавно в теоретических работах [1, 2] была показана возможность генерации чисто спиновых фототоков (не сопровождающихся переносом электрического заряда), причем даже при поглощении неполяризованного света. Экспериментально чисто спиновые фототоки наблюдались в работе [3] при освещении квантовых ям на основе GaAs/AlGaAs линейно-поляризованным светом и последующем детектировании аккумуляции спина у границ образца.

В данном сообщении мы рассматриваем механизм генерации чисто спиновых токов при фотоионизации квантовых ям n-типа. Этот механизм нерезонансный и не требует спин-зависимого рассеяния в отличие от межподзонного и внутриподзонного механизмов, предложенных ранее в работе [2]. Кроме того, фотовозбужденные носители могут свободно двигаться вдоль оси роста квантовой ямы, и эта дополнительная степень свободы может быть потенциально использована в спинтронных приложениях. Ниже описана теория генерации чисто спиновых фототоков в квантовых ямах со спин-орбитальным расщеплением, индуцированным встроенным электрическим полем.

1. Теория. Поскольку рассматриваемый эффект связан с различием констант Рашба для начальных и конечных электронных состояний, мы стартуем с эффективного гамильтониана, включающего спин-орбитальное взаимодействие Рашба с различными константами $\gamma_{1,2}$ для электронов на уровне размерного квантования и в непрерывном спектре (см. рис.1),

$$\hat{H}_{1,2} = \frac{\hbar^2 \hat{k}^2}{2m^*} + V(z) + \gamma_{1,2}(\mathbf{n} \cdot [\hat{\mathbf{k}} \times \boldsymbol{\sigma}]). \tag{1}$$

Здесь $\boldsymbol{\sigma}$ – матрицы Паули, $\mathbf{n}$ – нормаль к плоскости квантовой ямы, $V(z)$ – профиль потенциала квантовой ямы.

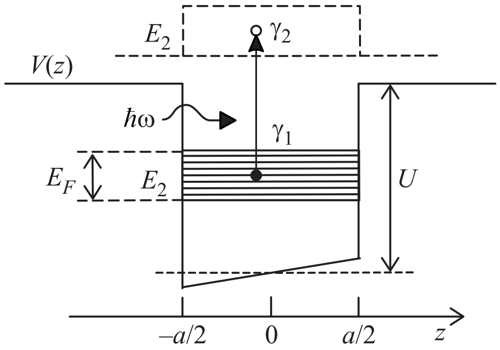

Рис.1. Схема оптических переходов при $\hbar\omega > U - E_1$

На микроскопическом уровне линейное по волновому вектору спин-орбитальное взаимодействие связано со структурной асимметрией квантовой ямы [4]. Энергетический спектр и собственные состояния гамильтониана (1) имеют вид

$$E_{1,2}^{\pm}(k_\parallel) = E_{1,2} + \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m^*} \pm \gamma_{1,2} k_\parallel, \tag{2}$$

$$\chi_{1,2}^{\pm}(z, \boldsymbol{\rho}) = \frac{\psi_{1,2}(z)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm e^{i(\theta+\pi/2)} \end{pmatrix} e^{i\mathbf{k}_\parallel \boldsymbol{\rho}}, \tag{3}$$

где θ – угол между направлением волнового вектора и осью x, $\mathbf{k}_\parallel = (k_\parallel \cos\theta, k_\parallel \sin\theta)$. Средние значения операторов спина и скорости в состояниях $\chi_{1,2}^{\pm}$ даются следующими выражениями:

[1])e-mail: utiosov@gmail.com

$$\mathbf{s}^{\pm}_{1,2} = \pm\frac{1}{2}(-\sin\theta, \cos\theta, 0), \tag{4}$$

$$\mathbf{v}^{\pm}_{1,2} = \left(\frac{\hbar k_\parallel}{m^*} \pm \frac{\gamma_{1,2}}{\hbar}\right)(\cos\theta, \sin\theta, 0). \tag{5}$$

При вычислении xy-компоненты псевдотензора полного спинового тока (создаваемой при фотоионизации квантовой ямы) удобно провести усреднение по углу θ аналогичной величины, относящейся к одному электрону,

$$j^{\pm}_{1,2}(k_\parallel) = \langle s_x v_y\rangle_{1,2} = \frac{1}{4}\left(\frac{\hbar k_\parallel}{m^*} \pm \frac{\gamma_{1,2}}{\hbar}\right) = -\langle s_y v_x\rangle_{1,2}. \tag{6}$$

