12

Спин-поляризованные токи в двухтерминальном квантовом кольце со спин-орбитальным взаимодействием

© А.А. Григорькин [1], С.М. Дунаевский [¶,1–3]

[1] Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, НИЦ „Курчатовский институт“, Гатчина, Россия
[2] Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия
[3] Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, Санкт-Петербург, Россия
[¶] E-mail: smd2000@mail.ru

(Поступила в Редакцию 25 декабря 2015 г.)

Выполнен расчет фотоиндуцированного спинового тока в системе, состоящей из одномерного квантового кольца с присоединенными к нему проводниками. Показано, что при наличии спин-орбитального взаимодействия Рашбы и циркулярно поляризованного излучения в кольце возникает ток. Выражения для тока и коэффициентов прохождения электронов получены с учетом неупругого взаимодействия с излучением. Показано, что спиновый ток является сложной функцией магнитного потока через кольцо, частоты излучения и константы спин-орбитальной связи. При наличии разности потенциалов взаимодействие с излучением может существенно повысить эффективность спинового фильтра на основе квантового кольца.

1. Введение

В последние годы квантовые кольца привлекают пристальное внимание, поскольку характерные для них эффекты, связанные с интерференцией электронных волновых функций, позволяют создавать эффективные спиновые фильтры [1–6]. При этом в возникновении спин-поляризованных токов важную роль играет спин-орбитальное взаимодействие [7,8], позволяющее реализовать схему управления спиновой поляризацией посредством электрического поля. Геометрия кольца удобна и для изучения взаимодействия электронов с циркулярно поляризованным излучением [9], что считается одним из самых перспективных методов управления спиновой степенью свободы [10–13]. В теоретических работах показана возможность возбуждения в кольце спин-поляризованного тока под действием двухкомпонентного импульса терагерцевого излучения [14] и при освещении двух точек кольца монохроматическим излучением [15]. В [16] отмечено, что на основе системы квантового кольца с асимметрично присоединенными проводниками при осциллирующей константе спин-орбитального взаимодействия возможно создание квантового насоса для спинового тока. В [17] рассмотрен квантовый насос при симметричном подключении проводников, когда спиновый ток возникает при осциллирующем магнитном потоке за счет эффекта Аронова–Кэшера.

В настоящей работе рассматривается генерация спин-поляризованных токов в двухтерминальном кольце под действием циркулярно поляризованного оптического излучения.

2. Модель

Рассматриваемая система представляет собой кольцо радиуса ρ, соединенное с электронными резервуарами двумя одномерными проводниками, присоединенными в точках с угловыми координатами φ_1 и φ_2 (рис. 1). Кольцо находится в постоянном магнитном поле B, направленном перпендикулярно его плоскости, а также в электрическом поле циркулярно поляризованного излучения с амплитудой E_0 и частотой ω.

При отсутствии оптического возмущения электронный гамильтониан H_0 кольца с учетом спин-орбитального взаимодействия в форме Рашбы определяется выражением [7,8]

$$H_R = \varepsilon\left(\frac{d}{id\varphi}+\phi\right)^2 + \varepsilon\alpha_0\left(\frac{d}{id\varphi}+\phi\right)\sigma_\rho - i\varepsilon\,\frac{\alpha_0}{2}\,\sigma_\varphi + \frac{g^*\mu_{\mathrm{B}}B}{2}\,\sigma_z, \tag{1}$$

где $\varepsilon = \hbar/2m^*\rho^2$, m^* — эффективная масса электрона, $\phi = eB\rho^2/\hbar c$ — число квантов потока магнитного поля через кольцо, μ_{B} — магнетон Бора, g^* — эффективное гиромагнитное отношение, $\alpha_0 = \alpha\hbar/\varepsilon\rho$, α — константа спин-орбитального взаимодействия. Матрицы спина имеют следующий вид:

$$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_\rho = \begin{pmatrix} 0 & e^{-i\varphi} \\ e^{i\varphi} & 0 \end{pmatrix},$$

$$\sigma_\varphi = \begin{pmatrix} 0 & -ie^{-i\varphi} \\ e^{i\varphi} & 0 \end{pmatrix}. \tag{2}$$

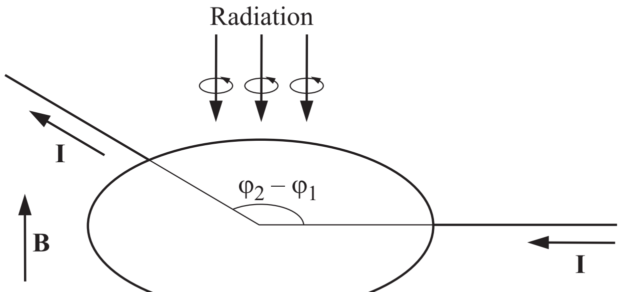

Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой системы.

