

## ЦИРКУЛЯРНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГЕТЕРОВАРИЗОННОЙ СТРУКТУРЕ

Абакумов В. Н., Резников Б. И., Царенков Г. В.

Впервые исследован фотоэффект в гетероваризонной структуре, освещаемой циркулярно поляризованным монохроматическим светом. Рассмотрен ток, параллельный магнитному полю и перпендикулярный градиенту ширины запрещенной зоны. Полный ток  $J$  есть сумма двух составляющих: аномального тока Холла  $J_A$  и тока, обусловленного неоднородностью спиновой плотности  $J_B$ . Ток  $J$  зависит от пяти безразмерных параметров, определяемых энергией квантов  $\epsilon$ , величиной магнитного поля  $\omega$ , градиентом ширины запретной зоны  $\gamma$ , коэффициентом поглощения  $\tilde{\alpha}$  и скоростью рекомбинации на гетерогранице  $\gamma_d$ .

Показано, что спектр тока  $J_B(\epsilon)$  при неизменном магнитном поле есть периодическая затухающая знакопеременная функция энергии фотонов. Спектр  $|J_A(\epsilon)|$  — монотонно возрастающая функция, стремящаяся к асимптотическому значению снизу при больших  $\epsilon$ .

Полный ток  $J(\epsilon)$  — знакопеременная функция, проявляющая затухающие осцилляции вокруг асимптотического значения, пропорционального  $\gamma$ , и немонотонно зависящая от  $\omega$ . Длина волны колебаний растет с уменьшением  $\omega$  и увеличением  $\gamma$ . Декремент затухания уменьшается с ростом  $\gamma$  и уменьшением  $\omega$ . При оптимальных значениях  $\epsilon$ ,  $\gamma$  и  $\omega$  ток  $J$  равен нескольким единицам характерного масштаба  $J_*$ , пропорционального интенсивности излучения и константе спин-орбитального взаимодействия.

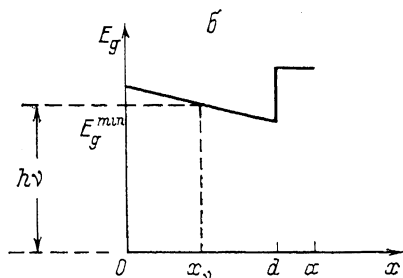
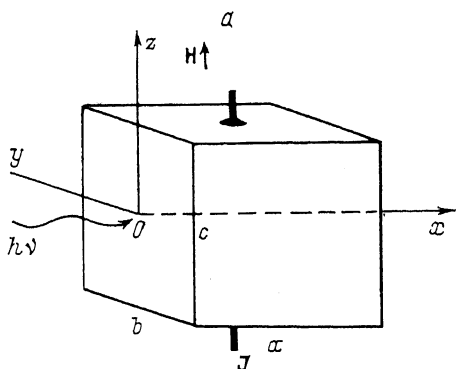
*Введение.* При наличии спиновой плотности электронов  $S$ , возбуждаемой, например, циркулярно поляризованным светом, и электрического поля  $E$  в полупроводнике возникает дополнительный поток носителей, плотность которого равна [1]

$$\mathbf{q} = -\beta [ES] - \delta \operatorname{rot} S. \quad (1)$$

Первое слагаемое определяет аномальный эффект Холла, второе обусловлено неоднородностью спиновой плотности. Оба слагаемых появляются за счет спин-орбитального взаимодействия, при этом между коэффициентами  $\beta$  и  $\delta$  имеется связь, которая в невырожденном полупроводнике имеет вид  $\delta = kT\beta/e$ . Явное выражение для  $\beta$  при рассеянии на заряженных примесях для полупроводников типа GaAs получено в [2]. Там же был исследован аномальный эффект Холла на поляризованных электронах в гомозонных полупроводниках, помещенных во внешнее электрическое поле. Ток, обусловленный неоднородностью спиновой плотности электронов в гомозонных структурах в магнитном поле, исследовался в [3]. Было показано, что при оптической ориентации электронных спинов перпендикулярно поверхности полупроводника в нем возникает электрический ток, направленный вдоль магнитного поля, приложенного параллельно поверхности полупроводника. Величина тока, определяемая неоднородностью  $S$ , созданной при поглощении света, в гомозонном полупроводнике уменьшается диффузией и неблагоприятным воздействием поверхностной рекомбинации. Вероятно, последнее обстоятельством и объясняется малая величина тока, полученная в эксперименте [4].

В варизонном полупроводнике за счет тянущего внутреннего поля можно получить значительные градиенты спиновой плотности и многократно усилить аномальный эффект Холла. Внутреннее поле из-за дрейфа носителей от поверхности снижает эффекты поверхностной рекомбинации, что приводит к существ-

Рис. 1. Схема эксперимента по изучению циркулярного фотогальванического эффекта (а) и профиль ширины запрещенной зоны (б) варизонной структуры.



венному увеличению тока, определяемого неоднородностью  $S$ . Благодаря возможности генерации спинов в любой точке варизонного кристалла появляется дополнительная зависимость токов от энергии фотонов.

Все эти обстоятельства делают актуальным количественное исследование циркулярного фотогальванического эффекта в варизонных полупроводниках, что и является целью настоящей работы.

