

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. Д. Кревчик, Э. З. Имамов, Особенности поглощения света глубокими примесными центрами в тонких полупроводниковых слоях, *Физика и техника полупроводников*, 1983, том 17, выпуск 7, 1235–1241

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.84

23 января 2025 г., 09:15:51



УДК 621.315.592

## ОСОБЕННОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА ГЛУБОКИМИ ПРИМЕСНЫМИ ЦЕНТРАМИ В ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЛОЯХ

В. Д. Кривчик, Э. З. Имамов

Рассмотрено влияние размерного квантования (РК) на коэффициент поглощения (КП) и ток увлечения (ТУ) электронов при фотоионизации глубоких примесных центров. В качестве модели примесных центров принята модель Луковского с волновой функцией, удовлетворяющей граничным условиям на поверхности пленки. Показано, что РК приводит к немонокотонной спектральной зависимости КП и ТУ, а также к зависимости положения линий примесного поглощения от толщины пленки  $L$ . При условии, когда электронные состояния находятся в одном плоском сечении зоны Бриллюэна, исследованы спектральная и угловая зависимости ТУ при рассеянии электронов на акустических фононах. Спад амплитуды ТУ с уменьшением  $L$  объясняется возрастанием удельного сопротивления РК пленок, обусловленного специфичной электронными состояниями в РК зоне. Проведенные численные оценки ТУ в пленках типа InP, а также оценки порогового значения интенсивности относительно насыщения ТУ показали, что условия реализации ТУ в РК пленках благоприятны для создания датчиков мощного лазерного излучения. Полученные результаты ограничены областью температур  $1\text{K} < T < \Theta/n_0$ , где  $\Theta$  — температура Дебая, а  $n_0$  — число атомных слоев в пленке.

1. *Введение.* Разнообразие физических свойств пленок полупроводников определяется в значительной степени помимо их собственных характеристик внедренными в кристалл различного рода неоднородностями [1, 2], в качестве которых могут выступать глубокие и мелкие примеси различных химических элементов. Поэтому изучение примесных центров — их энергетической структуры и оптических свойств — во многом определяет возможность создания полупроводниковых пленок с заданными свойствами и приборов на их основе. В этой связи особый интерес представляют размерноквантованные (РК) пленки, т. е. пленки, толщина которых  $L \sim \lambda_D$  ( $\lambda_D$  — дебройлевская длина волны носителей тока). Специфика плотности электронных состояний в РК пленках приводит к аномальному поведению ряда фундаментальных характеристик полупроводникового образца [3, 4]. При рассмотрении оптических явлений такие аномалии проявляются прежде всего в виде немонотонной спектральной зависимости коэффициента поглощения (КП) (фотопропускания) и в наличии зависимости положения края полосы собственного поглощения от толщины пленки [5, 6].

Следует ожидать, что указанные выше особенности будут проявляться и в случае примесного поглощения света. В данной работе методом потенциала нулевого радиуса [7] исследуется влияние РК на энергетический спектр (ЭС) нейтральных глубоких примесных центров (ГПЦ), КП и ток увлечения (ТУ) электронов при фотоионизации таких центров. Интерес к эффекту увлечения в РК пленках обусловлен прежде всего тем, что изучение спектральной зависимости ТУ, возникающего при фотоионизации примесей, дает возможность получить одну из важнейших характеристик полупроводниковой пленки — энергетическую зависимость времени релаксации импульса носителей тока. С другой стороны, более детальное теоретическое и экспериментальное исследование этого явления в квантованных пленках позволяет надеяться на создание фотоприемников мощного лазерного излучения, обладающих большим динамическим диапазоном.

2. Энергетический спектр глубоких примесных центров в квантованной пленке. В приближении эффективной массы волновая функция (ВФ)  $\Psi_\lambda$  ГПЦ, локализованного в точке  $\mathbf{R} = (0, 0, a)$ ,  $0 < a < 1$ , удовлетворяет уравнению Шредингера (УШ) с потенциалом  $V(\rho, z; a) = v(z) + V_\delta(\rho, z; a)$ , где  $v(z)$  — пленочный потенциал, а  $V_\delta$  — потенциал нулевого радиуса с мощностью  $\gamma = 2\pi/\alpha$ ,<sup>1</sup>

$$V_\delta(\rho, z; a) = \gamma \delta(\rho) \delta(z - a) \left[ 1 + \rho \nabla_\rho + (z - a) \frac{\partial}{\partial z} \right]. \quad (1)$$