Взаимодействие электронов на кольце с электромагнитной волной можно описать оператором возмущения

$$V_\omega = V_s^+ e^{-i\omega t} + V_s^- e^{i\omega t}, \tag{3}$$

где $s = \pm 1$ определяет направление циркулярной поляризации, а операторы $V_s^\pm$ имеют вид

$$V_s^\pm = \varepsilon \frac{eE_0\rho}{\hbar\omega} s \left(\left\{ \frac{\partial}{i\partial\varphi} + \phi, e^{\pm is\varphi} \right\} + \alpha_0 e^{\pm is\varphi}(\sigma_\rho \pm i\sigma_\varphi s) \right). \tag{4}$$

Здесь $\{\ldots\}$ — антикоммутатор.

3. Волновые функции и коэффициенты прохождения

Волновую функцию электрона в a-м проводнике $g^{(a,b)}$ $(a, b = 1, 2)$ будем искать в виде суперпозиции волны единичной амплитуды с энергией E, падающей на кольцо из проводника b, и рассеянных на кольце волн с энергиями $E + n\hbar\omega$:

$$g^{(a,b)}(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} g_n^{(a,b)}(x) e^{-(E+n\hbar\omega)t/\hbar}, \tag{5}$$

где

$$g_n^{(a,b)}(x) = \\ = \begin{cases} e^{ik_0x}\begin{pmatrix}\gamma_\uparrow \\ \gamma_\downarrow\end{pmatrix}\delta_{n,0} + \begin{pmatrix} r_{n,\gamma\uparrow}^{(a,a)} \\ 0\end{pmatrix} e^{ik_nx} + \begin{pmatrix} 0, \\ r_{n,\gamma\downarrow}^{(a,a)}\end{pmatrix} e^{ik_nx}, & b = a, \\ \begin{pmatrix} t_{n,\gamma\uparrow}^{(a,b)} \\ 0\end{pmatrix} e^{ik_nx} + \begin{pmatrix} 0, \\ t_{n,\gamma\downarrow}^{(a,b)}\end{pmatrix} e^{ik_nx}, & b \neq a. \end{cases} \tag{6}$$

Здесь столбец γ определяет спиновую поляризацию падающей волны, $\delta_{i,j}$ — символ Кронекера, $k_n = \sqrt{2m^*(E + n\hbar\omega)}/\hbar$, оси координат в проводниках считаются направленными от кольца, точкам контакта с которым соответствуют значения $x = 0$.

Волновую функцию на кольце $\psi(\varphi)$ также ищем в виде ряда

$$\psi(\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi_n(\varphi) e^{-i(E+n\hbar\omega)t/\hbar}, \tag{7}$$

где

$$\psi_n(\varphi) = \begin{pmatrix}\psi_{n,\uparrow}(\varphi) \\ \psi_{n,\downarrow}(\varphi)\end{pmatrix} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_{n,\uparrow}^m \begin{pmatrix} e^{im\varphi} \\ 0 \end{pmatrix} + c_{n,\downarrow}^m \begin{pmatrix} 0 \\ e^{im\varphi}\end{pmatrix}. \tag{8}$$

Запишем условия сшивки компонент волновых функций в контакте a $(a = 1, 2)$

$$\psi_n(\varphi_a) = g_n^{(a,b)}(0), \tag{9}$$

$$\rho^{-1}[\psi_n'(\varphi_a + 0) - \psi_n'(\varphi_a + 0)] + g_n^{(a,b)\prime}(0) = \lambda_a g_n^{(a,b)}(0), \tag{10}$$

где $\psi_n'(\varphi)$ — производная по φ, а $g_n^{(a,b)\prime}(x)$ — производная по x. Параметры λ_1 и λ_2 определяют амплитуды точечных потенциалов в контактах.

Из непрерывности волновых функций следует равенство

$$\psi_{n,\sigma}^{(a)} = \begin{cases} \gamma_\sigma\delta_{n,0} + r_{n,\gamma\sigma}^{(a,a)}, & b = a, \\ t_{n,\gamma\sigma}^{(a,b)}, & b \neq a. \end{cases} \tag{11}$$

Здесь $\sigma = \uparrow, \downarrow$, $\psi_{n,\sigma}^{(a)} = \psi_{n,\sigma}(\varphi_a)$. Подставив (7) в нестационарное уравнение Шредингера и сгруппировав члены с одинаковой зависимостью от времени, получим бесконечную систему уравнений следующего вида:

$$\big(H_R - (E + n\hbar\omega)\big)\psi_n + V_\omega^+\psi_{n-1} + V_\omega^-\psi_{n+1} \\ = -\varepsilon\rho \sum_{a=1}^{2} \big(\lambda_a g_n^{(a,b)}(0) - g_n^{(a,b)\prime}(0)\big)\delta(\varphi - \varphi_a). \tag{12}$$

