

Новый механизм спин-гальванического эффекта

Л. Е. Голуб¹⁾

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

Поступила в редакцию 5 марта 2007 г.

Предложен механизм спин-гальванического эффекта, обусловленный спин-зависимым рассеянием. Электрический ток в системе спин-поляризованных двумерных носителей создается в результате интерференции процессов рассеяния с сохранением спина и процессов спиновой релаксации. Спин-гальванический эффект изучен для гетероструктур, в которых спиновая релаксация идет по механизмам Эллиота-Яфета и Дьяконова-Переля. Показано, что рассмотренный вклад в спин-гальванический ток может доминировать в асимметричных квантовых ямах A_3B_5 .

PACS: 71.70.Ej, 72.10.-d, 72.25.-b, 73.21.Fg, 73.50.Pz

1. Введение. Спин-орбитальное взаимодействие в двумерных полупроводниковых системах привлекает внимание в связи с тем, что позволяет воздействовать на спиновые степени свободы электромагнитным полем, а также приводит к новым электрическим и оптическим эффектам в системах с неравновесным спином. Одним из ярких примеров является спин-гальванический эффект – возникновение электрического тока в системе ориентированных по спину носителей заряда [1]. Феноменологически это явление описывается соотношением

$$\mathbf{j} = \hat{\mathbf{Q}} \mathbf{s}. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{j} – плотность электрического тока, \mathbf{s} – неравновесный спин, а $\hat{\mathbf{Q}}$ – псевдотензор второго ранга. Спин-гальванический эффект возможен только в гибридных системах.

Мы рассмотрим наиболее актуальный случай двумерных электронов в гетероструктурах, выращенных из полупроводников A_3B_5 в направлении $z \parallel [001]$. Существующая модель спин-гальванического эффекта базируется на спин-орбитальном расщеплении энергетического спектра носителей [2]. Однако в гетероструктурах спин-орбитальное взаимодействие вносит поправки не только в энергетический спектр, но и в амплитуду рассеяния частиц. Матричный элемент упругого рассеяния содержит слагаемые, линейные по волновому вектору электрона [3, 4]:

$$V_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} = V_0 + \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \sigma_\alpha (k_\beta + k'_\beta). \quad (2)$$

Здесь V_0 – не зависящая от спина часть матричного элемента, \mathbf{k} и \mathbf{k}' – волновые векторы до и после рас-

сеяния, $V_{\alpha\beta}$ – элементы псевдотензора второго ранга, а σ_α – матрицы Паули ($\alpha, \beta = x, y$).

В изучаемых системах линейные по импульсу слагаемые в матричном элементе рассеяния возникают в силу двух причин: структурно-инверсионной асимметрии (SIA) и объемно-инверсионной асимметрии (BIA). В обоих случаях у $V_{\alpha\beta}$ отличны от нуля элементы V_{xy} и V_{yx} . Здесь и далее оси в плоскости структуры выбираются как $x \parallel [1\bar{1}0]$, $y \parallel [110]$. Если доминирует SIA, то $V_{xy} = -V_{yx}$, а если BIA, то $V_{xy} = V_{yx}$. В случае, когда присутствуют оба типа асимметрий, V_{xy} и V_{yx} являются независимыми.

Недавно было показано [4], что спин-зависимое рассеяние (2) приводит к спиновой ориентации свободных носителей электрическим током. В данной работе демонстрируется, что существует эквивалентный механизм и для спин-гальванического эффекта. Оценка показывает, что вклад в электрический ток, возникающий за счет спин-зависимых поправок к рассеянию (2), может доминировать в асимметричных квантовых ямах на основе A_3B_5 .

2. Микроскопическая модель. Спин-гальванический эффект возникает благодаря поправкам к вероятности упругого рассеяния, обусловленным спин- зависимыми слагаемыми в (2). С учетом этих поправок для электронов, имеющих проекции спина на ось x , равные $\pm 1/2$, вероятности рассеяния с сохранением спина различаются:

$$W_{sc}^\pm \propto V_0^2 \pm 2V_0 V_{xy} (k_y + k'_y). \quad (3)$$

Отсюда видно, что электроны со спином вдоль оси x более часто рассеиваются в верхней полуплоскости (где $k_y, k'_y > 0$), а со спином против оси x – в нижней (здесь для определенности предполагается, что V_0 и V_{xy} имеют одинаковый знак). Это различие проиллюстрировано на рис.1.