## 1. Постановка задачи.

Определение фототока и спиновой плотности

1.1. Схема эксперимента по изучению циркулярного фотогальванического эффекта представлена на рис. 1, а, а профиль ширины запрещенной зоны, изменяющейся вдоль оси  $x$ , — на рис. 1, б. Образец (для определенности  $p$ -типа) помещен в магнитное поле  $H$  ( $O, O, H$ ). Циркулярно поляризованный свет падает перпендикулярно плоскости  $yz$ . Ток снимается с плоскостей  $z = \pm c/2$ . Его величина дается поверхностным интегралом от плотности тока электронов  $j_x = -eq_x$  по сечению образца плоскостью  $xy$ . Используя выражение для потока (1) и предполагая, что носители не генерируются в широкозонной части структуры и не попадают туда из-за большой величины барьера, получим

$$J = e\beta b E_x \int_0^d S_y dx + e\delta b [S_y(d) - S_y(0)], \quad (2)$$

где  $b$  — размер образца вдоль оси  $y$ ,

$$E_x = -\frac{1}{e} \left| \frac{dE_g}{dx} \right|.$$

Таким образом, вычисление тока сводится к нахождению распределения спиновой плотности  $S_y(x)$ . Первое слагаемое в (2) есть ток, обусловленный аномальным эффектом Холла в варизонном полупроводнике, второе — связано с неоднородностью спиновой плотности.

1.2. Уравнение непрерывности для спиновой плотности  $S$  в полупроводнике в стационарных условиях имеет вид [5]

$$\frac{dq_{x\beta}}{dx} - [\mathbf{\Omega} \times \mathbf{S}]_\beta + \frac{S_\beta}{T} = g_x \delta_{x\beta}, \quad (\beta = x, y). \quad (3)$$

Плотность спинового потока  $q_{x\beta}$  в варизонном полупроводнике [6] есть

$$q_{x\beta} = -D \frac{dS_\beta}{dx} + V_x S_\beta. \quad (4)$$

Здесь  $\Omega = \mu_B g \mathbf{H} / \hbar$  — угловая скорость прецессии спина вокруг магнитного поля  $\mathbf{H}$ ,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g$  — множитель Ланде, или  $g$ -фактор,  $T^{-1} = \tau^{-1} + \tau_s^{-1}$  ( $T$  — время жизни спиновой плотности, выраженное через время спиновой релаксации  $\tau_s$  и время жизни электронов  $\tau$ ),  $g_x$  — скорость генерации  $x$ -компоненты спина,  $\delta_{x\beta}$  — символ Кронекера. В формулу для  $q_{x\beta}$  (4) входят коэффициент диффузии спинов  $D$  (который считается совпадающим с коэффициентом диффузии электронов) и дрейфовая скорость неравновесных электронов  $V_x = v_n \frac{1}{e} |\nabla E_g|$ .

В выражении для потока (4) опущены слагаемые, пропорциональные спин-орбитальному взаимодействию, так как они дают вклад в ток (2), квадратичный по спин-орбитальному взаимодействию.

Заметим, что (4) справедливо при не слишком больших магнитных полях, когда  $\Omega \tau_p \ll 1$  ( $\tau_p$  — время релаксации электронов по импульсу), т. е. когда угол Холла мал.

Скорость генерации спинов циркулярно поляризованным светом представим в виде

$$g_x = g_0 \theta(x - x_0) e^{-\alpha(x - x_0)}, \quad (5)$$

где  $g_0 = s_0 \alpha I_s$  ( $s_0$  — средний спин фотовозбужденных электронов в момент рождения, равный  $1/4$  для полупроводников типа GaAs);  $\alpha$  — коэффициент поглощения, который полагается независимым от координаты;  $I_s$  — плотность потока фотонов, вошедших в образец;  $\theta(z) = 1$  при  $z > 0$  и  $\theta(z) = 0$  при  $z < 0$ ;  $x_0 = [E_g(0) - \hbar\nu] / |\nabla E_g|$  — координата плоскости, где  $E_g(x) = \hbar\nu$ .

Подставляя (4) в (3), вводя комплексную спиновую плотность  $S = S_x + iS_y$ , характерные длины  $L^2 = DT$ ,  $l = v_x T$  и безразмерную частоту  $\omega = \Omega T$ , получим

$$\frac{d^2 S}{dx^2} - \frac{l}{L^2} \frac{dS}{dx} - \frac{1 - i\omega}{L^2} S = -\frac{g_x}{D}. \quad (6)$$

В безразмерных переменных  $X = x/L$ ,  $\tilde{\alpha} = \alpha L$ ,  $X_0 = x_0/L$ ,  $\gamma = l/2L$  уравнение непрерывности для спиновой плотности

$$\tilde{S} = S/S_*, \quad S_* = g_0 T = s_0 \alpha T I_s;$$

примет вид

$$\frac{d^2 \tilde{S}}{dX^2} - 2\gamma \frac{d\tilde{S}}{dX} - (1 - i\omega) \tilde{S} = -\theta(X - X_0) e^{-\tilde{\alpha}(X - X_0)}. \quad (6a)$$