Правая часть (12) позволяет учесть граничные условия (9), (10) для ψ_n [18]. Величины $g_n^{(a,b)}(0)$ и $g_n^{(a,b)\prime}(0)$ можно выразить через $\psi_{n,\sigma}^{(a)}$ и параметры падающей волны, используя (6) и (9). Подставив ряд (8) в (12) и разложив в ряд дельта-функции в правой части [18], для каждого значения $m = 0, \pm 1, \ldots$ получим систему из двух уравнений

$$\Omega_{11}^{n,m} c_{n,\uparrow}^m + \Omega_{12}^{n,m} c_{n,\downarrow}^{m+1} + U_{11}^{m+s,-} c_{n+1,\uparrow}^{m+s} + U_{12}^{m+s,-} c_{n+1,\downarrow}^{m+1+s} \\ + U_{11}^{m-s,+} c_{n-1,\uparrow}^{m-s} + U_{12}^{m-s,+} c_{n-1,\downarrow}^{m+1-s} = q_{n,\uparrow}^m, \\ \Omega_{21}^{n,m} c_{n,\uparrow}^m + \Omega_{22}^{n,m} c_{n,\downarrow}^{m+1} + U_{21}^{m+s,-} c_{n+1,\uparrow}^{m+s} + U_{22}^{m+s,-} c_{n+1,\downarrow}^{m+1+s} \\ + U_{21}^{m-s,+} c_{n-1,\uparrow}^{m-s} + U_{22}^{m-s,+} c_{n-1,\downarrow}^{m+1-s} = q_{n,\downarrow}^{m+1}, \tag{13}$$

Здесь

$$q_{n,\sigma}^m = -\frac{1}{2\pi} \sum_{a=1,2} \big((\lambda_a - ik_n)\rho\psi_{n,\sigma}^{(a)} + 2ik_0\rho\gamma_\sigma\delta_{n,0}\delta_{a,b}\big) e^{-im\varphi_a}, \tag{14}$$

$\Omega^{n,m}_{ij}$ и $U^{m,\pm}_{ij}$ — элементы матриц, которые определяются следующими формулами:

$$\Omega^{n,m} = $$
$$= \begin{pmatrix} (m+\phi)^2-(E+n\hbar\omega)/\varepsilon & \alpha_0(m+\phi+1/2) \\ \alpha_0(m+\phi+1/2) & (m+\phi+1)^2-(E+n\hbar\omega)/\varepsilon \end{pmatrix}, \tag{15}$$

$$U^{m,\pm} = \frac{eE_0\rho}{\hbar\omega}\, s \begin{pmatrix} 2(m+\phi)\pm s & \alpha_0(1\pm s) \\ \alpha_0(a\mp s) & 2(m+\phi+1)\pm s \end{pmatrix}. \tag{16}$$

Задача определения электронных состояний сводится к решению системы, состоящей из пар уравнений (13) при всех возможных значениях n и m. Эта система состоит из независимых подсистем зацепляющихся уравнений, каждую из которых можно представить в матричной форме

$$M^m C^m = Q^m. \tag{17}$$

Здесь матрица M^m и столбцы C^m, Q^m имеют следующий вид:

$$M^m = $$
$$= \begin{pmatrix} & & & \cdots & & & \\ \cdots & U^{m-2s,+} & \Omega^{-1,m-s} & U^{m,-} & 0 & 0 & \cdots \\ \cdots & 0 & U^{m-s,+} & \Omega^{0,m} & U^{m+s,-} & 0 & \cdots \\ \cdots & 0 & 0 & U^{m,+} & \Omega^{1,m+s} & U^{m+2s,-} & \cdots \\ & & & \cdots & & & \end{pmatrix}, \tag{18}$$

$$C^m = \begin{pmatrix} \cdots \\ c^{m-s}_{-1,\uparrow} \\ c^{m-s+1}_{-1,\downarrow} \\ c^{m}_{0,\uparrow} \\ c^{m+1}_{0,\downarrow} \\ c^{m+s}_{1,\uparrow} \\ c^{m+s+1}_{1,\downarrow} \\ \cdots \end{pmatrix}, \qquad Q^m = \begin{pmatrix} \cdots \\ q^{m-s}_{-1,\uparrow} \\ q^{m-s+1}_{-1,\downarrow} \\ q^{m}_{0,\uparrow} \\ q^{m+1}_{0,\downarrow} \\ q^{m+s}_{1,\uparrow} \\ q^{m+s+1}_{1,\downarrow} \\ \cdots \end{pmatrix}. \tag{19}$$