¹⁾e-mail: golub@coherent.ioffe.ru

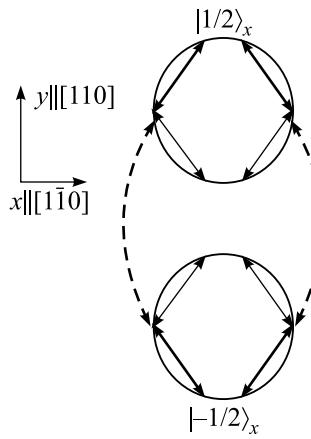


Рис.1. Вероятности спин- зависимого рассеяния. Круги изображают изоэнергетические поверхности для состояний $|1/2\rangle_x$ и $|-1/2\rangle_x$. Сплошные стрелки показывают процессы рассеяния с сохранением спина. Более толстые стрелки обозначают более вероятные переходы. Штриховые стрелки показывают наиболее вероятные процессы с переворотом спина

Спин-зависимое рассеяние (2) приводит также к процессам с переворотом спина. Именно линейные по волновому вектору слагаемые в матричном элементе рассеяния описывают спиновую релаксацию по механизму Эллиота-Яфета в двумерном случае [3]. Вероятность рассеяния с переворотом спина, направленного вдоль оси x , определяется величиной V_{yx} :

$$W_{sf} \propto V_{yx}^2 (k_x + k'_x)^2. \quad (4)$$

Это выражение показывает, что наиболее часто спин переворачивают электроны, находящиеся на экваторе изоэнергетической поверхности (имеющие максимальное $|k_x + k'_x|$ при фиксированном k), см. рис.1.

Сочетание этих двух факторов — анизотропии рассеяния с сохранением (3) и с переворотом спина (4), приводит к спин-гальваническому эффекту. При создании спиновой поляризации, например когда рождаются электроны со спинами, ориентированными по оси x , процессы с переворотом спина приводят к уменьшению заселенности состояний $|1/2\rangle_x$ вблизи экватора и к появлению электронов на экваторе в подзоне $|-1/2\rangle_x$ — см. рис.2.

При таких анизотропных заселенностях спиновых состояний рассеяние с сохранением спина приводит к электрическому току: рассеяние внутри подзон идет, согласно (3), таким образом, что носители в состояниях $|1/2\rangle_x$ уходят чаще с северного полюса на экватор, чем с южного, в то время как электроны в подзоне $|-1/2\rangle_x$ чаще рассеиваются с экватора вниз, чем вверх. В результате в обеих подзонах генериру-

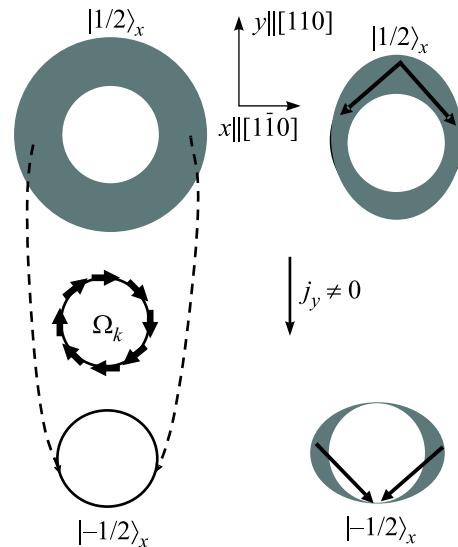


Рис.2. Механизм спин-гальванического эффекта. При генерации частиц в подзоне $|1/2\rangle_x$ более вероятные процессы с переворотом спина (штриховые стрелки) приводят к анизотропным заселенностям подзон, изображенным справа. То же происходит при спиновой прецессии с анизотропной частотой Ω_k . Более вероятные процессы с сохранением спина (сплошные стрелки справа) приводят к потоку частиц вниз в обеих подзонах, то есть к току j_y

ется поток частиц в сторону южного полюса, то есть электрический ток вдоль оси y , см. рис.2.

