

- [1] Амиров Р. Х., Зудеев О. Г. — ФТП, 1986, т. 20, в. 10, с. 1921—1925.  
 [2] Aukerman L. W., Erler J. W. — Opt. Lett., 1977, v. 1, N 5, p. 178—180.  
 [3] Yasuoka Y., Narakawa K. — Rev. Laser. Eng., 1982, v. 10, N 2, p. 200—207.  
 [4] Денис В., Пожела Ю. Горячие электроны. Вильнюс, 1971. 289 с.  
 [5] Ашмонтас С., Ширмулис Э. — Лит. физ. сб., 1985, т. 25, № 1, с. 80—86.

Саратовский  
государственный университет

Получено 6.08.1987  
Принято к печати 16.11.1987

ФТП, том 22, вып. 5, 1988

## СДВИГОВЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СВЕРХРЕШЕТКОЙ БЕЗ ЦЕНТРА ИНВЕРСИИ

Пикус Ф. Г.

В последнее время широко исследуется новый фотогальванический эффект (ФГЭ), обусловленный асимметрией элементарных процессов взаимодействия электронов с фотонами или фононами в кристаллах без центра инверсии (см. обзоры [1, 2]). В работах [3, 4] отмечалась возможность наблюдения аналогичного эффекта на сверхрешетках без центра инверсии. В [3] сообщается о наблюдении этого эффекта на сверхрешетке пилообразной формы. Преимуществом таких структур является возможность путем подбора их параметров изменять величину и спектральную область эффекта.

Цель настоящей работы — рассчитать зависимость фотогальванического тока от параметров сверхрешетки, состоящей из прямоугольных ям и барьеров (см. вставку на рис. 1, а). Рассматривается ток, возникающий при прямых оптических переходах между мини-зонами зоны проводимости. Как было показано в [5], имеются два сравнимых по величине вклада в ток ФГЭ: сдвиговый и баллистический. В настоящей работе мы ограничимся расчетом сдвигового вклада.

Как показано в [5], сдвиговый ток описывается формулой

$$j = e \frac{I}{\hbar\omega} K \bar{R}, \quad (1)$$

где  $I$  — интенсивность возбуждающего света с частотой  $\omega$ ,  $K$  — коэффициент поглощения [6],  $\bar{R}$  — средний сдвиг электрона при квантовом переходе. Для оптических переходов между состояниями  $i$  и  $j$

$$R_{i,j} = -\frac{\partial}{\partial k} \Phi_{i,j} + \Omega_i - \Omega_j. \quad (2)$$

Здесь  $\Phi_{i,j}$  — фаза матричного элемента оператора импульса  $p_{i,j}$ ,  $\Omega_j$  — диагональная компонента матричного элемента оператора координаты:

$$\Omega_j = i \int_{V_0} u_j^* \frac{\partial}{\partial k} u_j d^3r,$$

$u_j$  — блоховская амплитуда.

Направим ось  $z$  перпендикулярно слоям сверхрешетки. Будем считать зону проводимости изотропной, невырожденной и параболической. Кинетическая энергия электрона складывается из энергии  $E_{\perp}(k_{\perp}) = \hbar^2 k_{\perp}^2 / 2m$  движения поперек оси  $z$  и энергии  $\varepsilon_i(k_z)$  движения вдоль оси  $z$  ( $m$  — эффективная масса электрона в кристалле,  $i$  — номер мини-зоны). Рассматриваем переходы между нижними мини-зонами 1 и 2. Такие переходы происходят в точках  $\pm k_z^0$ , где  $\varepsilon_2(k_z^0) - \varepsilon_1(k_z^0) = \hbar\omega$ . В этом случае

$$K = \frac{4e^2}{\pi n \hbar^2 m c \omega} |p_{21}|^2 \left| \frac{\partial}{\partial k_z} (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \right|_{k_z = k_z^0}^{-1} F, \quad (3)$$

где

$$p_{21} = -i \hbar \int \psi_2^* \frac{\partial}{\partial z} \psi_1 dz, \quad \dot{F} = \int_0^\infty (f_{1k} - f_{2k}) dE_{\perp},$$

$n$  — показатель преломления,  $f_{ik}$  — функция распределения электронов в  $i$ -й мини-зоне. Если  $\varepsilon_F - \varepsilon_2(k_z^0) \gg k_B T$ , то  $F = \hbar \omega$ . При этом сдвиг зависит только от  $k_z^0$ , т. е.  $\bar{R} = R_{21}(k_z^0) \equiv R_{21}(-k_z^0)$ .