Зафиксируем $n_{\max} = N$ — максимальный порядок, в котором будет учитываться действие излучения. Коэффициенты $c^m_{n,\sigma}$ определяются обычным образом, путем подстановки столбца свободных членов Q^m вместо соответствующего столбца M^m и деления детерминанта получившейся матрицы на детерминант M^m. Из (14) следует, что найденные таким образом коэффициенты будут линейными функциями величин $\psi^{(a)}_{n,\sigma}$ и $k_0\gamma_\sigma$. Подставив их в (8) и произведя суммирование, получаем $2(2N+1)$ функций $\psi_{n,\sigma}(\varphi)$, которые также будут линейными функциями $\psi^{(a)}_{n,\sigma}$ и $k_0\gamma_\sigma$. Взяв в качестве аргумента каждой функции $\psi_{n,\sigma}(\varphi)$ значения φ_1 и φ_2, получим самосогласованную линейную неоднородную систему уравнений относительно $4(2N+1)$ величин $\psi^{(a)}_{n,\sigma}$

$$\sum_{\substack{\sigma=\uparrow,\downarrow \\ n=-N\ldots N \\ a=1,2}} B^{(a)}_{n,\sigma}\psi^{(a)}_{n,\sigma} - \psi^{(a')}_{n',\sigma'}\delta_{nn'}\delta_{\sigma\sigma'}\delta_{a,a'} = D^{(a')}_{n',\sigma'}k_0\gamma_{\sigma'}, \tag{20}$$

где $B^{(a)}_{n,\sigma}$ и $D^{(a)}_{n,\sigma}$ являются линейными комбинациями отношений детерминантов, полученных при решении систем (17). В связи с громоздкостью получающихся выражений определение явного вида этих коэффициентов и волновых функций (8) имеет смысл лишь при малых N. Для $N = 1$ в отсутствие спин-орбитальной связи это сделано в работе [18].

Решения неоднородной системы уравнений (20) дают значения $\psi^{(a)}_{n,\sigma}$, соответствующие энергии E и спиновой поляризации γ падающей волны. Из (11) следует, что тем самым определяются все коэффициенты отражения и прохождения электрона через кольцо.

4. Спин-поляризованные токи

Рассмотрим спин-поляризованные токи в нашей системе в баллистическом режиме. В настоящей работе ограничимся случаем центросимметричной системы, когда $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$ и $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$.

Пусть проводники 1 и 2 присоединены к электронным резервуарам, химические потенциалы которых μ_1 и μ_2 в общем случае различны. Электроны из первого резервуара занимают в первом проводнике состояния, соответствующие падающей и отраженным от кольца волнам. Электроны из второго резервуара занимают в этом проводнике состояния, соответствующие волнам, прошедшим через кольцо. Складывая в первом проводнике электронные потоки, имеющие определенную спиновую поляризацию, путем несложных преобразований можно получить общие выражения для спин-поляризованных токов в нашей системе

$$I^{\uparrow} = \frac{e}{2\pi\hbar}\sum_{n=-N}^{N}\frac{k_n}{k_0}\int_0^\infty \left(\left|t^{12}_{n,\uparrow\uparrow}\right|^2 + \left|t^{12}_{n,\uparrow\downarrow}\right|^2 + \Delta^R_n\right) f(E,\mu_1)$$
$$- \left(\left|t^{21}_{n,\uparrow\uparrow}\right|^2 + \left|t^{21}_{n,\downarrow\uparrow}\right|^2\right) f(E,\mu_2)dE,$$

$$I^{\downarrow} = \frac{e}{2\pi\hbar}\sum_{i=-N}^{N}\frac{k_n}{k_0}\int_0^\infty \left(\left|t^{12}_{n,\downarrow\uparrow}\right|^2 + \left|t^{12}_{n,\downarrow\downarrow}\right|^2 - \Delta^R_n\right) f(E,\mu_1)$$
$$- \left(\left|t^{21}_{n,\uparrow\downarrow}\right|^2 + \left|t^{21}_{n,\downarrow\downarrow}\right|^2\right) f(E,\mu_2)dE. \tag{21}$$

Здесь $f(E,\mu_1)$ и $f(E,\mu_2)$ — фермиевские функции распределения, $\Delta^R_n = \left|r^{11}_{n,\uparrow\downarrow}\right|^2 - \left|r^{11}_{n,\downarrow\uparrow}\right|^2$.

Вследствие симметрии по отношению к инверсии времени для токов (21) имеет место соотношение $I^{\uparrow}(\phi, s) = I^{\downarrow}(-\phi, -s)$.

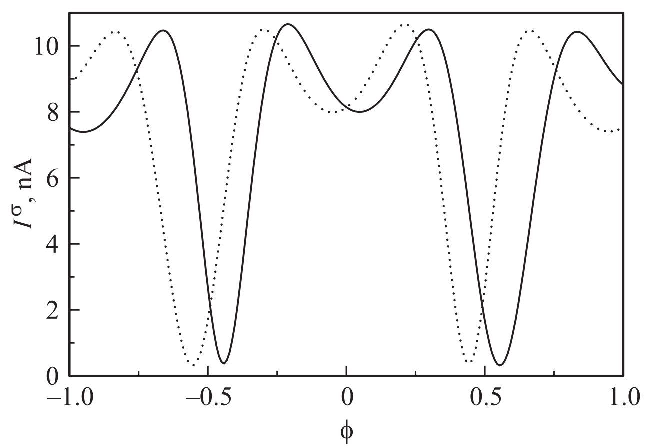

Рис. 2. Баллистические токи $I^\uparrow$ (сплошная линия) и $I^\downarrow$ (пунктир). $\rho = 33\,\text{nm}$, $\lambda\rho = 0$, $\mu_1 = 2\,\text{meV}$, $\mu_2 = 1.5\,\text{meV}$, $\alpha = 1.51 \cdot 10^6\,\text{cm/s}$, $g^* = 2$, $m^* = 0.067m_e$, $T = 1\,\text{K}$.