В гетероструктурах A_3B_5 спиновая релаксация может идти и по механизму Дьяконова-Переля. При этом спины электронов врачаются в эффективном магнитном поле с угловой скоростью Ω_k , зависящей от величины и направления вектора k . Если, например, спиновая прецессия вызвана SIA, то Ω_k направлена перпендикулярно k (см. рис.2). При этом спины электронов, находящихся на полюсах изоэнергетической поверхности $|1/2\rangle_x$, вращения не испытывают, в то время как электроны на экваторе эффективно переворачивают спин. В результате также образуется анизотропия в заселенности спиновых подзон, представленная на рис.2 справа. Как и в предыдущем случае, такая анизотропия приводит к генерации электрического тока.²⁾

Для обоих механизмов анизотропное распределение в подзонах создается за соответствующее время спиновой релаксации τ_s , а исчезает за время релаксации импульса τ_p . Поэтому количество анизотропно распределенных частиц есть $s \tau_p / \tau_s$, где s —

²⁾ Более строго следовало бы рассмотреть еще состояния со спином по и против оси y , заселяемые в результате прецессии. Они вносят такой же вклад в электрический ток.

плотность спина. Доля электронов, вносящих вклад в ток, определяется разницей в вероятностях спинсохраняющего рассеяния, то есть, согласно (3), величиной $V_{xy}k/V_0$. Отсюда следует оценка для спин-гальванического тока:

$$j \sim e s v_F \frac{V_{xy} k_F}{V_0} \frac{\tau_p}{\tau_s}. \quad (5)$$

Здесь e – заряд электрона, а k_F и v_F – волновой вектор и скорость частиц на поверхности Ферми. Мы предполагаем, что равновесное распределение частиц по энергии устанавливается до начала спиновой релаксации. Из выражения (5) видно, что спин-гальванический эффект возникает в третьем порядке по спин-орбитальному взаимодействию.

3. Теория. Спин-зависимые эффекты описываются спиновой матрицей плотности $\rho_{\mathbf{k}}$. В стационарной ситуации она удовлетворяет уравнению

$$\frac{i}{\hbar} [H_{so}, \rho_{\mathbf{k}}] = St[\rho_{\mathbf{k}}] + \mathbf{G} \cdot \boldsymbol{\sigma}. \quad (6)$$

Здесь H_{so} – вклад спин-орбитального взаимодействия в гамильтониан, \mathbf{G} – темп генерации спина, а $St[\rho_{\mathbf{k}}]$ – интеграл упругих столкновений. С учетом зависимости амплитуды рассеяния от спина он имеет вид [2, 3]

$$St[\rho_{\mathbf{k}}] = \frac{\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}'} (2V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \rho_{\mathbf{k}'} V_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} - \rho_{\mathbf{k}} V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} V_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} - V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} V_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} \rho_{\mathbf{k}}) \delta(E_k - E_{k'}). \quad (7)$$

Здесь $E_k = (\hbar k)^2/2m$ – энергия электрона, а m – эффективная масса. В (7) пренебрегается спиновым расщеплением спектра по сравнению с кинетической энергией E_k .

Матрицу плотности удобно представить в виде

$$\rho_{\mathbf{k}} = [f_0(E_k) + \delta f(\mathbf{k})]I + [\mathbf{S}(E_k) + \delta \mathbf{S}(\mathbf{k})] \cdot \boldsymbol{\sigma}. \quad (8)$$

Здесь I – единичная матрица 2×2 , f_0 – фермиевская функция распределения, $\mathbf{S}(E_k)$ – спиновая плотность электронов с энергией E_k , а $\delta \mathbf{S}(\mathbf{k})$ и $\delta f(\mathbf{k})$ – анизотропные поправки, вызванные спиновой релаксацией и спин- зависимым рассеянием (2). Из (6) следует, что они связаны между собой следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\delta f(\mathbf{k})}{\tau_p} = \\ = \frac{4\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}'} V_0 V_{\alpha\beta} (k_\beta + k'_\beta) [\delta S_\alpha(\mathbf{k}') - \delta S_\alpha(\mathbf{k})] \delta(E_k - E_{k'}). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь время релаксации импульса определяется бесспиновой частью амплитуды рассеяния V_0 , которая

предполагается не зависящей от направлений \mathbf{k} и \mathbf{k}' : $\tau_p = \hbar^3/m V_0^2$.

