

УДК 621.315

НЕПРЯМЫЕ МЕЖЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТОНКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКЕ СО СЛОЖНЫМ ЗАКОНОМ ДИСПЕРСИИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.П. ДЖОТЯН¹, Б.Г. ПОГОСЯН²¹Ереванский государственный университет²Гюмрийский педагогический институт

(Поступила в редакцию 19 ноября 1999 г.)

Исследованы спектральные характеристики тонкой полупроводниковой пленки со сложным законом дисперсии в квантующем магнитном поле, обусловленные непрямыми переходами.

Непрямые межзонные переходы (НП) в полупроводнике могут происходить одновременно с прямыми [1,2], внося свой вклад в наблюдаемую картину спектра поглощения вблизи его края. Для таких переходов необходима передача импульса третьему телу, такому, например, как примесный центр или газ фононов [1]; возможны также НП с участием дислокаций [3] и плазмонов [4]. В работах [1,3,4] расчеты проводились для случая параболического закона дисперсии носителей заряда. В работе [5] НП в полупроводнике со сложным (кейновским) законом дисперсии в валентной зоне при фононном механизме рассеяния из-за сложности математических расчетов были рассмотрены при аппроксимации кейновского закона дисперсии двучленом $\varepsilon_{c,v}(k) = \alpha k^2 - \beta k^4$, где $\alpha = \hbar^2/2m_n$, $\beta = \hbar^4/4m_n^2\varepsilon_g$, m_n – масса электрона на дне зоны проводимости.

Представляет интерес решение аналогичной задачи при точном учете кейновского закона дисперсии носителей заряда в валентной зоне. Законы дисперсии носителей заряда в валентной зоне, прямой и побочной зонах проводимости имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon_i &= \varepsilon_v(k) = -\varepsilon_0 - \tilde{\varepsilon}_v; \quad \tilde{\varepsilon}_v = -m_v s^2 + \sqrt{m_v^2 s^4 + \hbar^2 s^2 k^2}, \\ \varepsilon_m &= \varepsilon_c(k) = \varepsilon_c(0) + \tilde{\varepsilon}_c^0, \quad \varepsilon_f = \varepsilon_c(k') = \varepsilon_c(k_L) + \tilde{\varepsilon}_c, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\tilde{\varepsilon}_c$ – “кинетическая” энергия электрона вблизи экстремума побочной зоны проводимости в точке k_L , разность энергий ($\varepsilon_m - \varepsilon_i$)

промежуточного (m) и начального (l) состояний равна ширине ε_0 запрещенной зоны прямого перехода, s – параметр непараболичности (для InSb $s \approx 10^8$ см/с).

Рассмотрим вначале не прямые переходы в отсутствие магнитного поля.

Коэффициент поглощения (КП) света, обусловленный непрямыми разрешенными переходами с одновременным поглощением фотона и поглощением (испусканием) фонона, вычислен нами во втором приближении теории квантовых переходов [1]:

$$\alpha_p^{\text{неп}}(\omega) = \frac{C_j^{\text{исп}}}{\omega(\varepsilon_0 - \hbar\omega)^2} \left[b_-^3 B\left(\frac{3}{2}, \frac{5}{2}\right) {}_2F_1\left(-\frac{1}{2}, \frac{5}{2}; 4; -\frac{b_-}{2m_v s^2}\right) + \right. \\ \left. + m_v s^2 b_-^2 B\left(\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right) {}_2F_1\left(-\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; 3; -\frac{b_-}{2m_v s^2}\right) \right] + \\ + \frac{C_j^{\text{пог}}}{\omega(\varepsilon_0 - \hbar\omega)^2} \left[b_+^3 B\left(\frac{3}{2}, \frac{5}{2}\right) {}_2F_1\left(-\frac{1}{2}, \frac{5}{2}; 4; -\frac{b_+}{2m_v s^2}\right) + \right. \\ \left. + m_v s^2 b_+^2 B\left(\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right) {}_2F_1\left(-\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; 3; -\frac{b_+}{2m_v s^2}\right) \right], \quad (2)$$

где $C_j^{\text{исп}}$ и $C_j^{\text{пог}}$ – константы, соответствующие испусканию и поглощению фононов j -ой ветви колебаний, $b_{\mp} = \hbar\omega - \varepsilon_g \mp \hbar\omega_q$, ε_g – ширина побочной запрещенной зоны, $B(x, y)$ – бета-функция, ${}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; z)$ – гипергеометрическая функция. Результаты численных расчетов на основе (2) представлены на рис.1.