Определение ВФ и ЭС ГПЦ  $E_\lambda = -\lambda^2/2$  в пленке удобно проводить, пользуясь интегральной формулировкой задачи, вводя функцию Грина (ФГ)

$$G(\rho - \rho_1, z, z_1; -\frac{\lambda^2}{2}) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k}(\rho - \rho_1)} g(z, z_1; -\frac{t^2}{2}), \quad (2)$$

где  $t^2 = \lambda^2 + k^2$ ,  $g(z, z_1; -t^2/2)$  — ФГ одномерного УШ с потенциалом  $v(z)$ ,

$$g(z, z_1; -\frac{t^2}{2}) = -2 \sum_n \frac{\Phi_n(z) \Phi_n(z_1)}{t^2 + 2\epsilon_n},$$

здесь  $\Phi_n(z)$  и  $\epsilon_n$  — одночастичные ВФ и ЭС для заданного распределения потенциала  $v(z)$ . Тогда уравнение Липпмана—Швингера (для связанного состояния) запишется в виде

$$\Psi_\lambda(\rho, z; a) = \int d\rho_1 \int_0^1 dz_1 G(\rho - \rho_1, z, z_1; -\frac{\lambda^2}{2}) V_\delta(\rho_1, z_1; a) \Psi_\lambda, \quad (3)$$

откуда с учетом (1) получим

$$\Psi_\lambda(\rho, z; a) = \gamma G(\rho, z, a; -\frac{\lambda^2}{2}) (\hat{T} \Psi_\lambda)(0, a; a), \quad (4)$$

$$(\hat{T}f)(0, a) \stackrel{\text{def}}{=} \lim_{\substack{\rho \rightarrow 0 \\ z \rightarrow a}} \left[ 1 + \rho \nabla_\rho + (z - a) \frac{\partial}{\partial z} \right] f(\rho, z).$$

Применяя операцию  $\hat{T}$  к обеим частям соотношения (4), получим трансцендентное уравнение, определяющее зависимость величины  $\lambda$  ( $\lambda > 0$ ), а следовательно, и энергии связанного состояния  $E_\lambda$  ГПЦ от мощности и поперечной координаты  $a$  ямы нулевого радиуса,

$$a = 2\pi (\hat{T}G)(0, a, a; -\frac{\lambda^2}{2}).$$

Заметим, что полученные формулы справедливы для любого потенциала  $v(z)$ . Если в качестве последнего выбрана модель прямоугольной ямы с бесконечно высокими стенками [4, 8], то несложные вычисления дают (в обычных единицах)

$$\eta^{-1} = \eta_0^{-1} - \frac{1}{L^*} \int_\beta^\infty dt \frac{\text{ch}(1 - 2a)t - \exp(-t)}{\text{sh} t}. \quad (5)$$

Здесь  $\eta_0 = \sqrt{E_d/E_i}$  и  $\eta = \sqrt{E_d/E_\lambda}$  — параметры, характеризующие энергию связанного состояния  $E_i$  ГПЦ в массивном образце и в пленке соответственно,  $L^*$  — толщина пленки в единицах эффективного борковского радиуса  $a_d$ ,  $\beta = L^*/\eta$ . Численный анализ выражения (5), проведенный на ЭВМ для ГПЦ с различными координатами при разных толщинах пленки, показал, что расположение примесного центра вблизи одной из стенок приводит к существенному сдвигу уровня и искажению симметрии ВФ даже при толщине пленки, значительно превышающей эффективный борковский радиус ( $L^* \gg 1$ ).

Так, например, для ГПЦ с координатами  $a = 0.995$  и  $0.996$  при  $L^* = 50$  и  $\eta_0 = 0.3$  величина относительного отклонения  $\rho = |\eta_0^{-1} - \eta^{-1}| / \eta_0$  100% составила  $\sim 25\%$ . И, наконец, наличие границ не сказывается на положении уровня,

<sup>1</sup> За исключением тех мест, где это особо оговорено, все приведенные далее расчеты выполнены в системе единиц, в которой  $\hbar = m = L = 1$ .

если центр отстоит от границ на расстоянии, превышающем радиус связанного состояния. Приведем также окончательное выражение для нормированной ВФ ГПЦ в пленке, только множителем отличающейся, согласно (4), от ФГ,

$$\Psi_\lambda = -C \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k}\rho} g\left(z, a; -\frac{t^2}{2}\right), \quad (6)$$

где  $C = [2\pi/g(a, a; -\lambda^2/2)]^{1/2}$  — нормирующий множитель.