На границах  $x=0$  и  $x=d$  будем учитывать поверхностную рекомбинацию со скоростями  $s_r$  и  $s_d$  соответственно:

$$\begin{aligned} \left[ \frac{d\tilde{S}}{dX} - 2(\gamma + \gamma_r) \tilde{S} \right]_{X=0} &= 0, \\ \left[ \frac{d\tilde{S}}{dX} + 2(\gamma_d - \gamma) \tilde{S} \right]_{X=d} &= 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\gamma_r = \frac{s_r T}{2L}, \quad \gamma_d = \frac{s_d T}{2L}, \quad \tilde{d} = d/L.$$

1.3. Решение уравнения (6a) с граничными условиями (7) имеет вид

$$\tilde{S} = A_1 e^{k_1(X - X_0)} + B_1 e^{k_2(X - X_0)} \quad \text{при } X < X_0, \quad (8a)$$

$$\tilde{S} = A_2 e^{k_1(X - X_0)} + B_2 e^{k_2(X - X_0)} + C e^{-\tilde{\alpha}(X - X_0)} \quad \text{при } X > X_0, \quad (8b)$$

где

$$k_{1,2} = \gamma \pm \sqrt{\gamma^2 + 1 - i\omega} \quad (\text{Re} \sqrt{\gamma^2 + 1 - i\omega}) > 0, \quad (9)$$

$$C = -[\bar{\alpha}^2 + 2\bar{\alpha}\gamma - (1 - i\omega)]^{-1}. \quad (10)$$

Константы  $A_1, A_2, B_1, B_2$  являются функциями  $k_1, k_2, \bar{\alpha}, \bar{d} - X_y, X_x, \gamma, \gamma_d, \gamma_f$  и будут выписаны далее в частных случаях.

Полный ток (2) запишем в виде суммы двух слагаемых, обусловленных аномальным эффектом Холла  $J_A$  и неоднородностью спиновой плотности  $J_B$ :

$$\begin{aligned} J/J_* &= \bar{J} = \bar{J}_A + \bar{J}_B, \\ \bar{J}_A &= -2\gamma\bar{\alpha} \int_0^{\bar{d}} \bar{S}_y dX, \\ \bar{J}_B &= \bar{\alpha} [\bar{S}_y(\bar{d}) - \bar{S}_y(0)], \\ J_* &= e\delta s_0 b L I_x / D, \quad \bar{S}_y \equiv \text{Im} \bar{S}. \end{aligned} \quad (11)$$

## 2. Эффект неоднородности спиновой плотности

2.1. В данном разделе будет изучен ток  $J_B$ , обусловленный неоднородностью спиновой плотности. Для гомозонной структуры он рассматривался в [3]. Начнем анализ со случая, когда поглощение начинается сразу с поверхности, т. е.  $\hbar\nu \geq E_g(0)$ , что соответствует  $X_y = 0$ . Решение дается формулой (8б). Для полуограниченного гомозонного образца ( $\text{Re} k\bar{d} \gg 1$ ) оно имеет вид

$$\bar{S} = \frac{1}{\bar{\alpha}^2 - 1 + i\omega} \left[ \frac{\bar{\alpha} + 2\gamma_f}{k_H + 2\gamma_f} e^{-k_H X} - e^{-\bar{\alpha} X} \right], \quad (12)$$

где

$$k_H = \sqrt{1 - i\omega} \quad (\text{Re} k_H > 0).$$

Поскольку в отсутствие электрического поля вдоль оси  $x$ , ток  $J_A = 0$  ( $\gamma = 0$ ), полный ток совпадает с  $J_B$  и равен

$$\begin{aligned} \bar{J}_B &= -\bar{\alpha} \bar{S}_y(0) = \bar{\alpha} \frac{k''(\bar{\alpha} + 2\gamma_f) - \omega}{[(k' + \bar{\alpha})^2 + k''^2][(k' + 2\gamma_f)^2 + k''^2]}, \\ k' &= \sqrt{\frac{1}{2}(1 + \sqrt{1 + \omega^2})}, \quad k'' = -\frac{\omega}{2k'}. \end{aligned} \quad (13)$$

При  $\bar{\alpha}^2 \gg \max(1, \omega)$  — генерация в плоскости  $x=0$  и  $\gamma_f \ll \min(1, \omega)$  — отсутствие поверхностной рекомбинации, из (13) следует формула, полученная в [3]. Однако при скорости поверхностной рекомбинации  $s_f \sim 10^7$  см/с (что характерно для GaAs) величина  $\gamma_f \sim 10$ , и ток, обусловленный неоднородностью спиновой плотности, будет сильно подавлен [ $J_B \sim \gamma_f^{-1}$ , см (13)].

На рис. 2 изображена зависимость  $\bar{J}_B(\omega)$ , рассчитанная по формуле (13) при различных значениях  $\bar{\alpha}$  и двух значениях  $\gamma_f$ , равных 0 (сплошные кривые) и  $\gamma_f = 1$  (штриховые). Из рисунка видно, что приближение генерации в плоскости ( $\bar{\alpha} \rightarrow \infty$ ) завышает результат. Поверхностная рекомбинация (даже с относительно малой скоростью  $s_f \sim 10^6$  см/с) существенно понижает ток в максимуме, что и наблюдалось на  $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}$  [4], и сдвигает его положение в сторону более сильных магнитных полей.