Для описания линейного отклика системы на внешнее электромагнитное поле воспользуемся золотым правилом Ферми:

$$M^{\pm}_{12} = \frac{2\pi}{\hbar}|V_{12}|^2\delta(E^{\pm}_1 + \hbar\omega - E^{\pm}_2), \tag{7}$$

где $E^{\pm}_{1,2}$ определяются формулой (2), V_{12} – матричный элемент оператора возмущения,

$$V_{12} = A_z\frac{e\hbar}{m^* c}\int \psi_2\hat{k}_z\psi_1 dz, \tag{8}$$

$\mathbf{A}$ – векторный потенциал падающей электромагнитной волны. Матричный элемент (8) зависит только от величины E_2 (энергии конечного состояния вдоль оси квантовой ямы) посредством $\psi_2(z)$, поэтому полное число переходов в единицу времени представляется однопараметрической функцией:

$$P^{\pm}(\omega, k_\parallel) = \sum_2 M^{\pm}_{12} = P(\omega \pm \widetilde{\gamma}k_\parallel), \tag{9}$$

где $\widetilde{\gamma} = (\gamma_1 - \gamma_2)/\hbar$. Наиболее общее выражение для псевдотензора спинового тока записывается через матрицу плотности как

$$J^{\alpha\beta} = \mathrm{Tr}\left(\frac{\sigma_\alpha}{2}v_\beta\hat{\rho}\right). \tag{10}$$

В рамках приближения времени релаксации полный спиновый ток определяется суммой двух вкладов, относящихся к занятым возбужденным состояниям и освободившимся состояниям в квантовой яме, $J^{xy} = J_1 + J_2$, где

$$J_1 = \tau_1\sum_{\pm}\int\frac{d^2k_\parallel}{(2\pi)^2}P(\omega \pm \widetilde{\gamma}k_\parallel)f_0(E^{\pm}_1)j^{\pm}_1(k_\parallel), \tag{11}$$

$$J_2 = -\tau_2\sum_{\pm}\int\frac{d^2k_\parallel}{(2\pi)^2}P(\omega \pm \widetilde{\gamma}k_\parallel)f_0(E^{\pm}_1)j^{\pm}_2(k_\parallel). \tag{12}$$

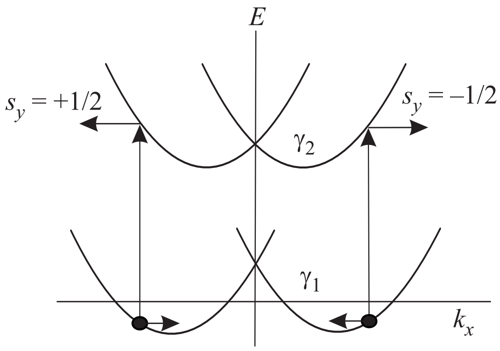

Рис.2. При оптическом возбуждении в плоскости квантовой ямы генерируется чисто спиновый фототок с ненулевыми компонентами $J^{yx} = -J^{xy}$ в меру различия констант спин-орбитального взаимодействия γ_1 и γ_2

Здесь f_0 – равновесная функция распределения, $\tau_{1,2}$ – времена релаксации для носителей на уровне размерного квантования и в непрерывном спектре. Схематически вклады $J_{1,2}$ показаны на рис.2.

2. Результаты и обсуждение. В главном порядке по $\widetilde{\gamma}$ можно выделить два вклада в полный спиновый ток, определяющиеся генерационной функцией (9) и ее производной по частоте:

$$J^{xy}_I = \frac{\tau_2 n}{4}\widetilde{\gamma}P(\omega), \tag{13}$$

$$J^{xy}_{II} = \frac{\pi\hbar(\tau_1 - \tau_2)n^2}{4m^*}\widetilde{\gamma}P'(\omega), \tag{14}$$

так что $J^{xy} = J^{xy}_I + J^{xy}_{II}$. При этом $J^{xy}_{I,II}$ пропорциональны разным степеням концентрации резидентных электронов n, поэтому при ее изменении имеет место конкуренция этих вкладов. Ступенчатый рост спинового тока после прохождения порога фотоионизации при дальнейшем увеличении частоты сменяется его быстрым убыванием, $\sim\omega^{-4.5}$ и $\sim\omega^{-5.5}$ для J^{xy}_I и J^{xy}_{II}, соответственно. Так как обычно $\tau_1 > \tau_2$ и $P'(\omega) < 0$, второе слагаемое, J^{xy}_{II}, отрицательно. Это может отразиться в немонотонном поведении спинового тока J^{xy} в случае, если электронная концентрация достаточно высока.