3. *Расчет коэффициента поглощения.* Потенциал нулевого радиуса (1) помимо связанных состояний типа (5) приводит также к состояниям рассеяния. Действительно, записав уравнение Липпмана—Швингера с  $e^{i\mathbf{x}\rho}\Phi_n(z)$  в качестве падающей «плоской волны»

$$\Psi_{\pm}^{\pm}(\rho, z; a) = e^{i\mathbf{x}\rho} \Phi_n(z) + \int d\rho_1 \int_0^1 dz_1 G(\rho - \rho_1, z, z_1; E \pm i0) V_{\delta}(\rho_1, z_1; a) \Psi_{\pm}^{\pm}(\rho_1, z_1; a) \quad (7)$$

и используя (1), получим

$$\Psi_{\pm}^{\pm}(\rho, z; a) = e^{i\mathbf{x}\rho} \Phi_n(z) + G(\rho, z, a; E \pm i0) (\hat{T}\Psi_{\pm}^{\pm})(0, a; a), \quad (8)$$

где постоянную величину  $(\hat{T}\Phi_{\pm}^{\pm})(0, a, a)$  можно определить, действуя оператором  $\hat{T}$  на обе части равенства (7).

При вычислении КП, обусловленного процессом фотоионизации ГПЦ в пленке, в качестве ВФ конечного состояния следует, вообще говоря, использовать  $\Psi_{\pm}^{\pm}$  из (8), однако легко заметить, что при нормальном падении света на поверхность пленки вклад от второго слагаемого в (8) обращается в нуль, выберем поэтому ВФ конечного состояния в виде

$$\Psi_f(\rho, z; a) = e^{i\mathbf{x}\rho} \Phi_n(z). \quad (9)$$

Эффективный гамильтониан взаимодействия с полем световой волны (в обычных единицах) берется в виде

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{E_{\text{eff}}}{E_0} \frac{\hbar e}{im} \left( \frac{2\pi\hbar\bar{N}}{\varepsilon\omega} \right)^{1/2} e^{iq_{\perp}z} (\mathbf{e}_1 \nabla_{\rho}), \quad (10)$$

где  $E_{\text{eff}}/E_0 = \lambda^*$  учитывает увеличение амплитуды оптического перехода за счет того, что эффективное локальное поле центра  $E_{\text{eff}}$  превышает среднее макроскопическое поле в кристалле  $E_0$  [9],  $m$  — эффективная масса электрона,  $\bar{N}$  — число фотонов в единице объема  $V = LL_xL_y$  ( $L_x, L_y$  — нормированные длины в плоскости пленки),  $\omega$  — частота поглощаемого света с величиной волнового вектора  $q_{\perp}$  и единичным вектором поляризации  $\mathbf{e}_1$ .

Учитывая (6), (9) и (10), получим, применяя стандартную методику, следующее выражение для КП:

$$\alpha(\omega, a) = \sum_n \alpha_n(\omega, a). \quad (11)$$

Здесь

$$\alpha_n(\omega, a) = \frac{(2\pi)^2 a^* N_0 \lambda^{*2}}{\left| g\left(a, a; -\frac{\lambda^2}{2}\right) \right|} \Theta\left(\omega - \varepsilon_n - \frac{\lambda^2}{2}\right) \frac{\left(\omega - \varepsilon_n - \frac{\lambda^2}{2}\right)}{\omega} \left| \int_0^1 dz g(a, z; \varepsilon_n - \omega) e^{iq_{\perp}z} \Phi_n(z) \right|^2, \quad (12)$$

где  $\alpha^*$  — постоянная тонкой структуры с учетом диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$ ,  $N_0$  — концентрация ГПЦ,

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases}$$

Для модели прямоугольной ямы будем иметь

$$\alpha_n(\omega, a) = \frac{\lambda^{*2} (2\pi)^2 a^* N_0 \lambda \text{sh } \lambda \Theta(2\omega - \pi^2 n^2 - \lambda^2) (2\omega - \pi^2 n^2 - \lambda^2)}{2\omega \text{sh } \lambda a \text{sh } \lambda (1-a) [(2\omega + q_{\perp}^2)^2 - (2n\pi q_{\perp})^2]^2} \times \\ \times \{ [(2\omega + q_{\perp}^2)^2 - (2n\pi q_{\perp})^2] \sin^2 n\pi a + (2n\pi q_{\perp})^2 [1 + S_n^2(\omega, a) + S_n^2(\omega, 1-a)] +$$