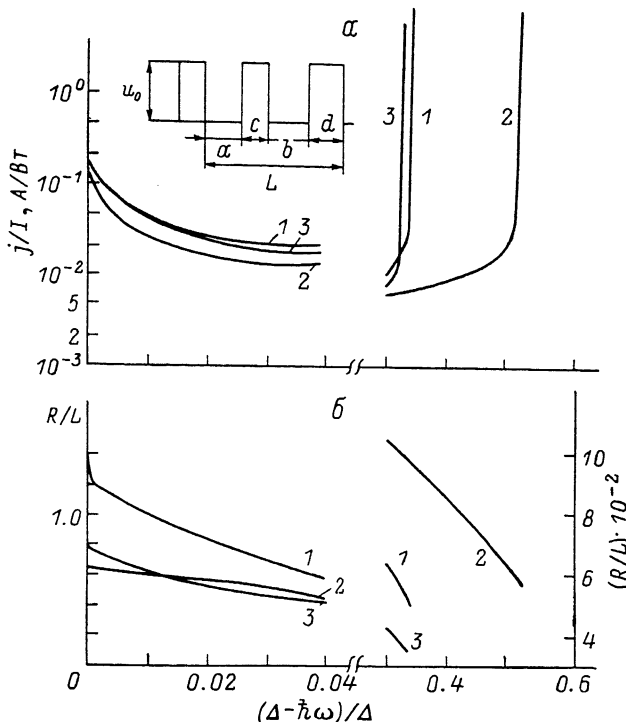


Рис. 1. Зависимости  $j/I$  (а) и сдвига (б) от  $(\Delta - \hbar\omega)/\Delta$ .

а: 1 — 0.5, 2 — 0.4, 3 — 0.16; б: 1 — 0.2, 2 — 0.3, 3 — 0.54; с: 1 — 0.2, 2 — 0.2, 3 — 0.1; д: 1 — 0.1, 2 — 0.1, 3 — 0.2.

Определение собственных функций и собственных значений уравнения Шредингера и вычисление фототока проводились на ЭВМ. Параметры выбраны характерными для сверхрешеток GaAs—AlGaAs (высота барьеров  $U_0 = 0.24$  эВ, период сверхрешетки  $L = 150$  Å).

На рис. 1, а приведены зависимости отношения  $j/I$  от величины  $(\Delta - \hbar\omega)/\Delta$ , где  $\Delta = \varepsilon_2(0) - \varepsilon_1(0)$  — расстояние между мини-зонами в точке  $k_x = 0$ , при различных значениях параметров сверхрешетки. Расходимость на краях мини-зон связана с тем, что в точках  $k_x = 0$  и  $k_x = \pi/L$   $\partial \varepsilon_i / \partial k_x = 0$  и  $K$  обращается в бесконечность. Она исчезает, например, при учете затухания или конечной ширины линии возбуждающего света. Зависимость сдвига от того же параметра приведена на рис. 1, б. Видно, что для рассматриваемых сверхрешеток сдвиг максимален при переходах в точке  $k_x = 0$ .

Представляет интерес сравнить кривые рис. 1 с результатами расчета в параболическом приближении в области малых  $k_x$ , где  $\varepsilon_1 = \hbar^2 k_x^2 / 2m_1$ ,  $\varepsilon_2 = \Delta - \hbar^2 k_x^2 / 2m_2$ . Используя разложение матричного элемента  $p_{21} = p_0 + ik_x p_1 + k_x^2 p_2 + ik_x^3 p_3 + \dots$ , получим с точностью до членов порядка  $k_x^2$   $|p_{21}|^2 = p_0^2 + k_x^2 (p_1^2 + p_0 p_2)$  и  $R |p_{21}|^2 = p_0 p_1 + k_x^2 (3 p_0 p_3 - p_1 p_2)$ . Если прозрачность барьера достаточно мала, т. е. локализация электронов велика, то разложение для  $\varepsilon_i$  и