Плотность электрического тока вычисляется обычным образом:

$$\mathbf{j} = 2 \sum_{\mathbf{k}} e \frac{\hbar \mathbf{k}}{m} \delta f(\mathbf{k}), \quad (10)$$

где двойка учитывает суммирование по спиновым подзонам.

Из уравнений (9) и (10) видно, что созданное в процессе спиновой релаксации анизотропное распределение $\delta \mathbf{S}(\mathbf{k})$ приводит с помощью линейных по импульсам слагаемых (2) к электрическому току. Ниже мы рассмотрим такой механизм спин-гальванического эффекта для обоих возможных сценариев спиновой релаксации: Эллиота–Яфета и Дьяконова–Переля.

3.1. Спиновая релаксация по механизму Эллиота–Яфета. При данном механизме спиновой релаксации потери спина происходят при рассеянии. Они полностью описываются слагаемыми (2) и не требуют учета спин-орбитального взаимодействия в гамильтониане. Поэтому в уравнении (6) мы полагаем $H_{so} = 0$. Считая спин-зависимое рассеяние слабым ($V_{\alpha\beta} \ll V_0$), а генерацию спина изотропной, из уравнений (6)–(8) получим спиновую плотность электронов с энергией E_k :

$$S_x(E_k) = G_x \tau_{sx}, \quad S_y(E_k) = G_y \tau_{sy}.$$

Здесь введены времена спиновой релаксации по механизму Эллиота–Яфета

$$\frac{1}{\tau_{sx}} = 2(V_{yx} k)^2 \frac{m}{\hbar^3}, \quad \frac{1}{\tau_{sy}} = 2(V_{xy} k)^2 \frac{m}{\hbar^3}. \quad (11)$$

Для анизотропной части спиновой плотности $\delta \mathbf{S}(\mathbf{k})$ при этом имеем:

$$\begin{aligned} \delta S_x(\mathbf{k}) &= - \left(\frac{V_{yx} k}{V_0} \right)^2 S_x \cos 2\varphi + \frac{V_{xy} V_{yx} k^2}{V_0^2} S_y \sin 2\varphi, \\ \delta S_y(\mathbf{k}) &= \left(\frac{V_{xy} k}{V_0} \right)^2 S_y \cos 2\varphi + \frac{V_{xy} V_{yx} k^2}{V_0^2} S_x \sin 2\varphi, \end{aligned} \quad (12)$$

где φ – угол между вектором \mathbf{k} и осью $x \parallel [1\bar{1}0]$.

Вычисление по формулам (9), (10) дает выражение для спин-гальванического тока:

$$\begin{aligned} j_x &= -2ev_F s_y \frac{V_{yx} V_{xy}^2 k_F^3}{V_0^3}, \\ j_y &= -2ev_F s_x \frac{V_{xy} V_{yx}^2 k_F^3}{V_0^3}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь полный спин системы есть $\mathbf{s} = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{S}(E_k)$. С учетом (11) эти формулы также могут быть представлены в виде (5).

Если доминирует SIA, то $V_{xy} = -V_{yx}$, и спин-гальванический ток есть

$$\begin{aligned} j_x^{\text{SIA}} &= 2ev_F s_y \left(\frac{V_{xy} k_F}{V_0} \right)^3, \\ j_y^{\text{SIA}} &= -2ev_F s_x \left(\frac{V_{xy} k_F}{V_0} \right)^3, \end{aligned} \quad (14)$$

а если доминирует BIA, то $V_{xy} = V_{yx}$, и

$$j_{x,y}^{\text{BIA}} = -2ev_F s_{y,x} \left(\frac{V_{xy} k_F}{V_0} \right)^3. \quad (15)$$

Видно, что \mathbf{j}^{SIA} перпендикулярен \mathbf{s} при любом направлении последнего, а \mathbf{j}^{BIA} – только когда спин ориентирован вдоль осей $x \parallel [1\bar{1}0]$ или $y \parallel [110]$. Эти выводы согласуются с общим симметрийным анализом направлений спин-гальванического тока [2, 5].