$$\begin{aligned}
& + 2(-1)^n \cos q_{\perp} S_n(\omega, a) S_n(\omega, 1-a) - 2[(2n\pi q_{\perp})^2 \cos n\pi(1-a) \cos q_{\perp}(1-a) + \\
& + 2n\pi q_{\perp}(2\omega + q_{\perp}^2) \sin n\pi(1-a) \sin q_{\perp}(1-a)] S_n(\omega, a) - 2[(2n\pi q_{\perp})^2 \cos n\pi a \cos q_{\perp} a + \\
& + 2n\pi q_{\perp}(2\omega + q_{\perp}^2) \sin n\pi a \sin q_{\perp} a] S_n(\omega, 1-a),
\end{aligned}$$

где

$$S_n(\omega, x) = \text{sh} \sqrt{2\omega - n^2\pi^2} x / \text{sh} \sqrt{2\omega - n^2\pi^2}.$$

Последнее выражение симметрично по отношению к замене  $a \rightarrow (1-a)$ . Входящая в (11) сумма по всем конечным состояниям может быть вычислена аналитически, если величина  $q_{\perp}L$  достаточно мала, т. е.  $q_{\perp}L \ll 1$ .

Пренебрегая в этом случае величинами порядка  $q_{\perp}^2$ , получим (в обычных единицах)

$$\alpha(\omega, a) = \alpha_0 \frac{\beta \text{sh} \beta}{\text{sh} \beta a \text{sh} \beta(1-a)} x^{-3} \frac{F(x, a)}{L^{*4}}, \quad (13)$$

здесь

$$\alpha_0 = (2/\pi)^2 \alpha^* N_0 a_0^2 (E_{\text{eff}}/E_0)^3, \quad x = \hbar\omega/E_0.$$

Функция  $F(x, a)$  в (13) определена выражением вида

$$\begin{aligned}
F(x, a) = & \left[ \frac{L^{*2}}{\pi^2} (x - \eta^{-2}) - N^2 \right] \left[ 2N + 1 - \frac{\sin(2N+1)\pi a}{\sin \pi a} \right] + \\
& + \frac{1}{3} (4N^3 - N) + \frac{1}{2 \sin^2 \pi a} \left[ (2N+1) \cos 2N\pi a - \frac{\sin(2N+1)\pi a}{\sin \pi a} \right],
\end{aligned}$$

где  $N = [A]$  — целая часть числа,  $A = L^* \sqrt{x - \eta^{-2}}/\pi$ .

Можно показать, что в предельном случае  $L \rightarrow \infty$ , формула (13) переходит в КП, рассчитанный в работе [10] для соответствующего процесса в массивном полупроводнике. На рис. 1 представлена спектральная зависимость величины  $\alpha(\omega, a)/\alpha_0$  при фотоионизации ГПЦ, расположенных в плоскости  $z=L/2$  для пленок с  $L^*=0.2$  (кривая 1) и 0.4 (кривая 2) ( $\eta_0=0.1$ ). Как и в случае собственного поглощения света [5, 6], имеет место сдвиг края полосы (в данном случае примесного поглощения) в коротковолновую область спектра с уменьшением толщины пленки. При этом КП имеет немонотонную спектральную зависимость, об-

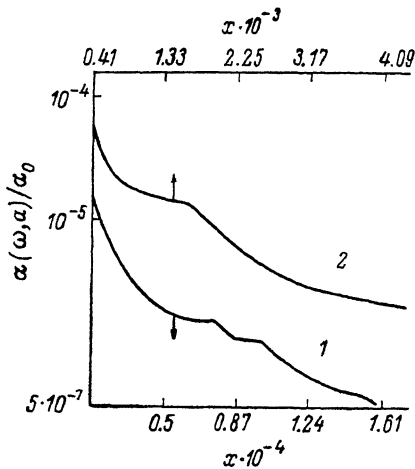


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения от частоты падающего света для различных значений толщины пленки.

$L^*$ : 1 — 0.2, 2 — 0.4;  $\eta_0=0.1$ ,  $a=1/2$ .

