

К ТЕОРИИ ВНУТРИЗОННОГО ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Осипов В. В., Серженко Ф. Л., Шадрин В. Д.

Рассмотрен процесс фотоионизации основного состояния электронов в квантовой яме, образованной двумя гетеропереходами. Вычислена вероятность фотоионизации в широком спектральном диапазоне. Показано, что спектр вероятности перехода имеет осциллирующий характер и обращается в нуль при энергиях, соответствующих минимумам амплитуды волновой функции конечного состояния фотоэлектрона. Коэффициент поглощения излучения на структуре из квантовых ям вблизи порога поглощения имеет величину порядка коэффициента поглощения на межзонных прямых переходах.

Величина вероятности и спектр оптического поглощения на внутризонных переходах в гетероструктурах с квантовыми ямами в значительной мере определяют перспективность создания фотоприемников на основе таких структур. Особый интерес представляют фотоприемники, в которых поглощение излучения происходит за счет выброса электронов из ям в зону проводимости широкозонного полупроводника [1]. Имеется сообщение [2] о создании фотоприемника на таком принципе с чувствительностью, не уступающей устройствам на межзонных оптических переходах. Внутризонное оптическое поглощение квантовых ям рассмотрено в [3, 4]. Однако авторы ограничились областью частот вблизи порога и не дали количественных оценок коэффициента поглощения.

В данной работе рассматривается процесс фотоионизации квантовой ямы, образованной двумя гетеропереходами. В рамках приближения эффективной массы для равных масс электронов в гетеропарах задача решена точно. При этих условиях электроны в направлении плоскостей раздела гетеропар ведут себя как свободные, т. е. дипольные оптические переходы разрешены лишь для излучения, поляризованного перпендикулярно слоям.¹

Рассмотрим одиночную прямоугольную потенциальную яму, образованную в зоне проводимости двух гетеропереходов (рис. 1). Волновые функции нормируем в потенциальном ящике с бесконечно высокими стенками при $x = \pm l$ (ось Ox перпендикулярна слоям симметричной структуры). Потенциал инвариантен относительно инверсии x , поэтому все волновые функции либо четны, либо нечетны. Оптические переходы из основного четного состояния в яме разрешены лишь в нечетные состояния непрерывного спектра зоны проводимости с волновыми функциями

$$|f\rangle = S^{-1/2} \exp(ik_{\parallel}z) \psi_{-}(x), \quad (1)$$

где, согласно [6],

$$\psi_{-}(x) = \begin{cases} A_{-} \sin Kx, & |x| \leq a, \\ \frac{\operatorname{sgn} x}{\sqrt{l}} \sin k(l - |x|), & |x| > a. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь k_{\parallel} — волновой вектор электрона, параллельный плоскости раздела гетеропереходов, S — площадь поверхности нормировочного объема $V = 2lS$.

¹ Реальная непараболичность спектра электронов, а также отличие их масс в гетеропарах приводят к поглощению света и с продольной поляризацией [5].

$\rho = (y, z)$, $K = [(2m(E + U_0)/\hbar^2) - k_{\parallel}^2]^{1/2}$, $k = [(2mE/\hbar^2) - k_{\parallel}^2]^{1/2}$, m — эффективная масса электрона, \hbar — постоянная Планка, U_0 — глубина ямы, $A_{-}^{-2} = l |\sin Ka| [1 + (K/k)^2 \operatorname{ctg}^2 Ka]$, $l \gg a$. Энергия E отсчитывается от дна зоны проводимости широкозонного полупроводника.

Волновая функция основного состояния электрона в яме равна

$$|i\rangle = S^{-1/2} \exp(ik_{\parallel}\rho) \psi_0(x), \quad (3)$$

где

$$\psi_0(x) = \begin{cases} A_0 \cos K_0 x, & |x| \leq a, \\ A_0 \cos K_0 a \exp[-k_0(|x| - a)], & |x| > a. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь $K_0 = [(2m(U_0 - E_0)/\hbar^2)]^{1/2}$, $k_0 = [(2mE_0/\hbar^2)]^{1/2}$, E_0 — энергия дна двумерной подзоны, отсчитанная от верха ямы, $A_0 = (a + \lambda_0)^{-1}$, $\lambda_0 = k_0^{-1}$.

