

УДК 621.382

МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ С УЗКОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

А. А. АВЕТИСЯН¹, А. П. ДЖОТЯН¹, Б. Г. ПОГОСЯН²

¹Ереванский государственный университет

²Гюмрийский педагогический институт

(Поступила в редакцию 15 августа 1998 г.)

Исследовано межзонное поглощение света в тонкой размерно-квантованной полупроводниковой пленке типа A^3B^5 с непараболическим законом дисперсии в скрещенных электрическом и магнитном полях. С учетом зависимости сдвига центров осцилляторов от волнового числа проанализирован ход спектральных характеристик от напряженности электрического поля.

В настоящее время продолжает расти интерес к детекторам ИК-излучения, работающим в диапазоне 3-5 мкм и 8-14 мкм [1-3]. С этой точки зрения перспективными представляются актуальные объекты современной микроэлектроники – тонкие полупроводниковые пленки с узкой запрещенной зоной. Будучи помещенными в скрещенные электрическое и магнитное поля, такие пленки могут служить полихроматическим детектором ИК-излучения с плавным электрическим управлением [4].

В связи с этим в настоящей работе исследуется межзонное поглощение света в тонкой размерно-квантованной полупроводниковой пленке A^3B^5 с непараболическим законом дисперсии носителей заряда в скрещенных электрическом E и магнитном H полях. При наличии последних приближение эффективной массы справедливо для узкощелевых полупроводников A^3B^5 при $E \ll 10^4$ В/см (при $T = 300$ К) и $H \leq 10^4$ Э [5,6].

Для таких полупроводников, в частности для $InSb$, хорошо оправдано двухзонное приближение [6], в котором закон дисперсии носителей заряда аналогичен релятивистскому с заменой скорости света на параметр непараболичности s ($s \approx 10^8$ см/с); в этом приближении эффективные массы носителей заряда в соответствующих зонах равны: $m_c = m_v = m$ [5].

Пусть магнитное поле H направлено по оси OZ перпендикулярно поверхности пленки с толщиной L , а электрическое E – по оси OX . В

относительно слабых электрических полях, при значениях параметра $\beta = cE/sH < 1$, движение носителей заряда все еще носит "магнитный" характер с ларморовской частотой $\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \beta^2}$, где $\omega_0 = eH/mc$ [6].

Используя модель бесконечно глубокой ямы для пленочного потенциала и предполагая сохранение в пленке двумерной зонной структуры, для полной волновой функции носителей заряда в зоне проводимости, при наличии скрещенных полей $E \perp H (A = (0, Hx, 0))$, из решения уравнения Клейна-Гордона находим (аналогично для $\Psi_v(r)$) [6]:

$$\Psi_c(r) = \left[\frac{2}{L} \frac{\varepsilon_g/2}{E_{c0} + \varepsilon_g/2} \right]^{1/2} e^{ik_y y} \varphi_N(x - x_c) \sin \frac{\pi n z}{L} U_c(\rho), \quad (1)$$

где E_{c0} — энергия в зоне проводимости при $k_y = 0$, $U_{c,v}(\rho)$ — бловская амплитуда в соответствующих двумерных зонах, а

$$\varphi_n(x - x_c) = \{2^N N! \pi^{1/2} \lambda\}^{-1/2} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - x_c}{\lambda} \right)^2} H_N \left(\frac{x - x_c}{\lambda} \right) \quad (2)$$

— осцилляторная функция, $H_N(x)$ — полином Эрмита, $\lambda = (\hbar/m\omega)^{1/2}$ — магнитная длина: $\lambda \approx \lambda_0 = (c\hbar/eH)^{1/2}$ при $\beta < 1$.

Для энергетического спектра носителей заряда находим

$$\begin{aligned} E_c &= -\frac{\varepsilon_g}{2} - \beta \hbar s k_y + \sqrt{\frac{\varepsilon_g}{4} + \varepsilon_g (2N+1) \mu H (1-\beta^2)^{1/2} + \varepsilon_g \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mL^2} (1-\beta^2)^{1/2}}; \\ E_v &= -\frac{\varepsilon_g}{2} - \beta \hbar s k'_y - \sqrt{\frac{\varepsilon_g}{4} + \varepsilon_g (2N'+1) \mu H (1-\beta^2)^{1/2} + \varepsilon_g \frac{\hbar^2 \pi^2 n'^2}{2mL^2} (1-\beta^2)^{1/2}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\mu = e\hbar/2mc$ — эффективный магнетон Бора, n, n' — номера пленочных уровней, а N, N' — уровней Ландау в соответствующих зонах: $n, n' = 1, 2, 3, \dots$, $N, N' = 0, 1, 2, 3, \dots$

Как и в [6], положения центров осцилляторов в зонах определяются выражениями:

$$\begin{aligned} x_c &= -\frac{\lambda_0^2}{1-\beta^2} k_y - \frac{eE}{ms^2} \varepsilon_c \frac{\lambda_0^2}{\hbar \omega_0 (1-\beta^2)}, \\ x_v &= -\frac{\lambda_0^2}{1-\beta^2} k'_y + \frac{eE}{ms^2} (\varepsilon_v + \varepsilon_g) \frac{\lambda_0^2}{\hbar \omega_0 (1-\beta^2)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\varepsilon_{c,v} = E_{c,v} + \frac{\varepsilon_g}{2}$.