Отсюда следует, что учет поверхностной рекомбинации и приближение генерации в плоскости сильно завышают ожидаемый эффект. Именно это об-

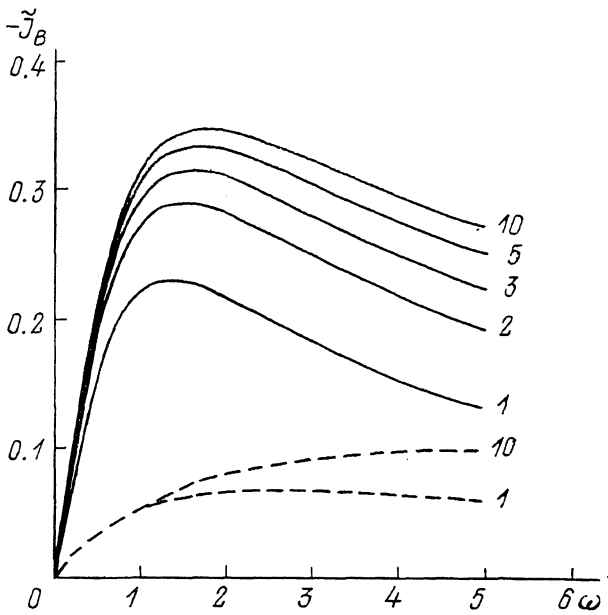


Рис. 2. Ток, обусловленный неоднородностью спиновой плотности в гомозонном полупроводнике.

Сплошные линии —  $\gamma_f=0$ , штриховые —  $\gamma_f=1$ . Значения параметра поглощения  $\bar{\alpha}$  даны на рисунке.

стоятельство заставляет рассматривать гетероваризонную структуру, для которой рекомбинация на границе  $x=0$  малосущественна при  $h\nu < E_g(0)$ , а скорость рекомбинации на гетерогранице  $x=d$  может быть довольно низкой ( $s_d \sim 10^4$  см/с).

2.2. Рассмотрим гетероваризонную структуру (рис. 1), освещаемую фотонами с  $h\nu < E_g(0)$ , так что генерация начинается достаточно далеко от поверхности. Это условие означает, что

$$X_v [2(\gamma^2 + 1 + \sqrt{(\gamma^2 + 1)^2 + \omega^2})]^{1/2} \gg 1. \quad (14)$$

В этом случае носители могут достичь поверхности только за счет диффузии против поля и, будучи сгенерированы в глубине образца, приходят к поверхности в ничтожном количестве [величина  $\tilde{S}(0)$  — экспоненциально мала].

При выполнении условия (14)

$$\tilde{S}(X=d) = \frac{e^{\xi_2(d-X_v)} - e^{-\bar{\alpha}(\bar{\alpha}-X_v)}}{(k_2 + \alpha)(-k_2 + 2\gamma_d)}. \quad (15)$$

Выделяя из (15) мнимую часть, получим выражение для тока, обусловленного неоднородностью спиновой плотности, когда генерация спинов происходит вдали от поверхности  $x=0$ ,

$$\bar{J}_B = \frac{\bar{\alpha}}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \left[ e^{-k\varepsilon/2\gamma} \sin\left(\frac{q\varepsilon}{2\gamma} + \varphi\right) - e^{-\bar{\alpha}\varepsilon/2\gamma} |\sin \varphi| \right], \quad (16)$$

$$\xi = (\bar{\alpha} - k)(2\gamma_d + k) + q^2, \quad (17a)$$

$$\eta = q(\bar{\alpha} - 2k - 2\gamma_d), \quad (17b)$$

$$\varphi = \arctg \eta/\xi, \quad \varepsilon = 2\gamma(\bar{\alpha} - X_v) = \frac{h\nu - E_g^{\min}}{kT}, \quad (17b)$$

$$k = -\operatorname{Re} k_2 = \sqrt{\frac{1}{2}(\gamma^2 + 1 + \sqrt{(\gamma^2 + 1)^2 + \omega^2})} - \gamma, \quad (17г)$$

$$q = \operatorname{Im} k_2 = \frac{\omega}{\sqrt{2(\gamma^2 + 1 + \sqrt{(\gamma^2 + 1)^2 + \omega^2})}}. \quad (17д)$$

Первое слагаемое в (16) описывает изменение спиновой плотности в результате прецессии спинов в магнитном поле, их дрейфа в тянущем варизонном поле, диффузии, а также гибель из-за объемной и поверхностной рекомбинаций. Величина  $q$  есть волновое число, описывающее гармоническое пространственное распределение спиновой плотности, величина  $k$  — декремент затухания, обратно пропорциональный диффузионно-дрейфовой длине по полю [6],  $\varphi$  — постоянная фаза поворота спина.

Второе слагаемое [см. также (15)] описывает уменьшение спиновой плотности из-за прохождения части света через образец без поглощения в варизонной области.

Ток  $\bar{J}_B$ , как следует из (16), зависит от пяти безразмерных величин: энергетического параметра  $\varepsilon$ , магнитного параметра  $\omega$ , параметра варизонности  $\gamma$ , параметра поглощения  $\tilde{\alpha}$ , параметра рекомбинации на гетерогранице  $\gamma_d$ .