Выражение для гамильтониана взаимодействия, соответствующего процессам поглощения фотонов, имеет вид [6, 7]

$$\mathcal{H} = -\frac{e}{mc} \left(\frac{2\pi N_{\nu} \hbar \omega}{V q^2} \right)^{1/2} \exp[i(qx - \omega t)] \hat{p}_x, \quad (5)$$

где N_{ν} — число фотонов в объеме V , $q = (\omega n_r/c)$ — волновой вектор, ω — ча-

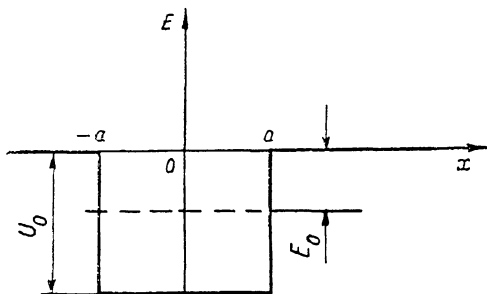


Рис. 1. Энергетическая схема гетероструктуры с квантовой ямой.

Штриховая прямая — положение нижней подзоны.

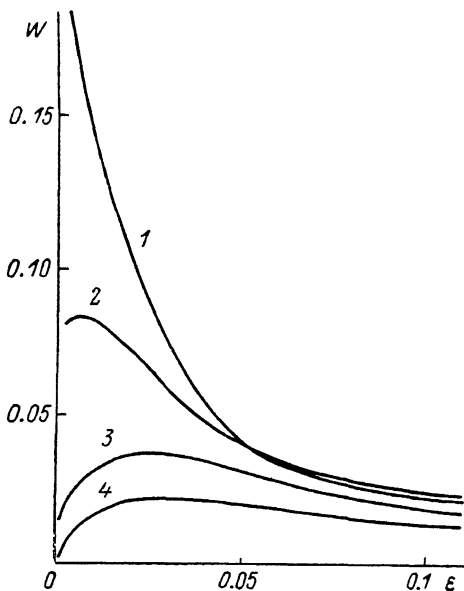


Рис. 2. Зависимость вероятности фотопозиции квантовой ямы от энергии фотона $\epsilon = [(\hbar\omega - E_0)/U_0]$.

a/λ : 1 — $\pi/2$, 2 — 1.47, 3 — 1.37, 4 — 1.27.

стота фотона, c — скорость света, n_r — показатель преломления среды, $\hat{p}_x = -i\hbar (\partial/\partial x)$ — проекция оператора импульса на ось Ox .

Используя (4)–(5), получим вероятность τ^{-1} поглощения излучения в единицу времени, т. е. частоту переходов

$$\tau^{-1} = \frac{(2\pi)^2 e^2 N_{\nu}}{V \omega m^2 n_r^2} \sum_{k_f} |\langle f | \hat{p}_x | i \rangle|^2 f_0(E_i) [1 - f(E)] \delta(E - E_i - \hbar\omega), \quad (6)$$

где $E_i = -E_0 + E_{\parallel}$, $E_{\parallel} = (\hbar^2 k_{\parallel}^2/2m)$, $f_0(E_{\parallel})$ — функция распределения (число заполнения) электронов в начальном, а $f(E)$ — в конечном состояниях. Суммирование в (6) производится по волновым векторам $k_f = (k, k_{\parallel})$ конечных состояний электронов.