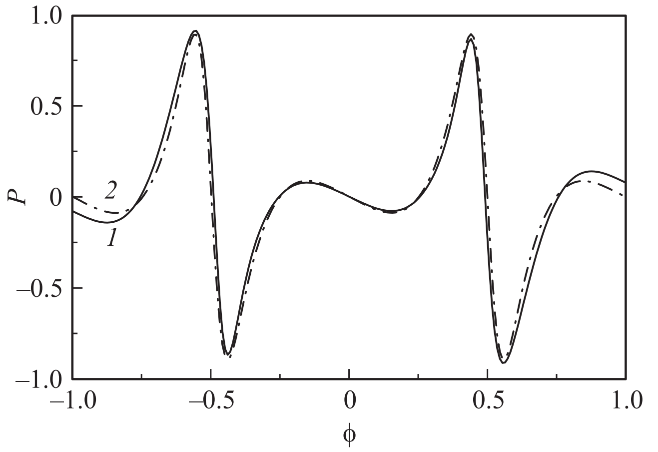

Рис. 3. Коэффициент спиновой поляризации баллистического тока при $g^* = 2$ (*1*) и 0 (*2*). Остальные параметры те же, что на рис. 2.

Рассмотрим сначала баллистический ток, обусловленный конечной разностью химических потенциалов. В отсутствие оптического возмущения в формулах (21) остается одно слагаемое при $n = 0$, в котором $\Delta^R_{0,\uparrow\downarrow}$ становится равным нулю. На рис. 2 представлена зависимость спин-поляризованных токов от магнитного потока через кольцо. Минимальные значения $I^\uparrow$ и $I^\downarrow$ обусловлены деструктивной интерференцией волновых функций на кольце [1,19] и располагаются при значениях потока $\phi_{\min} = h \pm \delta$ (h — полуцелое число) [19], где значение δ определяется величиной α_0. Оно весьма мало для $\rho < 100\,\text{nm}$ и типичных значений $\alpha = (0.1{-}3) \cdot 10^6\,\text{cm/s}$. При потоке, равном $\phi_{\min}$, коэффициент спиновой поляризации тока $P = (I^\uparrow - I^\downarrow)/(I^\uparrow + I^\downarrow)$ достигает максимумов, близких по значению к единице. Рост амплитуд λ приводит к монотонному уменьшению тока, но почти не сказывается на величине P. Коэффициент спиновой поляризации слабо зависит и от величины зеемановского члена в гамильтониане (1) (рис. 3).

Поглощение циркулярно поляризованного излучения в кольцевых структурах может сопровождаться возникновением в присоединенных проводниках постоянного электрического тока [9,18]. Этот фотоиндуцированный ток возникает в отсутствие разности потенциалов и обусловлен преобразованием момента импульса фотонов в импульс поступательного движения электронов [20]. При наличии спин-орбитальной связи поглощение излучения влияет также на спиновую степень свободы электронов, благодаря чему возможно возникновение фотоиндуцированного спинового тока [11].

Вследствие наличия у системы центра инверсии для коэффициентов прохождения имеют место равенства $|t^{12}_{n,\sigma\sigma'}|^2 = |t^{21}_{n,\sigma\sigma'}|^2$, с учетом которых формулы (21) для $\mu_1 = \mu_2 = \mu$ принимают вид

$$I^\uparrow = \frac{e}{2\pi\hbar} \sum_{n=-N}^{N} \frac{k_n}{k_0} \int_0^\infty (\Delta^T_n + \Delta^R_n) f(E,\mu)\,dE,$$

$$I^\downarrow = -I^\uparrow, \tag{22}$$

где $\Delta^T_n = |t^{12}_{n,\uparrow\downarrow}|^2 - |t^{12}_{n,\downarrow\uparrow}|^2$. Зарядовый ток $I^\uparrow + I^\downarrow$ в этом случае отсутствует. Отметим, что при симметричной геометрии подключения $\Delta^T_0 = \Delta^R_0 = 0$. Но $\Delta^T_{n,\uparrow\downarrow} \neq 0$ и $\Delta^R_{n,\uparrow\downarrow} \neq 0$ при $n \neq 0$ (рис. 4). Как следует из (11), это означает различную координатную зависимость функций $\psi_{n,\uparrow}(\varphi)$ и $\psi_{n,\downarrow}(\varphi)$ при противоположных ориентациях спина падающего на кольцо электрона.