Ввиду важности волнового числа  $q$  ( $\omega$ ,  $\gamma$ ) и декремента затухания  $k$  ( $\gamma$ ,  $\omega$ ) для описания поведения токов  $\bar{J}_A$ ,  $\bar{J}_B$  на рис. 3 приведены их зависимости от  $\omega$  при различных  $\gamma$  [формулы (17г), (17д)]. Из рисунка виден рост волнового числа (пропорционального угловой скорости вращения при малых  $\omega$ ) с ростом магнитного параметра  $\omega$ . При малых  $\gamma$  замечен рост декремента затухания  $k$  от  $\omega$ , что связано с увеличением диффузионного расплывания спинов при больших скоростях вращения. Наиболее существенно, что  $k$  сильно уменьшается с ростом  $\gamma$ , что означает переход к чисто дрейфовому переносу спинов.

2.3. Будем пренебрегать рекомбинацией на гетерогранице ( $\gamma_d=0$ ) и рассмотрим гипотетический случай генерации носителей в плоскости, когда  $\alpha\varepsilon/2\gamma \gg 1$ ,  $\tilde{\alpha} \gg 2k$ ,  $\tilde{\alpha} \gg q^2/k$  (длина поглощения много меньше всех характерных длин). В этом случае постоянная фаза и амплитуда зависят только от параметров  $\gamma$  и  $\omega$ , а выражение для  $\bar{J}_B$  упрощается:

$$\left. \begin{aligned} \bar{J}_B &= \frac{e^{-k\varepsilon/2\gamma}}{|k_2|} \sin \left[ \frac{q\varepsilon}{2\gamma} + \varphi \right], \\ \varphi &= \operatorname{arctg} q/k. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Максимально возможное значение тока достигается при малом затухании ( $k\varepsilon/2\gamma \ll 1$ ) и повороте спина на  $\pi/2$ , т. е.  $\frac{q\varepsilon}{2\gamma} + \varphi = \frac{\pi}{2}$ . В этом случае

$$\bar{J}_B \approx |k_2|^{-1}. \quad (19)$$

Сравним эту величину с максимально возможным током для гомозонного полупроводника, для которого

$$(\bar{J}_B^H)_{\max} = \left( \frac{k''}{|k_H|^2} \right)_{\max} = \frac{1}{2\sqrt{2}}, \quad (\omega^2 = 3).$$

При  $\omega \ll \gamma^2 + 1$  (что качественно означает, что диффузионное расплывание спинов за один оборот мал) по сравнению с характерной длиной  $L/q$  получаем оценку ( $\gamma \gg 1$ ):

$$\bar{J}_H^{\text{var}} / (\bar{J}_B^H)_{\max} \approx 2\gamma = l/L.$$

Таким образом, дрейф приводит к накоплению спинов в узкозонной части структуры, благодаря чему эффект может быть существенно увеличен по срав-

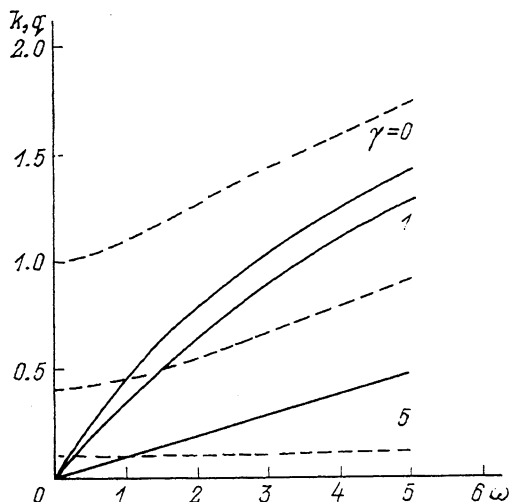


Рис. 3. Параметр затухания  $k$  (штриховые линии) и волновое число  $q$  (сплошные) в зависимости от  $\omega$  при различных  $\gamma$  (указаны на рисунке).

нению с максимально возможным в гомозонной структуре.

2.4. При экспериментальном исследовании циркулярного фотогальванического эффекта удобно снимать спектр тока  $\bar{J}_B(\epsilon)$ , где  $\epsilon = (\hbar\nu - E_g^{\min})/kT$ , при различных  $\omega$  для фиксированного  $\gamma$ .

На рис. 4 представлены спектры  $\bar{J}_B(\epsilon)$ , рассчитанные по формуле (16) при различных  $\omega$  для  $\gamma=0.5$  (рис. 4, а) и  $\gamma=5$  (рис. 4, б). Параметр поглощения  $\bar{\alpha}=2$ ; рекомбинация не учитывалась ( $\gamma_d=0$ ).

Видно, что  $\bar{J}_B$  — периодическая знакопеременная функция  $\epsilon$ , положения экстремумов которой сдвигаются влево с ростом  $\omega$ . Величина первого максимума  $\bar{J}_B^{\max}$  немонотонно зависит от  $\omega$ . При фиксированном  $\gamma$  наибольшее значение  $\bar{J}_B(\epsilon, \omega)$  достигается при  $\omega=1$ .

С увеличением  $\gamma$  из-за уменьшения затухания осцилляции при больших  $\omega$  выражены более явно; максимальное значение  $\bar{J}_B^{\max}$  увеличивается, а  $\epsilon_{\max}$  растет.

Следует отметить, что для наблюдения нескольких колебаний необходим значительно больший интервал  $\epsilon$ , что при фиксированном изменении ширины запретной зоны требует низких температур.