Приведем выражение для матричного элемента импульса $\langle f | \hat{p}_x | i \rangle$, вычисленного на волновых функциях локализованного (3) и делокализованного (1) состояний,

$$\langle f | \hat{p}_x | i \rangle = -\frac{2\hbar}{\sqrt{l(a + \lambda_0)}} \frac{\sqrt{1 - \epsilon_0}}{\hbar\omega} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1 + \epsilon}{\epsilon} \operatorname{ctg}^2 \left(\sqrt{1 + \epsilon} \frac{a}{\lambda} \right)}}. \quad (7)$$

В (7) все энергии, включая энергию кванта излучения $\hbar\omega$, нормированы на глубину ямы: $\varepsilon_0 = E_0/U_0$, $\varepsilon = E_{\perp}/U_0$, $\lambda = [\hbar/(2mU_0)]^{1/2}$, $E_{\perp} = E - E_{\parallel}$ — кинетическая энергия электрона в широкозонном полупроводнике, соответствующая его движению перпендикулярно плоскости раздела гетерошар.

Анализируя (7), отметим, что матричный элемент импульса обращается в нуль при энергиях, соответствующих минимумам амплитуды A_{-} нечетного состояния (2) непрерывного спектра над ямой. Далее удобно вычислять вероятность W поглощения одного фотона, которая связана с частотой τ^{-1} переходов соотношением $W = (2ln_r/cN_r) \tau^{-1}$. Переходя в (6) от суммирования к интегрированию по энергиям, имеем

$$W = \frac{\sqrt{2} e^2 l}{\sqrt{m} \hbar^3 c \omega n_r} \int_0^{\infty} \frac{dE_{\perp}}{\sqrt{E_{\perp}}} \int_0^{\infty} dE_{\parallel} |\langle f | \hat{p}_x | i \rangle|^2 f_0(\mathbf{E}_{\parallel}) [1 - f(E)] \delta(E_{\perp} + E_0 - \hbar\omega). \quad (8)$$

Интегрирование по E_{\parallel} в (8) производится по энергиям электронов в двумерной подзоне, что является следствием сохранения параллельного границе раздела гетерошар импульса.

Учитывая (7) и проведя в (8) интегрирование, получим для вырожденных электронов, заполняющих нижнюю подзону локализованных в яме состояний,

$$W = 8 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{n_r} \frac{\lambda_0}{a + \lambda_0} \frac{\varepsilon_F (1 - \varepsilon_0)}{(\hbar\omega)^3 \sqrt{\hbar\omega - \varepsilon_0}} F(\hbar\omega - \varepsilon_0). \quad (9)$$

Здесь ε_F — энергия Ферми электронов в яме (в единицах U_0), а функция

$$F(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{\varepsilon + (1 + \varepsilon) \operatorname{ctg}^2 \left(\sqrt{1 + \varepsilon} \frac{a}{\lambda} \right)}.$$

Она осциллирует между нулем и единицей, причем максимумы и минимумы ее соответствуют максимальным и минимальным значениям амплитуды A_{-} . Другая особенность величины $W(\varepsilon)$ состоит в сильном убывании ее с возрастанием энергии кванта на характерном интервале порядка глубины ямы. Основной интерес поэтому представляет спектр вероятности перехода вблизи длинноволновой границы, т. е. для $\varepsilon = (\hbar\omega - \varepsilon_0) \ll 1$. Отметим здесь явление резонанса на пороге поглощения при $(a/\lambda) = (\pi/2)(2n-1)$, $[n=1, 2, 3, \dots]$. При таких соотношениях между параметрами ямы $W(\varepsilon) \propto (1/\sqrt{\varepsilon})$. При всех других значениях параметра (a/λ) , кроме $(a/\lambda) = \pi n$, вероятность поглощения на пороге $W(\varepsilon) \propto \sqrt{\varepsilon}$. Что касается $(a/\lambda) = \pi n$, то при этом $W(\varepsilon) \propto \varepsilon^{3/2}$. Здесь не рассматривалось влияние плазменных эффектов на пороге поглощения.