Качественно этот эффект можно пояснить на основе результатов работы [18], из которых следует, что основной вклад переходов между состояниями на кольце ψ_p и $\psi_{p'}$ в коэффициенты первого порядка определяется величиной $Z_q(p, p')$, имеющей вид

$$Z_q(p, p') = C_q(p, p')\,\frac{V_{pp'}}{(E_p - E)(E_{p'} - (E + \hbar\omega))}. \tag{23}$$

Здесь q — набор параметров, определяющих состояние падающего на кольцо электрона, p, p' — квантовые

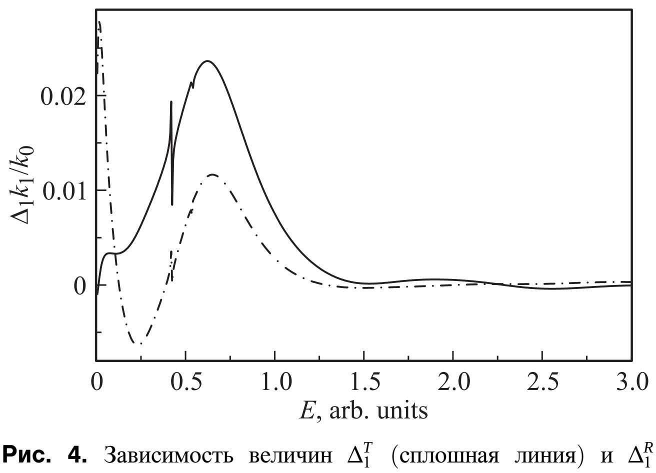

Рис. 4. Зависимость величин Δ^T_1 (сплошная линия) и Δ^R_1 (штрихпунктир) от энергии электрона. $\lambda\rho = 0$, $\phi = 0.33$, $\alpha = 1.51 \cdot 10^6\,\text{cm/s}$, $g^* = 2$, $\hbar\omega = \varepsilon$, $E_0 = 10^3\,\text{V/m}$, $s = 1$, $N = 1$.

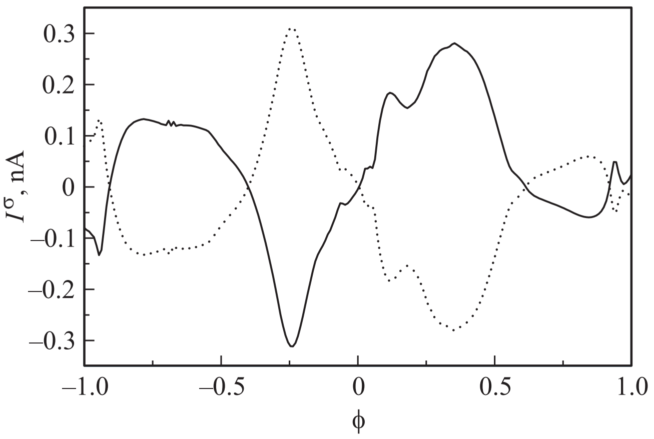

Рис. 5. Фотоиндуцированные токи $I^{\uparrow}$ (сплошная линия) и $I^{\downarrow}$ (пунктир) как функции магнитного потока. $\rho = 33$ nm, $\lambda\rho = 0$, $\mu_1 = \mu_2 = 1.5$ meV, $\alpha = 1.51 \cdot 10^6$ cm/s, $g^* = 2$, $m^* = 0.067 m_e$, $T = 1$ K, $E_0 = 10^3$ V/m, $\hbar\omega = \varepsilon$, $s = 1$, $N = 1$.

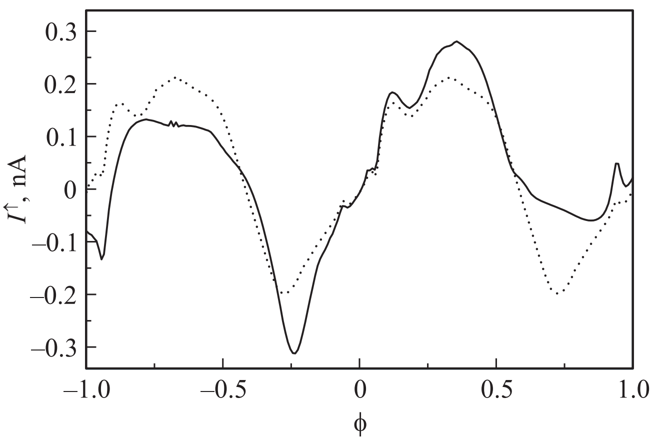

Рис. 6. Ток $I^{\uparrow}$ при наличии и при отсутствии зеемановского взаимодействия. Сплошная линия соответствует $g^* = 2$, пунктир — $g^* = 0$. Остальные параметры те же, что на рис. 5.

числа, определяющие состояние электрона на кольце, $E_p, E_{p'}$ — соответствующие энергии спектра кольца, $V_{pp'}$ — амплитуда перехода под действием циркулярно поляризованного излучения, $C_q(p, p')$ — коэффициент, определяющий вес состояний p, p' в полной волновой функции.