Дадим качественную трактовку некоторым отмеченным закономерностям и прежде всего характеру зависимости  $\bar{J}_B(\epsilon)$ . Малые  $\epsilon$  при фиксированном  $\gamma$  означают малую протяженность области генерации спинов [ $\epsilon=2\gamma(d-X_0)$ ], из-за чего  $\bar{J}_B(\epsilon)$  мало. С увеличением  $\epsilon$  область генерации расширяется и соответственно увеличивается количество генерируемых спинов. Ток  $\bar{J}_B(\epsilon)$  растет до тех пор, пока угол поворота среднего спина при  $x=d$  не переходит через  $\pi/2$ . При этих значениях  $\epsilon$  влияние второго слагаемого в (16) мало, и  $\bar{J}_B(\epsilon)$  ведет себя как затухающее гармоническое колебание.

Сдвиг положения экстремумов влево с увеличением  $\omega$  связан с ростом частоты вращения спинов ( $q \sim \omega$ ) и увеличением затухания  $k(\omega)$ .

Немонотонная зависимость  $\bar{J}_B^{\max}$  от  $\omega$  связана с осциллирующим характером  $J_B(\omega)$ , поскольку и период, и затухание зависят от  $\omega$ .

Увеличение «длины волны» колебаний  $\lambda_\epsilon = 4\pi\gamma/q$  с ростом  $\gamma$  при фиксированном  $\omega$  объясняется увеличением дрейфовой скорости носителей. Увеличение амплитуды колебаний с ростом  $\gamma$  происходит из-за накопления спинов в узкозонной части полупроводника.

### 3. Аномальный эффект Холла

В данном разделе будет изучен ток  $\bar{J}_A$ , обусловленный аномальным эффектом Холла [см. (11)]. Интегрируя  $\bar{S}$  с учетом решения (8а), (8б), получим для случая генерации, проходящей достаточно далеко от поверхности [см. (14)], выражение для тока

$$\bar{J}_A = 2\gamma \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{k_1 k_2} \left[ 1 - e^{-\bar{\alpha}\epsilon/2\gamma} - \frac{2\bar{\alpha}\gamma d}{(k_2 + \bar{\alpha})(2\gamma d - k_2)} (e^{k_2\epsilon/2\gamma} - e^{-\bar{\alpha}\epsilon/2\gamma}) \right] \right\}. \quad (20)$$

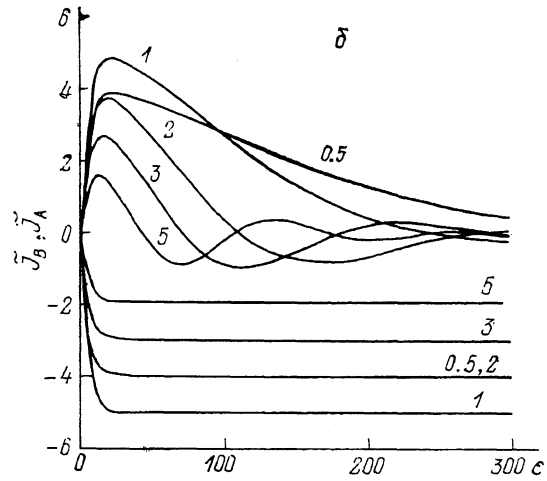
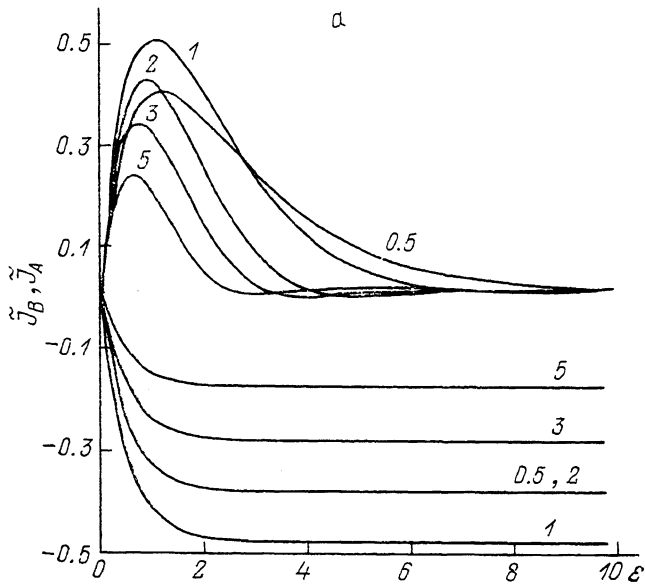


Рис. 4. Спектры токов  $\bar{J}_B$  (верхняя часть рисунка) и  $\bar{J}_A$  (нижняя часть рисунка) в гетероэваривонной структуре для  $\gamma=0.5$  (а) и  $\gamma=5$  (б).  
Значения магнитного параметра  $\omega$  даны на рисунке.