Отметим, что рассеяние с переворотом спина моттовского типа $V_{k'k} \propto \sigma \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{k}')$ не приводит к спин-гальваническому эффекту. Такие процессы оставляют спиновую плотность изотропной, поэтому направленное движение носителей с помощью слагаемых (2) не создается.

3.2. Спиновая релаксация по механизму Дьяконова–Переля. При этом механизме релаксация спина происходит в результате прецессии в эффективном магнитном поле. Частота прецессии спина электрона с волновым вектором \mathbf{k} определяется из соотношения $H_{so} = \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}$. В рассматриваемом случае (001) квантовых ям вектор $\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}$ лежит в плоскости структуры (x, y) и имеет вид

$$\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}} = (\Omega_1 \sin \varphi, \Omega_2 \cos \varphi). \quad (16)$$

При рассмотрении спиновой релаксации по механизму Дьяконова–Переля спин-зависимые поправки к рассеянию учитывать не нужно. Поэтому уравнение (6) принимает вид

$$(\mathbf{S} + \delta\mathbf{S}) \times \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}} = -\frac{\delta\mathbf{S}}{\tau_p} + \mathbf{G}. \quad (17)$$

Его решение дает для анизотропной части спиновой плотности

$$\delta\mathbf{S} = \frac{\mathbf{F} + \tau_p \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}} \times \mathbf{F} + \tau_p^2 \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}} (\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{F})}{1 + (\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}} \tau_p)^2}, \quad (18)$$

где $\mathbf{F} = \tau_p (\mathbf{G} + \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}} \times \mathbf{S})$. Средняя спиновая плотность при этом есть

$$S_{x,y} = \frac{G_{x,y} \tau_p}{\sqrt{(1+\Omega_1^2 \tau_p^2)(1+\Omega_2^2 \tau_p^2)[1+(\Omega_{1,2} \tau_p)^2(1 \mp \xi)/2]^{-1}-1}},$$

где

$$\xi = \frac{2 \left[\sqrt{(1+\Omega_1^2 \tau_p^2)(1+\Omega_2^2 \tau_p^2)} - 1 \right] - (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) \tau_p^2}{(\Omega_1^2 - \Omega_2^2) \tau_p^2}.$$

Анизотропная спиновая плотность (18) дает, согласно формулам (9), (10), электрический ток

$$\begin{aligned} j_x &= -ev_F s_y \times \\ &\frac{V_{yx} k_F [(\Omega_2 \tau_p)^2 (1+\xi)^2 + 4\xi] + V_{xy} k_F \Omega_1 \Omega_2 \tau_p^2 (1-\xi^2)}{2V_0 [1 + (\Omega_2 \tau_p)^2 (1 + \xi)/2]}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} j_y &= -ev_F s_x \times \\ &\frac{V_{xy} k_F [(\Omega_1 \tau_p)^2 (1-\xi)^2 - 4\xi] + V_{yx} k_F \Omega_1 \Omega_2 \tau_p^2 (1-\xi^2)}{2V_0 [1 + (\Omega_1 \tau_p)^2 (1 - \xi)/2]}. \end{aligned}$$

Выражения (19) справедливы при любом соотношении BIA и SIA вкладов в частоту прецессии и в матричные элементы рассеяния. Если в системе доминирует SIA, то $V_{yx} = -V_{xy}$, $\Omega_1 = -\Omega_2 \equiv \Omega$, и из (19) имеем:

$$\begin{aligned} j_x^{\text{SIA}} &= ev_F s_y \frac{V_{xy} k_F}{V_0} \frac{(\Omega \tau_p)^2}{1 + (\Omega \tau_p)^2/2}, \\ j_y^{\text{SIA}} &= -ev_F s_x \frac{V_{xy} k_F}{V_0} \frac{(\Omega \tau_p)^2}{1 + (\Omega \tau_p)^2/2}, \end{aligned} \quad (20)$$

а если BIA, то $V_{xy} = V_{yx}$, $\Omega_1 = \Omega_2 \equiv \Omega$, и

$$j_{x,y}^{\text{BIA}} = -ev_F s_{y,x} \frac{V_{xy} k_F}{V_0} \frac{(\Omega \tau_p)^2}{1 + (\Omega \tau_p)^2/2}. \quad (21)$$