Собственные функции гамильтониана Рашбы на кольце характеризуются квантовыми числами $m \ldots -1, 0, 1 \ldots$ и $\sigma_R = +, -$. Они соответствуют состояниям, спины которых σ_R наклонены относительно оси Z, а энергии $E_{m,+}$ и $E_{m,-}$ не равны друг другу [21]. Излучение вызывает переходы между этими состояниями с изменением числа m на величину $\pm s$. Из неравенства $E_{m,+} \neq E_{m,-}$ следует, что $Z_{E,\gamma}(m, \sigma_R, m+s, \sigma_R') \neq Z_{E,\gamma}(m, \sigma_R', m+s, \sigma_R)$. Это влечет за собой неравенства

$$\Delta^T_{n,\uparrow\downarrow} \neq 0, \quad \Delta^R_{n,\uparrow\downarrow} \neq 0.$$

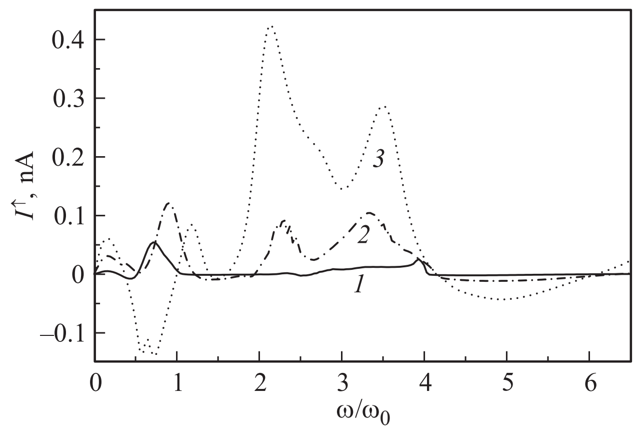

Рис. 7. Ток $I^{\uparrow}$ как функция частоты излучения при различных значениях константы спин-орбитальной связи: $\alpha = 0.75 \cdot 10^6$ (*1*), $1.5 \cdot 10^6$ (*2*) и $2.25 \cdot 10^6$ cm/s (*3*). $\hbar\omega_0 = \varepsilon$, $\lambda\rho = 5$. Остальные параметры те же, что на рис. 5.

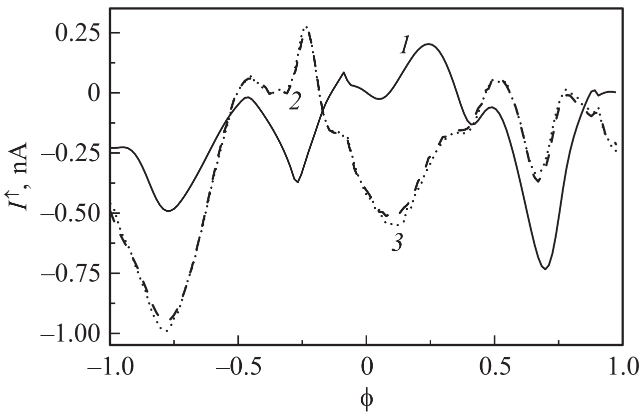

Рис. 8. Ток $I^{\uparrow}$, рассчитанный при $N = 1$ (*1*), 2 (*2*) и 3 (*3*) для $E_0 = 3.5 \cdot 10^3$ V/m, $\rho = 33$ nm, $\lambda\rho = 5$, $\mu_1 = \mu_2 = 1.5$ meV, $\alpha = 1.51 \cdot 10^6$ cm/s, $g^* = 2$, $\hbar\omega = \varepsilon$, $m^* = 0.067 m_e$, $T = 0$.

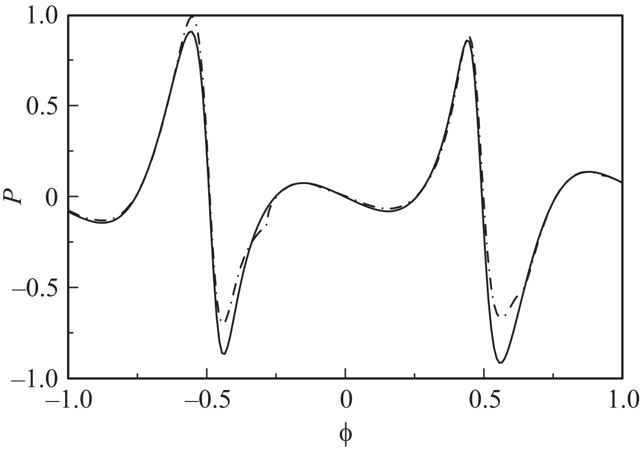

Рис. 9. Коэффициент спиновой поляризации баллистического тока в отсутствие излучения (сплошная линия) и при его наличии (штрихпунктир). Вблизи точки $\phi = -0.5$ взаимодействие с излучением приводит к росту одного из максимумов P до единицы; $\rho = 33$ nm, $\lambda\rho = 0$, $\mu_1 = 2$ meV, $\mu_2 = 1.5$ meV, $\alpha = 1.51 \cdot 10^6$ cm/s, $g^* = 2$, $m^* = 0.067 m_e$, $T = 1$ K. Параметры излучения: $E_0 = 1.5 \cdot 10^3$ V/m, $\hbar\omega = 2\varepsilon$, $s = 1$, $N = 1$.