Приведем выражение для вероятности перехода (8) в условиях первого ($n=1$) резонанса. При этом в яме находится одна (четная) подзона, следующая нечетная подзона является виртуальной, т. е. «вытолкнута» в состояние с энергией $E_1=0$. Численный расчет показывает, что при $(a/\lambda) = \pi/2$ энергия дна четной подзоны отщеплена от верха ямы на величину $\varepsilon_0 = 0.37$ (в относительных единицах). Учитывая $\lambda_0 = (\lambda/\sqrt{1-\varepsilon_0})$, получим из (8)

$$W_{\text{рез}}(\varepsilon) = 1.7 \cdot 10^{-2} \frac{\varepsilon_F}{n_r (\varepsilon + 0.37)^3 \sqrt{\varepsilon}}. \quad (10)$$

Оценка дает $W_{\text{рез}}(0.1) \approx 2.5\%$ при $\varepsilon_F = 0.2$, $n_r = 3.5$ и $\varepsilon = 0.1$. Среднее же значение в интервале $0 < \varepsilon \leq 0.1$ составляет $\langle W_{\text{рез}} \rangle \approx 2W_{\text{рез}}(0.1) \approx 5\%$.

На рис. 2 приведен спектр $W(\varepsilon)$ (в абсолютных единицах) для нескольких значений параметра $(a/\lambda) \leq \pi/2$, когда в яме существует лишь одна двумерная подзона, уровень Ферми электронов в которой ниже краев ямы.

Оценим коэффициент поглощения $\alpha(\omega)$ для структуры, представляющей собой набор квантовых ям: $\alpha = (W/L)$, где L — период структуры или среднее расстояние между ямами, если структура неперIODическая. Полагая $a = 50 \text{ \AA}$, $L = 500 \text{ \AA}$, получим в условиях резонанса $\alpha \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ при $\varepsilon = 0.1$ и среднее

по спектру $\langle \alpha \rangle \simeq 10^4 \text{ см}^{-1}$. Используя соотношение $\varepsilon_F = (\pi \hbar^2 N_s / m U_0)$, где N_s — поверхностная концентрация электронов в яме, нетрудно показать, что значение $\varepsilon_F = 0.2$ при $U_0 = 0.20$ эВ достигается легированием либо широкозонной части структуры донорами с концентрацией $N_d = N_s / (L - 2a) = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, либо узкозонной части с $N_d = (N_s / 2a) \simeq 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, при умеренном легировании структура с набором квантовых ям обладает коэффициентом поглощения порядка коэффициента поглощения на прямых межзонных переходах. Особенности спектра фотоионизации являются осциллирующий характер, а также быстрое $\sim (\hbar \omega)^{-3.5}$ убывание (как и при фотоионизации водородоподобной примеси) при энергиях квантов, существенно превышающих энергию ионизации. Тем не менее в окрестности длинноволновой границы спектр поглощения является достаточно широкополосным. Например, при $U_0 = 0.25$ эВ, что в условиях первого резонанса соответствует красной границе $\lambda_{кр} = 14$ мкм, средний по спектру коэффициент поглощения в интервале длин волн $\Delta \lambda = 10 \div 14$ мкм составляет $\langle \alpha \rangle \simeq 10^4 \text{ см}^{-1}$ при том, что на длине волны $\lambda_1 = 10$ мкм $\alpha(\lambda_1) \simeq 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. При небольших отклонениях параметров ямы от резонансных спектр упирается (рис. 2). Таким образом, по своим оптическим свойствам структуры с квантовыми ямами являются чрезвычайно привлекательными для создания фотоприемников на внутризонных переходах.

Список литературы

- [1] Coon D. D., Karunasiri P. P. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 6. P. 649—651.
- [2] Levine B. F., Bethea C. G., Hasnaru G., Walker J., Malik R. J. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 12. P. 747—749.
- [3] Вуль А. Я., Шик А. Я., Шмарцев Ю. В. // Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 5. С. 257—261.
- [4] Шик А. Я. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 9. С. 1598—1604.
- [5] Шик А. Я. // Тр. IX Всес. симп. «Электронные процессы на поверхности и в тонких слоях полупроводников». Новосибирск, 1988. Ч. 2. С. 195.
- [6] Флюгге З. Задачи по квантовой механике. Т. 1. М., 1974. 341 с.
- [7] Ридли Б. Квантовые процессы в полупроводниках. М., 1986. 304 с.

Получена 3.11.1988
Принята к печати 7.12.1988