Выделяя мнимую часть, имеем

$$\bar{J}_A = -\frac{2\gamma\omega}{1+\omega^2} (1 - e^{-\bar{\alpha}z/2\gamma}) + \frac{4\gamma\gamma_d}{\sqrt{1+\omega^2}} \bar{J}_B(\varphi + \varphi_\omega), \quad (21)$$

где  $\bar{J}_B(\varphi + \varphi_\omega)$  дается (16) при замене фазы  $\varphi$  на  $\varphi + \varphi_\omega$ . Дополнительная фаза  $\varphi_\omega$  есть

$$\varphi_\omega = \text{arctg } \omega. \quad (22)$$

При отсутствии рекомбинации на гетерогранице второе слагаемое в (21) равно нулю, и ток  $\bar{J}_A$  описывается простой аналитической зависимостью от  $\varepsilon$ ,  $\omega$  и  $\gamma$ .



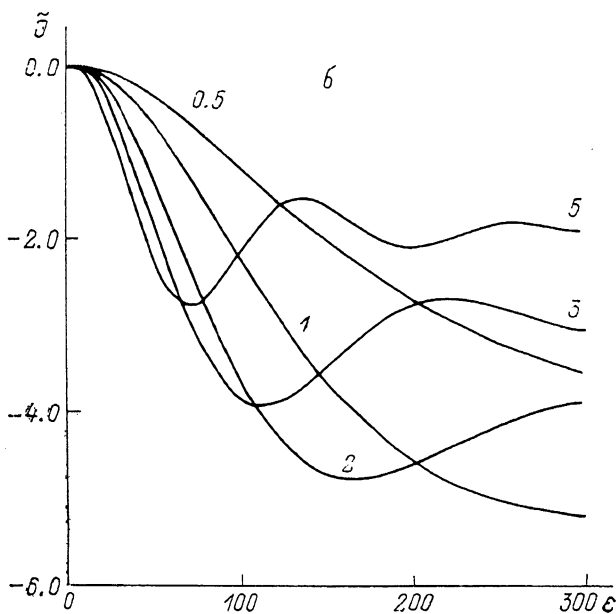
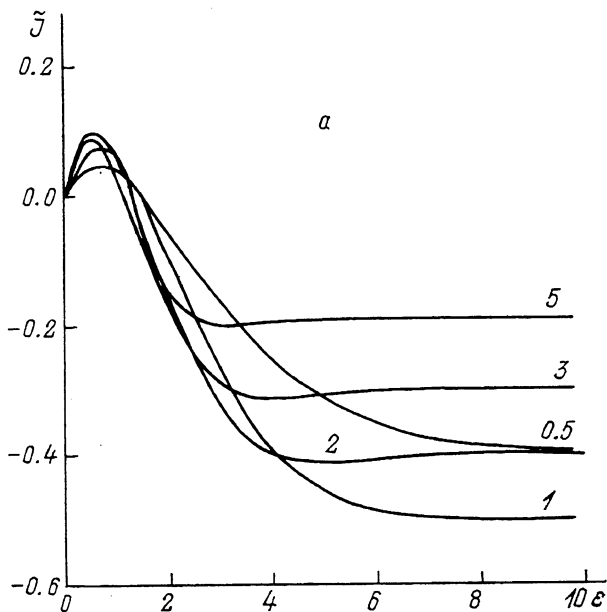


Рис. 5. Спектры полного тока для  $\gamma=0.5$  (а) и  $\gamma=5$  (б) при различных значениях магнитного параметра  $\omega$  (указаны на рисунке).

$$\gamma a = 0, \bar{a} = 2.$$

На рис. 4 (нижняя часть) показаны спектры  $\bar{J}_A(\epsilon)$ , рассчитанные по формуле (21) при различных  $\omega$  для  $\gamma=0.5$  (рис. 4, а) и  $\gamma=5$  (рис. 4, б). Параметр поглощения  $\bar{a}=2$ , рекомбинация на гетерогранице не учитывалась ( $\gamma_a=0$ ). Видно, что ток  $\bar{J}_A$  монотонно растет по абсолютной величине и при больших  $\epsilon$  ( $\alpha\epsilon/2\gamma \gg \gg 1$ ) стремится к асимптотическому значению  $\bar{J}_A^{as} = -2\gamma\omega/(1+\omega^2)$ . Максимум

$|\bar{J}_A|$  как функция  $\omega$  соответствует  $\omega=1$ , а при  $\omega=0.5$  и  $2$  кривые совпадают, так как  $\bar{J}_A(\omega)=\bar{J}_A(1/\omega)$ . С увеличением  $\gamma$  выход на асимптоту происходит при больших значениях  $\epsilon$ , а величина асимптоты, пропорциональная  $\gamma$ , увеличивается. Таким образом, максимально возможное значение  $|\bar{J}_A(\epsilon, \omega, \gamma)|=\gamma$ .

Знакопостоянный характер  $\bar{J}_A$  и его выход на асимптоту связаны с тем, что ток  $\bar{J}_A$  есть интеграл от затухающей осциллирующей функции. При учете рекомбинации на гетерогранице, как следует из (21), возможны небольшие колебания  $\bar{J}_A$  при приближении к асимптоте.

#### 4. Суммарный ток

Полный ток, который может наблюдаться в эксперименте, дается (11) и равен сумме токов, обусловленных аномальным эффектом Холла  $J_A$  и неоднородностью спиновой плотности  $J_B$ .