условленную размерным квантованием. Экспериментальное обнаружение особенностей в поведении функции  $\alpha(\omega, a)/\alpha_0$ , по-видимому, возможно в пленках с  $L \leq a_g$ . Так, в случае пленок InSb для этого необходимо иметь  $L \leq 1000 \text{ \AA}$ , и, принимая следующие численные значения параметров, примерно соответствующих ситуации, возникающей при поглощении света некоторыми нейтральными акцепторными уровнями в InSb: глубину залегания уровня основного состояния  $E_{\chi} \simeq (0.07-0.08) \text{ эВ}$ ,  $m=0.0155 m_0$ ,  $\epsilon=16.8$ , энергию фотона  $\hbar\omega = 0.117 \text{ эВ}$  ( $\text{CO}_2$ -лазер), для  $\alpha(\omega, a)$  получаем оценку

$$\alpha(\omega, 1/2) \simeq (1.99 \cdot 10^{-17} N_0) \text{ см}^{-1}.$$

4. *Примесный эффект увлечения в квантованной пленке.* Поскольку эффект увлечения электронов в РК пленке обусловлен главным образом продольной

составляющей импульса фотона  $q_{\perp}$ , эффективный гамильтониан взаимодействия с полем световой волны необходимо взять в виде (в обычных единицах)

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{E_{\text{eff}} \cdot \hbar e}{E_0} \frac{1}{im} \left( \frac{2\pi\hbar N}{\varepsilon\omega} \right)^{1/2} e^{iq_{\perp}z} e^{i\mathbf{q}_{\parallel}\rho} [(\mathbf{e}_{\parallel}\nabla_{\rho}) + (e_{\perp}\nabla_z)], \quad (14)$$

здесь  $q_{\perp}$  — поперечная составляющая импульса фотона  $\mathbf{q}$ .

Решая кинетическое уравнение для стационарной неравновесной функции распределения электронов  $f_{\mathbf{x}}$  в приближении времени релаксации  $\tau(E_{\mathbf{x}})$ , получим, используя также соотношения (6), (8) и (14), для плотности ТУ электронов фотонами

$$j_f = -\frac{e}{2\pi^2} \sum_n \Theta\left(\omega - \varepsilon_n - \frac{\lambda^2}{2}\right) \int \partial_{\mathbf{x}} E_{\mathbf{x}} \tau(E_{\mathbf{x}}) |M|^2 [f_0(E_{\mathbf{x}}) - f_0(E_{\lambda})] \delta\left(\omega - \frac{\lambda^2}{2} - \varepsilon_n - \frac{\lambda^2}{2}\right) d\mathbf{x},$$

где  $f_0(E)$  — квазиравновесная функция распределения электронов,  $|M|^2$  — квадрат матричного элемента электрон-фотонного взаимодействия при фотоионизации ГПЦ в пленке, описываемой моделью прямоугольной ямы,

$$|M|^2 = \left(\frac{E_{\text{eff}}}{E_0}\right)^2 \frac{(2\pi)^2 e^2 N}{\varepsilon\omega} \frac{\lambda \text{sh } \lambda}{\text{sh } \lambda a \text{sh } \lambda (1-a)} \left[ \frac{2(\mathbf{e}_{\parallel}\mathbf{x})^2 (\mathbf{x}\mathbf{q}_{\parallel})}{x^2 y_n^2} \times \right. \\ \left. \times \left(2 \frac{z^2}{y_n} - 1\right) \sin^2 n\pi a - (\mathbf{x}\mathbf{q}_{\parallel}) f_n(y, a) \sin^2 a \right],$$

где  $y = \sqrt{z^2 + \lambda^2}$ ,  $y_n = y^2 + n^2\pi^2$ ,  $\alpha = \widehat{(\mathbf{k}\mathbf{q})}$ ,  $\mathbf{k}$  — нормаль к поверхности пленки, а функция  $f_n(y, a)$  определена выражением

$$f_n(y, a) = \frac{n^2\pi^2}{y_n^2} \left\{ \frac{6 \cos^2 n\pi a}{y_n^2} + 2S(y, a) C(y, a) [S(y, a) - (-1)^n \cos n\pi a \cos q_{\perp} (1-a)] + \right. \\ \left. + 2S(y, 1-a) C(y, 1-a) [S(y, 1-a) - \cos n\pi a \cos q_{\perp} a] + \right. \\ \left. + \frac{2(-1)^n \cos q_{\perp}}{y \text{sh } y} [(1-2a) S(y, 1-2a) + 2 \text{cth } y B(y, 1-2a) - 1] + \right. \\ \left. + \frac{4}{y_n} [S^2(y, a) + S^2(y, 1-a) - 2(-1)^n \cos n\pi a \cos q_{\perp} (1-a) S(y, a) + \right. \\ \left. + 2(-1)^n \cos q_{\perp} B(y, 1-2a) - 2 \cos n\pi a \cos q_{\perp} a S(y, 1-a)] \right\}, \quad (15)$$