$|p_{21}|^2$  с хорошей точностью совпадает с результатами точного расчета при  $k_z L < 0.1$ , а разложение для сдвига — при  $k_z L < 0.01$ . В случае слабой локализации электрона сдвиг при малых  $k_z$  расходится как  $1/k_z$  (однако, как показано в [5], полный ток при этом остается конечным). Кроме того, если нижний уровень энергии в одной изолированной яме совпадает с одним из верхних уровней в другой, то в решетке, образованной такими ямами, уровни расщепляются и вблизи нуля сдвиг резко зависит от  $k_z$ . В обоих случаях параболическое разложение неприменимо.

На рис. 2 представлены зависимости сдвига от степени асимметрии  $\rho = |a-b|/(a+b)$ , где  $a, b$  — ширины потенциальных ям, для разных ширин барьеров  $c, d$  (см. вставку на рис. 1, а). При этом частота для разных значений параметров выбиралась такой, чтобы переходы происходили при постоянном значении  $k_z^0 = 0.314/L$ . Сдвиг достигает максимума в области  $\rho = 0.4 \div 0.6$  и возрастает при уменьшении параметра  $\rho' = |c-d|/(c+d)$ .

При расчете результирующего тока следует учесть сдвиг, возникающий как при

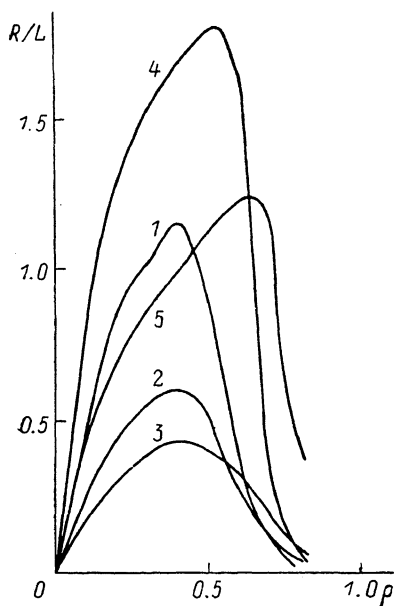


Рис. 2. Зависимости сдвига при  $k_z L = 0.314$  от степени асимметрии  $\rho$ .

$\rho$ : 1—3 — 0.1, 4, 5 — 0.2;  $d$ : 1 — 0.2, 2, 4 — 0.3, 3, 5 — 0.4;  $\rho'$ : 1, 5 — 0.33, 2 — 0.5, 3 — 0.6, 4 — 0.2;  $\rho = |a-b|/(a+b)$ ,  $\rho' = |c-d|/(c+d)$ .

возбуждении, так и при релаксации электронов. Учет сдвига при релаксации осложняется тем, что она может происходить различными путями.

В случае сильной локализации электронов, когда первый уровень принадлежит в основном одной яме, а второй — соседней яме, сдвиг при любых переходах примерно равен расстоянию между центрами ям и полный ток обращается в нуль. Для расчета величины сдвига при релаксации мы рассмотрели рассеяние на акустических фононах, связанное с деформационным потенциалом. При этом сдвиг

$$R_{12}^{\Phi} = -\left(\frac{\partial}{\partial k_{1x}} + \frac{\partial}{\partial k_{2x}}\right) \Phi_{12}^{\Phi} + \Omega_1 - \Omega_2,$$

где  $\Phi_{12}^{\Phi}$  — фаза матричного элемента перехода  $M_{12}^{\Phi}$ :

$$M_{12}^{\Phi} \sim \int u_2^*(k_{2x}) u_1(k_{1x}) dz.$$

Сдвиг при переходах внутри мини-зоны оказался с точностью численного расчета равным нулю. Сдвиг при переходах между мини-зонами сравним со сдвигом при оптических переходах, причем зависимость этих сдвигов от  $k_z$  примерно одинакова. Поэтому полный ток может быть отличен от нуля, если оптические переходы происходят при малых  $k_z$ , где сдвиг большой, а фононные — при больших  $k_z$ , где он мал, так как при рассеянии внутри мини-зоны сдвига нет. Средний по  $k_1$  и  $k_2$  сдвиг при переходах из второй мини-зоны в первую для рассмотренных значений параметров в 5—10 раз меньше максимального сдвига при оптических переходах.