Пусть, для простоты, свет падает на пленку по оси OZ (q — импульс фотона, $q = q_z$). Для матричного элемента межзонного перехода между состояниями $\Psi_c(r)$ и $\Psi_v(r)$, описываемыми (1), получаем

$$P_{vc} = C_c C_v \frac{eA_0}{m_0 c} (\text{erfc}(0)) \delta_{k,k'} F_{n,n'}^n(q_z L) \times I, \quad (5)$$

где $C_{c,v} = \sqrt{\frac{\epsilon_g/2}{E_{c,v,0} + \epsilon_g/2}}$, вид функции $F_n^n(q_z L)$ найден в [7],

$$P_{cv}(\chi) = -i\hbar \frac{1}{S_0} \int U_{cz}^*(\rho) \nabla U_{vz}(\rho) d\rho, \quad (6)$$

χ — двумерный волновой вектор в плоскости пленки, S_0 — площадь элементарной ячейки на поверхности пленки, а

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_N(x - x_c) \varphi_{N'}(x - x_v) dx \quad (7)$$

— интеграл перекрытия осцилляторных функций. Из-за смещения центров осцилляторов в разные стороны в электрическом поле $I \neq 0$ и при $N \neq N'$ [6,8].

При кейновском законе дисперсии для величины $\gamma = (x_v - x_c)/2\lambda$, характеризующей смещения центров осцилляторов, из (4) с учетом (3) получаем

$$\gamma = \gamma_0 \frac{1 - \beta \lambda_s k_y}{(1 - \beta^2)^{3/4}}, \quad (8)$$

где $\gamma_0 = \frac{m_c + m_v}{2\hbar H} c \lambda_0 E$ — постоянный сдвиг для стандартного полупроводника, $\lambda_s = \frac{\hbar}{ms}$ — аналог комптоновской длины волны в кейновском полупроводнике.

Коэффициент межзонного поглощения $\alpha^{E/H}(\omega)$ в тонкой пленке имеет вид:

$$\alpha^{E/H}(\omega) = \frac{2\pi}{N_0 v \hbar} \sum_{Nn, N'n'} \int |P_{wc}|^2 \delta(\hbar\omega - E_c + E_v) \frac{2}{2\pi} dk_y, \quad (9)$$

где N_0 — плотность числа фотонов, v — скорость света в полупроводнике.

Используя выражение (5) для P_{wc} , из (9) находим:

$$\begin{aligned} \alpha^{E/H}(\omega) = & \frac{2m^2 s^4}{N_0 v \hbar} |\epsilon_{cv}(0)|^2 \left(\frac{eA_0}{m_0 c} \right)^2 \sum_{Nn, N'n'} |F_n^n|^2 \frac{\delta(\Delta_{Nn} + \Delta_{N'n'} - \hbar\omega)}{\Delta_{N'n'} \Delta_{Nn}} \times \\ & \times \frac{2^N N'!}{2^{N'} N'!} \int [L_{n'}^{N-N'}(2\gamma^2)]^2 e^{-2\gamma^2} \gamma^{2(N-N')} dk_y, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_{Nn} = & \sqrt{\frac{\epsilon_g^2}{4} + \epsilon_g(2N+1)\mu H(1-\beta^2)^{1/2} + \epsilon_g \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mL^2} (1-\beta^2)^{1/2}}, \\ \Delta_{N'n'} = & \sqrt{\frac{\epsilon_g^2}{4} + \epsilon_g(2N'+1)\mu H(1-\beta^2)^{1/2} + \epsilon_g \frac{\hbar^2 \pi^2 n'^2}{2mL^2} (1-\beta^2)^{1/2}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Как и в [6], выражение для $\alpha^{E/H}(\omega)$ в случае непараболического закона дисперсии можно получить, проинтегрировав по k_y многочлен в (10), возникающий от квадрата полинома Лагерра. В случае стандартного закона дисперсии такой ситуации не возникает, поскольку аргумент полинома Лагерра от k_y не зависит [8].

При $n=n'=1$, $N=N'=0$ величина $2\Delta_{Nn}$ играет роль эффективной запрещенной зоны ε_g^* , определяющей в тонкой пленке новый край поглощения

$$\varepsilon_g^* = \left(\varepsilon_g^2 + 8ms^2 \mu H (1 - \beta^2)^{1/2} + \frac{4\pi^2 \hbar^2 s^2}{L^2} \right)^{1/2} \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (12)$$

нелинейно зависящий от E и H . При $E \rightarrow 0$ выражение (12) переходит в аналогичное для края поглощения в тонкой пленке A^3B^5 в магнитном поле [9]. Изменяя величину E при фиксированных L и H , можно легко регулировать положение края поглощения.