здесь

$$S(y, a) = \text{sh } ay / \text{sh } y, \\ C(y, a) = (\text{cth } y - a \text{cth } ay) / y, \quad B(y, 1-2a) = [\text{ch } y - \text{ch } (1-2a)y] / y.$$

В линейном по  $\mathbf{q}_{\parallel}$  приближении для квадратичного закона дисперсии в зоне проводимости для ТУ будем иметь следующее выражение (в обычных единицах):

$$j_f = -8\pi^2 e q \sin \alpha \frac{a^* \hbar I_0 N_0 a_d^2}{m L^* x^3} \frac{\lambda^* \beta \text{sh } \beta}{\text{sh } \beta a \text{sh } \beta (1-a)} \times \\ \times \sum_{n=1}^N [P_n(x, a) \cos^2 \alpha + F_n(x, a) \sin^2 \alpha] \tau(x - \eta^{-2}) [f_0(\eta) - f_0(x - \eta^{-2})]. \quad (16)$$

Здесь

$$P_n(x, a) = \sin^2 n\pi a [2(x - \eta^{-2} - \pi^2 n^2 / L^{*2}) / x - 1],$$

а функция  $F_n(x, a)$  получается из (15) путем замены  $y \rightarrow L^* \sqrt{x - \pi^2 n^2 / L^{*2}}$  и  $y_n \rightarrow L^{*2} x$ . Для получения численных результатов необходимо рассмотреть конкретный механизм рассеяния носителей тока либо на заряженных примесях, либо на акустических колебаниях решетки и в соответствии с этим определить время релаксации  $\tau$  в (16). Далее мы будем предполагать, что электроны в зоне проводимости релаксируют только на акустических фононах. Введем ограничения на концентрацию электронов  $N_0$  и температуру  $T$  образца, при которых электронные состояния в пленке располагаются в двумерной зоне Бриллюэна, для этого необходимо, чтобы  $N_0 < 6\pi / L^3 \text{ см}^{-3}$  и  $T < 6\pi^2 \hbar^2 / mkL^2$  [11]. При толщинах  $L \simeq 100 \text{ \AA}$  для обычных концентраций и температур эти неравенства, как

правило, выполняются [12]. Тогда, согласно [12], время фононной релаксации электронов в пленке (со свободными границами) определится как

$$\tau = \frac{\hbar^3 c_l^4 (1 + \gamma_0 b)^2 L \rho}{4 m c^2 \hbar T E_1^2}, \quad (17)$$

здесь  $E_1$  — константа взаимодействия электронов с фононами,  $\gamma_0^{-1} = \sqrt{3 - 4(c_\perp/c_l)^2} / [2(c_\perp/c_l)^2 - 1]$ ,  $c_\perp$  и  $c_l$  — поперечная и продольная составляющие скорости звука,  $b = \sqrt{3 - 4(c_\perp/c_l)^2}$ ,  $c = 2\sqrt{1 - (c_\perp/c_l)^2} c_\perp$ ,  $\rho$  — плотность кристалла. Однако, ввиду того что аналитические выражения для дисперсионных соотношений фононов получены лишь для низших ветвей при малых волновых числах, проведенный в [12] расчет взаимодействия электронов с фононами ограничен сверху областью температур  $T < \Theta/n_0$ , где  $\Theta$  — температура Дебая, а  $n_0$  —

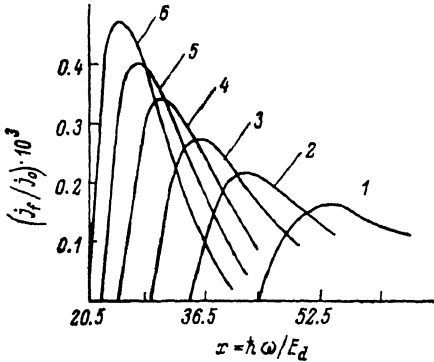


Рис. 2. Спектральная зависимость тока увлечения при релаксации электронов на акустических фононах для пленок разной толщины.

$L^*$ : 1 — 0.5, 2 — 0.6, 3 — 0.7, 4 — 0.8, 5 — 0.9, 6 — 1.0;  $\alpha = \pi/4$ ,  $E_d/kT \approx 15$ ,  $N_0 a_d^3 \approx 10^{-2}$ ,  $\eta_0 = 0.3$ ,  $a = 1/2$ .