Проведенные расчеты показывают, что сдвиг в сверхрешетках может быть на 1—2 порядка больше сдвига в кристаллах без центра инверсии, который обычно не превышает постоянной решетки.

В заключение благодарю Е. Л. Ивченко и Г. Е. Пикуса за предложенную тему и полезные советы.

- [1] Белиничер В. И., Стурман Б. И. — УФН, 1980, т. 130, в. 3, с. 415—458.  
 [2] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. — В кн.: Проблемы современной физики. Л., 1980, с. 275—293.  
 [3] Capasso F., Luryi S., Trang W. T., Bethea G. G., Levine B. F. — Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, N 25, p. 2318—2321.  
 [4] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. — В кн.: Тез. Докл. XII совещ. по теории полупроводников. Ташкент, 1985, ч. I, с. 283—284.  
 [5] Белиничер В. И., Ивченко Е. Л., Стурман Б. И. — ЖЭТФ, 1982, т. 83, в. 2 (8), с. 649—660.  
 [6] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 616 с.

Ленинградский  
 политехнический институт  
 им. М. И. Калинина

Получено 14.07.1987  
 Принято к печати 25.11.1987

ФТП, том 22, вып. 5, 1988

## ВЛИЯНИЕ ОСВЕЩЕНИЯ НА ПРОВОДИМОСТЬ ЛЕГИРОВАННЫХ ПЛЕНОК $a\text{-Si} : \text{H}$

Елькин Н. В., Звягин И. П., Коробов О. Е.,  
 Курова И. А., Лупачева А. Н.

Как известно, при длительном освещении нелегированных и слабо легированных пленок  $a\text{-Si} : \text{H}$  белым светом темновая проводимость  $\sigma_t$  и фотопроводимость  $\sigma_f$  пленок уменьшаются (эффект Стеблера—Вронского) [ $1^{-3}$ ]. Эти изменения связаны с образованием фотоиндуцированных дефектов — оборванных связей (ОС) [4]. Образование фотоиндуцированных ОС детально исследовалось в нелегированных пленках  $a\text{-Si} : \text{H}$ , в которых, по-видимому, действует механизм разрыва слабых Si—Si-связей за счет энергии, выделяемой при безызлучательной рекомбинации электронов и дырок, захваченных в хвосты зон. При больших концентрациях ОС, когда вероятность конкурирующего процесса рекомбинации становится большой, происходит самоограничение образования ОС: вероятность образования ОС существенно уменьшается. Влияние освещения на свойства легированных пленок менее изучено, и механизм образования ОС неясен. В [5], например, получено, что с увеличением концентрации примесей бора и фосфора, а следовательно, и ОС [6] концентрация фотоиндуцированных ОС растет; это указывает на то, что образование ОС имеет более сложный характер, чем предполагалось в работе [4].

В настоящей работе исследовалось влияние освещения на проводимость и термоэдс пленок  $a\text{-Si} : \text{H}$ , легированных из газовой фазы бором или фосфором. На рис. 1 показаны температурные зависимости темновой проводимости  $\sigma_t$  одной из пленок, легированных бором (содержание диборана в газовой смеси  $\sim 5$  ат%), после отжига (кривая 1) и после освещения белым светом в течение 1 ч (кривая 2), а также температурная зависимость термоэдс  $S$  этой же пленки при тех же условиях. Видно, что в области низких температур температурная зависимость  $\sigma_t$  как до, так и после освещения не описывается простым экспоненциальным законом, а соответствует уменьшению энергии активации с понижением температуры. Подобная зависимость с переменной энергией активации могла бы указать на то, что в области низких температур осуществляется переход к режиму прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. Действительно, экспериментальные кривые с хорошей точностью описываются выражением

$$\sigma_t = \sigma_{01} \exp(-E_1/kT) + \sigma_{02} \exp(-T_0/T)^{1/4}, \quad (1)$$