Для численных оценок эффекта рассмотрим квантовую яму $\mathrm{Al_{0.1}Ga_{0.9}As/GaAs}$ n-типа шириной $d = 10$ нм, содержащую один уровень размерного квантования, $E_1 \approx 40$ мэВ (глубина ямы $U \approx 100$ мэВ). Также для оценки примем следующие значения параметров: $\gamma_1 = 2\cdot10^{-10}$ эВ · см, $\gamma_2 = 10^{-10}$ эВ · см, $\tau_1 = 2\cdot10^{-8}$ с, $\tau_2 = 10^{-8}$ с, интенсивность света $I = 1$ кВ/см^2. Численные зависимости величины спинового фототока от энергии фотона $\hbar\omega$ показаны на рис.3 для двух различных электронных концентраций. В случае большей концентрации электронов,

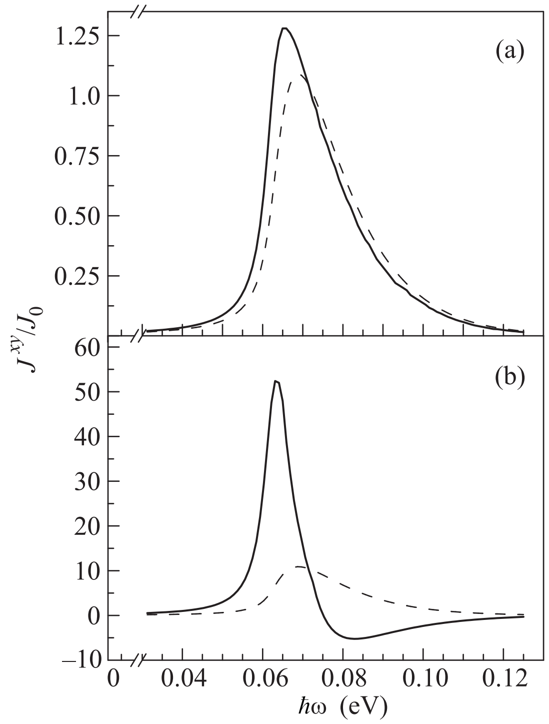

Рис.3. Частотная зависимость спинового фототока в квантовых ямах GaAs/AlGaAs n-типа для (a) $n = 10^{11}$ см$^{-2}$ и (b) $n = 10^{12}$ см$^{-2}$. $J_0 = 10^9$ см$^{-1}s^{-1}$, сплошной и пунктирной линиями обозначены полный спиновый ток J^{xy} и составляющая J_I^{xy}

$n = 10^{12}$ см$^{-2}$, видна немонотонная зависимость величины спинового тока от частоты.

Итак, в работе была изучена генерация чисто спиновых токов при фотоионизации квантовых ям. Показано, что поглощение света приводит к возникновению спиновых токов в плоскости ямы. Этот механизм нерезонансный и не требует рассеяния, в отличие от межподзонного и внутриподзонного механизмов, предложенных ранее в работе [2]. Мы ожидаем, что в рассматриваемой области частот он на несколько порядков сильнее внутриподзонного механизма, требующего спин-зависимого рассеяния электронов. Немаловажной особенностью изученного процесса является то, что фотовозбужденные носители получают дополнительную степень свободы, которая потенциально может быть использована в спинтронных приборах.

Работа выполнена при поддержке грантов президента России для молодых ученых # МК-1755.2009.2, Российского фонда фундаментальных исследований # 08-02-01337 и Фонда Династия. Авторы благодарны С.А. Тарасенко за полезные обсуждения.

1. R. D. R. Bhat, F. Nastos, A. Najmaie et. al. Phys. Rev. Lett. **94**, 96603 (2005).
2. S. A. Tarasenko and E. L. Ivchenko. Письма в ЖЭТФ **81**, 292 (2005).
3. H. Zhao, X. Pan, A. L. Smirl et al., Phys. Rev. B **72**, 201302 (2005).
4. Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).