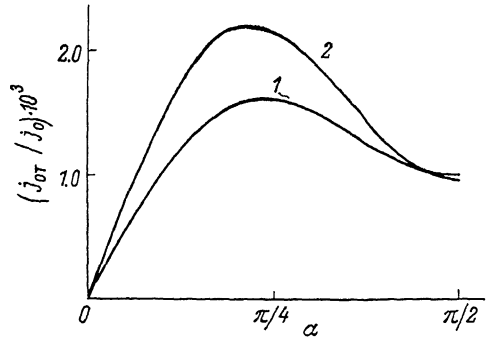


Рис. 3. Зависимость амплитуды тока увлечения от угла падения световой волны для различных значений  $L^*$ .

$L^*$ : 1 — 0.5, 2 — 0.6 при энергии фотона  $x = 53.2$  и 42 соответственно;  $E_d/kT \approx 15$ ,  $N_0 a_d^3 \approx 10^{-2}$ ,  $\eta_0 = 0.3$ ,  $a = 1/2$ .

число атомных слоев в пленке. Далее, поскольку метод деформационного потенциала как в массивном полупроводнике [13], так и в пленке [12] справедлив для температур  $T > 1$  К, температурный критерий применимости выражения (17) запишется в виде  $1 \text{ К} < T < \Theta/n_0$ . В таком приближении для ТУ электронов получим

$$j_f = j_0 \sin \alpha \frac{\lambda^{*2}}{\eta \text{ sh } \beta a \text{ sh } \beta (1-a)} x^{-3} \left( x - \eta^{-2} - \frac{\pi^2}{L^{*2}} \right) \times \\ \times [P_1(x, a) \cos^2 \alpha + F_1(x, a) \sin^2 \alpha] [f_0(\eta) - f_0(x - \eta^{-2})], \quad (18)$$

$j_0 = -8\pi^2 e g \alpha^* \hbar I_0 N_0 a_d^2 \tau / m$ ,  $f_0(x - \eta^{-2}) = \sqrt{2\pi N_0 \delta L^* a_d^3} \exp[-0.5\delta(2x - \eta^{-2} - \pi^2/L^{*2})]$ ,  $\delta = E_d/kT$  [11].

На рис. 2 представлена спектральная зависимость ТУ электронов в единицах  $j_0$  при рассеянии на акустических фононах для  $L^* = 0.5 - 1.0$  (см. кривые 1—6 соответственно), ГПЦ расположены в плоскости  $z = L/2$ , причем  $\eta_0 = 0.3$  и  $\alpha = \pi/4$ . При этом предполагалось, что  $N_0 a_d^3 \approx 10^{-2}$ , а  $\delta \approx 15$  [для пленки InP, например, это соответствует  $T \approx 4.2$  К, и можно считать ГПЦ полностью заполненными, т. е. положить в (18)  $f_0(\eta) = 1$ ]. Из рисунка видна зависимость красной границы ТУ от толщины пленки  $L^*$ , что объясняется наличием РК. Убывание амплитуды ТУ с уменьшением  $L^*$  связано с ростом удельного сопротивления полупроводниковых пленок, обусловленного особенностями электронных состояний в РК зоне [14].

На рис. 3 представлена зависимость амплитуды  $j_{0T}/j_0$  ТУ от угла падения  $\alpha$  световой волны для пленок с  $L^* = 0.5$  (кривая 1) и 0.6 (кривая 2) при энергии фотона  $x = 53.2$  и 42 соответственно. При этом максимум амплитуды ТУ приходится на интервал углов от  $\pi/5$  до  $\pi/4$ . Проведем оценки величины ТУ при следующих численных параметрах, входящих в (18) величин (соответствующих

InP):<sup>2</sup>  $E_\lambda \approx 0.12-0.20$  эВ,  $m \approx 0.05 m_0$ ,  $\epsilon = 10.9$ ,  $\rho = 4.78$  г/см<sup>3</sup>,  $c_i = 2c_\tau = 5.13 \times 10^5$  см/с,  $E_1 = 11.5$  эВ,  $T = 4.2$  К,  $\hbar\omega = 0.234$  эВ (СО-лазер), мощность излучения  $I_0 = 1$  МВт/см<sup>2</sup>, толщина пленки InP  $L \approx 120$  Å, и для ТУ в данном случае получим оценку

$$j_f = \begin{cases} (0.5 \cdot 10^{-25} N_0) \text{ А/см}^2 & \text{при } \alpha = \pi/2, \\ (0.3 \cdot 10^{-24} N_0) \text{ А/см}^2 & \text{при } \alpha = \pi/4. \end{cases} \quad (19)$$