В предельном случае медленной спиновой прецессии, когда $\Omega_{1,2} \tau_p \ll 1$, выражения для тока (19) также упрощаются:

$$\begin{aligned} j_x &= -ev_F s_y \frac{V_{yx} k_F (\Omega_2 \tau_p)^2 + V_{xy} k_F \Omega_1 \Omega_2 \tau_p^2}{2V_0}, \\ j_y &= -ev_F s_x \frac{V_{xy} k_F (\Omega_1 \tau_p)^2 + V_{yx} k_F \Omega_1 \Omega_2 \tau_p^2}{2V_0}. \end{aligned} \quad (22)$$

Эти формулы можно привести к виду (5), если ввести времена спиновой релаксации по механизму Дьяконова–Переля $\tau_{sx}^{DP} = 2/\Omega_2^2 \tau_p$, $\tau_{sy}^{DP} = 2/\Omega_1^2 \tau_p$.

Из общего выражения (19) следует, что если в спин-зависимом рассеянии доминирует BIA, а в прецессии SIA ($V_{xy} = V_{yx}$, $\Omega_1 = -\Omega_2$) или наоборот, то спин-гальванического тока не возникает. В этом

случае ток, возникающий за счет спин-сохраняющего рассеяния состояний со спином вдоль оси x , изображенный на рис.2, полностью компенсируется вкладом от состояний со спином вдоль оси y , заселяющихся в результате прецессии.

Отметим также, что прецессия с частотой $\Omega_{\mathbf{k}} = \Omega_3(-\sin 3\varphi, \cos 3\varphi)$, обусловленная кубическими по импульсу слагаемыми в H_{so} , не приводит к спин-гальваническому эффекту. В этом случае анизотропная спиновая плотность создается, но она имеет вид $\delta S_{\mathbf{k}} \propto \exp(\pm 3i\varphi)$, что не может привести к электрическому току с помощью линейного по импульсу рассеяния (2).

4. Обсуждение результатов. Приведем оценку величины спин-гальванического тока. Выражение для V_{xy} при доминировании SIA в спин-зависимом рассеянии выведено в работе [3]. Из него следует, что

$$\frac{V_{xy}}{V_0} \sim \frac{\hbar^2}{mE_g} \frac{\Delta}{E_g} \frac{1}{a}.$$

Здесь E_g – ширина запрещенной зоны, Δ – спин-орбитальное расщепление валентной зоны, a – ширина квантовой ямы. Предполагается, что рассеяние происходит на точечных примесях, а SIA вызвана легированием одной половины квантовой ямы. Для $a = 100$ Å и зонных параметров, соответству-

ющих GaAs, $V_{xy}/V_0 \sim 10^{-8}$ см. При спиновой плотности $s \sim 10^{10}$ см $^{-2}$, $\tau_p/\tau_s = 10^{-2}$ и энергии Ферми $E_F = 10$ мэВ это дает спин-гальванический ток $j \sim 10^{-6}$ А/см. По сравнению с механизмом спин-гальванического эффекта, обусловленным расщеплением энергетического спектра, имеющим вид $\Delta E = \alpha k$ [2], обсуждаемый здесь механизм дает ток, отличающийся в $(V_{xy}/V_0)(E_F/\alpha)$ раз. Это отношение порядка единицы при вышеупомянутых параметрах и $\alpha k_F \sim 0.1$ мэВ. С увеличением E_F или при комнатной температуре вклад предложенного в данной работе механизма будет доминировать.

Автор благодарен М.М. Глазову и С.А. Тарасенко за полезные обсуждения. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, Фондом содействия отечественной науке.

1. S. D. Ganichev, E. L. Ivchenko, V. V. Bel'kov et al., *Nature* **417**, 153 (2002).
2. Е. Л. Ивченко, Ю. Б. Лянда-Геллер, Г. Е. Пикус, *ЖЭТФ* **98**, 989 (1990).
3. N. S. Averkiev, L. E. Golub, and M. Willander, *J. Phys. Cond. Matter* **13**, 271 (2002).
4. S. A. Tarasenko, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 233 (2006).
5. S. Giglberger, L. E. Golub, V. V. Bel'kov et al., *Phys. Rev. B* **75**, 035327 (2007).