Для неравновесных электронных состояний на кольце, возникших под действием излучения, не выполняется условие деструктивной интерференции вблизи точки $\phi = \pm 0.5$. Следствием этого является отличная от невозмущенного случая зависимость токов от магнитного потока через кольцо (рис. 5). Зеемановское взаимодействие влияет как на спектр кольца, так и на амплитуду оптических переходов, оказывая существенное влияние на величину токов (22) при больших значениях магнитного потока (рис. 6). При увеличении константы спин-орбитальной связи растут резонансные частоты переходов между уровнями кольца, что приводит к смещению максимумов тока в область более высоких частот (рис. 7).

Численный анализ зависимостей показывает, что для колец радиусом 20–50 nm величина токов (21) пропорциональна мощности излучения вплоть до значений амплитуд электрического поля $E_0 \sim (1-1.5) \cdot 10^3$ V/m. При этом в системе (13) можно оборвать цепочку уравнений на первых членах, ограничившись учетом взаимодействия с излучением в первом порядке. При дальнейшем росте E_0 учет высших порядков может оказывать существенное влияние на токи (рис. 8).

Взаимодействие с излучением оказывает на баллистический ток наибольшее влияние при близких к $\phi_{\min}$ значениях магнитного потока, значительно меняя величину максимумов коэффициента спиновой поляризации. При $\phi \sim \phi_{\min}$ путем изменения мощности излучения можно обратить в нуль одну из поляризованных компонент тока, получив 100% спиновую фильтрацию рис. 9.

5. Заключение

В работе проведен расчет фотоиндуцированного спинового тока в центросимметричной системе, состоящей из одномерного квантового кольца Рашбы с присоединенными проводниками. Ток выражается через коэффициенты отражения и прохождения электрона с учетом неупругого взаимодействия с излучением. Он пропорционален интенсивности излучения при напряженности амплитуды электрического поля излучения в пределах $(1-1.5) \cdot 10^3$ V/m для колец малого радиуса и сложным образом зависит от величины магнитного потока через кольцо и константы спин-орбитальной связи. Переноса заряда в центросимметричной системе в отсутствие разности потенциалов не происходит. При наличии разности потенциалов взаимодействие с излучением может существенно повысить эффективность спиновой фильтрации баллистического тока.

Список литературы

[1] V. Moldovaenu, B. Tanatar. Phys. Rev. B **81**, 035326 (2010).
[2] S.K. Maiti. Lett. A **379**, 361 (2015).
[3] L.-X. Zhai, Y. Wang, J.-J. Liu. Phys. Lett. A **374**, 4548 (2010).
[4] M. Lee, C. Bruder. Phys. Rev. B **73**, 085315 (2006).
[5] L. Eslami, M. Esmaeilzadeh. J. Applied. Phys. **115**, 084307 (2014).
[6] M.P. Nowak, B. Szafran, F.M. Peeters. Phys. Rev. B **84**, 235319 (2011).
[7] F.E. Meijer, A.F. Morpurgo, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. B **66**, 033107 (2002).
[8] E. Zhang, S. Zhang, Q. Wang. Phys. Rev. B **75**, 085308 (2007).
[9] Y.V. Pershin, C. Piermarocchi. Phys. Rev. B **75**, 035326 (2007).
[10] J. Hubner, W.W. Ruhle, M. Klude, D. Hommel, R.D.R. Bhat, J.E. Sipe, H.M. van Driel. Phys. Rev. Lett. **90**, 216601 (2003).
[11] С.А. Тарасенко, Е.Л. Ивченко. Письма в ЖЭТФ **81**, 292 (2005).
[12] E.Ya. Sherman, A. Najmaie, J.E. Sipe. Appl. Phys. Lett. **86**, 122103 (2005).
[13] S.D. Ganichev, W. Prettl. J. Phys.: Condens. Matter **15**, R935 (2003).
[14] M. Nita, D.C. Marinescu, A. Manolescu, V. Gudmundsson. Phys. Rev. B **83**, 155427 (2011).
[15] L. Zhang, J. Wang. Commun. Theor. Phys. **55**, 709 (2011).
[16] B.H. Wu, J.C.Cao. Phys. Rev. B **75**, 113303. (2007).
[17] R. Citro, F. Romeo. Phys. Rev. B **73**, 233 304 (2006).
[18] А.А. Григорькин, С.М. Дунаевский, М.А. Пятаев. ФТТ **57**, 578 (2015).
[19] P.M. Shmakov, A.P. Dmitriev, V.Yu. Kachorovskii. Phys. Rev. B **85**, 075422 (2012).
[20] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Письма в ЖЭТФ **78**, 249 (2003).
[21] J. Splettstoesser, M.Governal, U. Zulicke. Phys. Rev. B **68**, 165341 (2003).