Следует отметить, что при высоких интенсивностях света  $I_0$  в примесном эффекте увлечения в РК пленках, как и в массивных образцах [16], может наблюдаться явление насыщения. Оно связано с тем, что большое количество квантов выбивает все электроны с примесных центров в зону проводимости. Созданные на основе эффекта увлечения датчики лазерного излучения работают, как известно [17, 18], в области линейной зависимости величины ТУ от мощности излучения. С этой точки зрения представляет интерес оценить пороговое значение  $I_0$  относительно насыщения ТУ в РК пленке для случая однофотонного поглощения. Рассмотрим компенсированную полупроводниковую пленку  $n$ -типа. Так как явление насыщения выражается также в резком уменьшении величины КП света  $\alpha(\omega, a)$ , последний определим на основании уравнения для кинетики процесса фотоионизации

$$\alpha(\omega, a) = \bar{N}\sigma(\omega, a) / [1 + I_0\sigma(\omega, a)\tau],$$

здесь  $\bar{N}$  — концентрация электронов на примесных уровнях,  $\sigma(\omega, a)$  — сечение однофотонной ионизации, а  $\tau$  — время жизни электронов относительно захвата на глубокие донорные центры. Резкий спад КП начинается с момента, когда  $I_0\sigma(\omega, a)\tau \leq 1$ , т. е. пороговое значение  $I_0$  определяется соотношением  $I_{0\text{п}} \approx [\sigma(\omega, a)\tau]^{-1}$ . Проведем оценки для  $I_{0\text{п}}$  в тех же ситуациях, в которых проводились расчеты ТУ [нижняя строка выражения (19)] и сечения фотоионизации.<sup>3</sup> В этом случае  $\sigma(\omega, a) \sim 10^{-18}$  см<sup>2</sup>, и если принять  $\tau \sim 10^{-6}$  с, то пороговое значение интенсивности света при однофотонной ионизации составит  $I_{0\text{п}} \sim 10^{24}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>.

Таким образом, видно, что условия, в которых могут реализоваться однофотонные токи увлечения в полупроводниковых пленках, вполне благоприятны для создания датчиков мощного лазерного излучения.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Б. П. Зотьев, Э. В. Скубневский. ФТП, 11, 2202 (1977).
- [2] А. Г. Клименко, А. Ф. Кравченко, Б. П. Зотьев, Э. М. Скок. Изв. вузов СССР, Физика, 5, 26 (1973).
- [3] Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский. УФН, 96, 61 (1968).
- [4] В. Н. Луцкий. Матер. VI школы по теории ядра и физики высоких энергий (секция полупроводников), 290. Л. (1971).
- [5] О. Н. Филатов, Н. Н. Салащенко, М. М. Кечиев. ФТТ, 17, 2105 (1975).
- [6] Н. Н. Салащенко, О. Н. Филатов. ФТП, 13, 1748 (1979).
- [7] Ю. Н. Демков, В. Н. Островский. Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л. (1975).
- [8] E. L. Imamov, V. D. Krevchik. Phys. St. Sol. (b), 114, 201 (1982).
- [9] G. Lucovsky. Sol. St. Commun., 3, 299 (1965).
- [10] Б. С. Рывкин. ФТП, 8, 481 (1974).
- [11] Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский. ФТТ, 5, 644 (1963).
- [12] Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский. Радиотехн. и электрон., 12, 1631 (1967).
- [13] J. Bardeen, W. Shockley. Phys. Rev., 77, 407 (1950).
- [14] В. Я. Демиховский, Б. А. Тавгер. ФТТ, 6, 960 (1964).
- [15] Акустические кристаллы (под ред. М. П. Шаскольской). «Наука», М. (1982).
- [16] Е. Д. Белорусец. Автореф. канд. дис. ФТИ им. С. В. Сародубцева АН УзССР, Ташкент (1979).
- [17] A. F. Gibson, M. F. Kimmitt, A. C. Walker. Appl. Phys. Lett., 17, 75 (1970).
- [18] Ф. Г. Агофонов, П. М. Валов, Б. С. Рывкин, И. Д. Ярошецкий. ФТП, 7, 2316 (1973).

Ташкентский  
государственный университет  
им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию  
18 октября 1982 г.  
Принято к печати  
14 марта 1983 г.

<sup>2</sup> Приведенные далее параметры для InP взяты из [15].

<sup>3</sup> Выражение для  $\sigma(\omega, a)$  при произвольном  $a$  ввиду громоздкости мы не приводим, ограничиваясь его оценкой для  $a = \pi/4$ .