Для тонких пленок, как и в [9], спектр поглощения формируется из дискретных линий, соответствующих переходам с одного магнетопленочного уровня n', N' в валентной зоне на другой — N, n в зоне проводимости. Благодаря малым значениям эффективных масс в узкощелевых полупроводниках (например, в InSb) может быть достигнута существенная перестройка магнетопленочных уровней путем малых изменений L и H .

При $L \approx 500 \text{ \AA}$ и $H = 10^4 \text{ Э}$ тонкую структуру спектра определяют переходы между "магнитными" уровнями, "привязанными" к пленочным [9], однако при наличии E становятся возможными переходы между уровнями с любыми N, N' . Интенсивность конкретного перехода

$(n'N') \rightarrow (nN)$ определяется множителем $\frac{|F_n^n|^2}{\Delta_{N'n'} \Delta_{Nn}} I_{NN'}(\beta)$, где

$$I_{NN'}(\beta) = \frac{2^{N'} N'!}{2^N N!} \int [L_{N'-N'}^{N-N'}(2\gamma^2)]^2 e^{-2\gamma^2} \gamma^{2(N-N')} dk_y.$$

Графические зависимости $I_{NN'}(\beta)$ для разрешенных и запрещенных переходов, полученные в результате численного интегрирования, приведены в работе [6].

С увеличением электрического поля как край поглощения, так и все максимумы кривой поглощения сдвигаются в длинноволновую область. При этом происходит плавная перестройка спектральной кривой: разрешенные при $E = 0$ максимумы, соответствующие переходам с равными N , гасятся и возникают новые, ранее запрещенные ($N \neq N'$). Наиболее медленно с ростом E спадает интенсивность основного пика, соответствующего переходу $(1,0) \rightarrow (1,0)$; при $L \approx 500 \text{ \AA}$ и $H = 10^4 \text{ Э}$ максимум его при $E = 0$ приходится на длину волны $\lambda \approx 4,78 \text{ мкм}$.

В заключение выражаем благодарность Э.М.Казаряну за плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.М.Арутюнян, А.Т.Дарбасян. Полупроводниковая микроэлектроника, материалы 2-ой Национальной конференции, Дилижан, 1998, с.137.
2. Chiang Jung-Chi, S.Li Shang, M.Z.Tidrow, P.Ho, M.Tsai, C.P.Lee. Phys. Lett., 69, 2412 (1996).
3. G.V.Churakov, Yu.L.Ivanov, V.M.Ustinov, et al. Solid State Electronics, 40, 391 (1996).
4. А.Е.Ржанов, С.Д.Лазарев и др. Микроэлектроника, 9, 79 (1980).
5. И.М.Пидильковский. Зонная структура полупроводников. М., Наука, 1978.
6. А.А.Аветисян, Б.Г.Погосян, А.П.Джотян. Известия НАН Армении, Физика, 33, 296 (1998).
7. В.Г.Коган, В.З.Кресин. ФТТ, 11, 3230 (1969).
8. А.Г.Аронов, Г.Е.Пикус. ЖЭТФ, 51, 505 (1966).
9. А.П.Джотян, Э.М.Казарян, Ю.В.Каракашян, А.С.Чиркинян. Известия НАН Армении, Физика, 29, 67 (1994).

ԼՈՒՅՄԻ ՄԻՋԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՆԵՂ ԱՐԳԵԼՎԱԾ ԳՈՏԻՈՎ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ԽԱՉՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ
ԵՎ ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ

Ա. Ա. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա. Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Բ. Ժ. ՊՈԴՈՍՅԱՆ

Հետազոտված է լույսի միջգոտիական կլանումը չափային քվանտացված A^3B^5 տիպի ոչ պարաբոլային դիսպերսիայով քարակ կիսահաղորդչային թաղանթներում՝ խաչված էլեկտրական և մագնիսական դաշտերում: Հաշվի առնելով օսցիլյատորների կենտրոնների շեղման կախվածությունը ալիքային թվից, հետազոտված է սպեկտրալ բնութագրերի վարքը էլեկտրական դաշտում:

INTERBAND ABSORPTION OF LIGHT IN THIN FILMS OF SEMICONDUCTORS WITH A NARROW FORBIDDEN BAND IN CROSSED ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS

A. A. AVETISYAN, A. P. DJOTYAN, B. G. POGHOSYAN

Interband light absorption in a thin size-quantised semiconductor film of A^3B^5 type with a nonparabolic law of dispersion in crossed electric and magnetic fields is investigated. Taking into account the dependence of the oscillators centers shift on the wave number, the shape change of spectral characteristics depending on the electric field, is analyzed.