Существенно, что при  $q\epsilon/2\gamma + \varphi < \pi/2$  ток  $J_B > 0$ , и, поскольку  $J_A$  всегда меньше нуля, полный ток является разностью  $\bar{J} = \bar{J}_B - |J_A|$ . Спектр полного тока при различных  $\omega$  для  $\gamma=0.5$  (рис. 5, а) и  $\gamma=5$  (рис. 5, б) рассчитан по формулам (11), (16) и (21).

Из рис. 5, а видно, что при малых  $\gamma$  ток вначале положителен, растет, проходит через максимум, убывает в область отрицательных значений, проходит через минимум и стремится к асимптотическому значению  $J_A^*$  снизу. Величина  $\bar{J}_{max}$  немонотонно зависит от  $\omega$  и достигает значения  $\bar{J}_{max} \sim 0.1$ . Характерная энергия  $\epsilon_0$ , ограничивающая сверху область, где  $\bar{J} > 0$ , равна примерно единице и с увеличением  $\omega$  уменьшается.

С увеличением  $\gamma$  энергия  $\epsilon_0$  увеличивается, а амплитуда  $\bar{J}_{max}$  уменьшается, и при  $\gamma=5$  (рис. 5, б) вся область, где  $\bar{J} > 0$ , становится практически неразличимой.

Колебания  $\bar{J}_B$ , проявляющиеся при больших  $\gamma$  (из-за уменьшения затухания), отчетливо видны и на зависимости полного тока  $\bar{J}(\epsilon)$ . При этом для больших значений  $\epsilon$  ( $\tilde{\alpha}\epsilon/2\gamma \gg 1$ ) ток  $\bar{J}(\epsilon)$  колеблется около асимптотического значения.

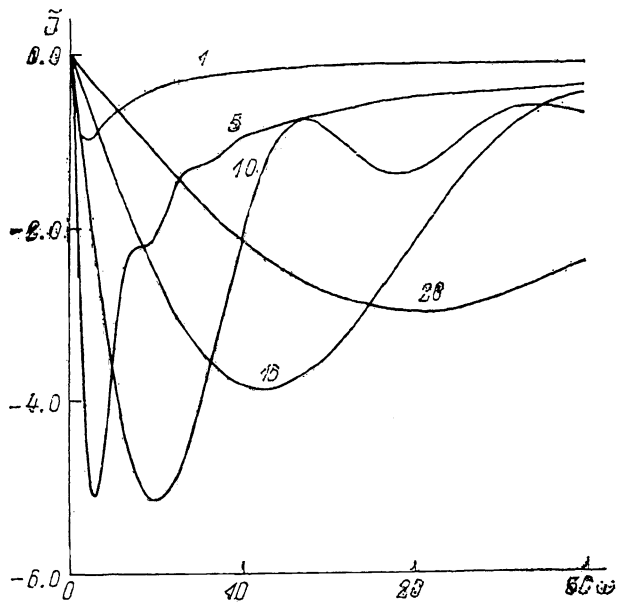


Рис. 6. Зависимость полного тока  $\bar{J}$  от магнитного параметра  $\omega$  для различных значений  $\gamma$  (указаны на рисунке) при  $\epsilon=200$ .

чения  $\bar{J}_A^{as}$ . Число колебаний в заданном интервале  $\epsilon$  растет с увеличением  $\omega$ , а степень их затухания уменьшается с увеличением  $\gamma$ .

Отметим, что с увеличением  $\omega$  положения экстремумов  $\bar{J}(\epsilon)$  сдвигаются влево, и  $\bar{J}$ , как и  $\bar{J}_A$ , — немонотонная функция  $\omega$ .

Представляет также интерес зависимость полного тока от магнитного поля при фиксированной энергии квантов. Эта зависимость изображена на рис. 6 для различных значений  $\gamma$ . Из рисунка видна немонотонная (и даже осциллирующая) зависимость полного тока от  $\omega$ . Зависимость  $J$  от  $\gamma$  также немонотонна. Это означает, что при фиксированных значениях энергии квантов существуют оптимальные значения параметров варизонности и магнитного поля, при которых величина полного тока максимальна. При принятом значении  $\epsilon$  она составляет несколько единиц  $J_*$ , а сами оптимальные значения параметров  $\omega$  и  $\gamma$  лежат в интервалах  $\omega \in (2 \div 5)$ ,  $\gamma \in (5 \div 10)$ .

Из рис. 5, 6 и 6 видно, что зависимости  $J(\epsilon, \omega, \gamma)$  весьма разнообразны и обладают рядом характерных особенностей. В частности, положения и величина экстремумов полного тока могут быть использованы для определения параметров материала.

#### Список литературы

- [1] Дьяконов М. И., Перель В. И. // Письма ЖЭТФ. 1971. Т. 13. В. 11. С. 657—660.
- [2] Абакумов В. Н., Ясевич И. Н. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. В. 6 (12). С. 2571—2579.
- [3] Аверкиев Н. С., Дьяконов М. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 4. С. 629—632.
- [4] Бакун А. А., Захарченя Б. П., Рогачев А. А., Ткачук М. Н., Флейшер В. Г. // Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 41. В. 11. С. 464—466.
- [5] Dyakonov M. I., Perel V. I. // Phys. Lett. 1971. V. 35A. N 6. P. 459—460.
- [6] Волков А. С., Царенков Г. В. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 9. С. 1709—1717.

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

Получена 26.07.1991  
Принята к печати 31.07.1991