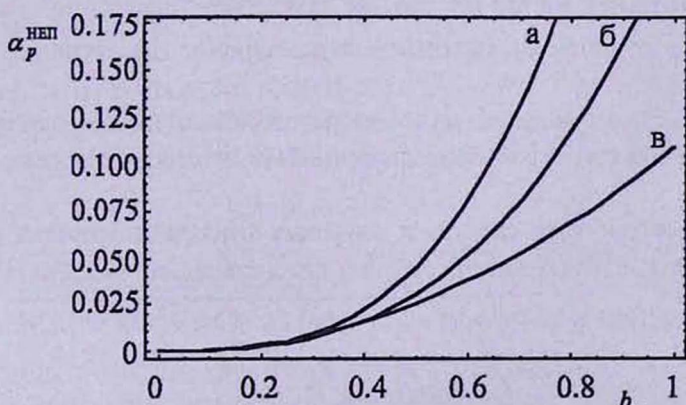


Рис.1. Частотная зависимость КП $\alpha_p^{\text{неп}}(b_-)$ при НП: а) теоретический точный расчет [6], б) приближенный расчет при аппроксимации закона дисперсии Кейна двучленом [5], в) теоретический расчет для стандартного закона дисперсии [1].

Пусть к полупроводнику приложено квантующее магнитное поле H , параллельное оси OZ , с вектор-потенциалом $A^0 = (0, Hx, 0)$. Тогда энергетический спектр дырок в валентной зоне и электронов в побочной зоне проводимости имеет вид [2]:

$$\begin{aligned}\varepsilon_v(k_z) &= -\varepsilon_0 + m_v s^2 - \sqrt{m_v^2 s^4 + \hbar^2 s^2 k_z^2 + 2m_v s^2 (2N+1)\mu_v H} = \varepsilon_v(0) - \tilde{\varepsilon}_v, \\ \varepsilon_c(k'_z) &= \varepsilon_c(k_L) + \frac{\hbar^2 k'^2_z}{2m_c} + (2N'+1)\mu_c H = \varepsilon_c(k_L) + \tilde{\varepsilon}_c,\end{aligned}\quad (3)$$

где N, N' – номера уровней Ландау, $\mu_{v,c} = e\hbar/2m_{v,c}$ – эффективные магнетоны Бора в соответствующих зонах.

С учетом (3) и с использованием выражения для плотности состояний в кейновском полупроводнике в магнитном поле [2], для $\alpha_{\text{неп}}^H(\omega)$ при НП находим следующее выражение:

$$\begin{aligned}\alpha_{\text{неп}}^H(\omega) &\approx \frac{1}{\omega(\varepsilon_0 - \hbar\omega)^2} \sum_{N, N'} \frac{\sqrt{a}}{s} \left[\theta(b'_+) N_{k_L} \left\{ {}_1F_1\left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; -\frac{b'_+}{2a}\right) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{1}{2} {}_1F_1\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; -\frac{b'_+}{2a}\right) \right\} + \theta(b'_-) (N_{k_L} + 1) \left\{ {}_1F_1\left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; -\frac{b'_-}{2a}\right) - \frac{1}{2} {}_1F_1\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; -\frac{b'_-}{2a}\right) \right\} \right],\end{aligned}\quad (4)$$

где $a = \sqrt{m_v^2 s^4 + 2m_v s^2 (2N+1)\mu_v H}$, $b'_\pm = \hbar\omega - \varepsilon_g \pm \hbar\omega_q - (2N'+1)\mu_v H + m_v s^2 - a$, N_{k_L} – функция Планка.

В магнитном поле, при учете непараболичности, согласно (4) имеем:

- 1) $\alpha_{\text{неп}}^H(\omega)$ претерпевает неэквидистантные по оси частот скачки;
- 2) из-за множителя $\sqrt{a}$ величины скачков растут с ростом номера Ландау N ;
- 3) $\alpha_{\text{неп}}^H(\omega)$ монотонно растет на каждой ступеньке “лестницы” магнитопоглощения в отличие от стандартной дисперсии, где ступеньки горизонтальны [1].

В связи с интересом к оптическим свойствам низкоразмерных систем представляет интерес исследование НП в тонких пленках этих соединений.

Для энергетического спектра и волновых функций носителей заряда в пленке, в модели бесконечно глубокой потенциальной ямы имеем:

$$\begin{aligned}\varepsilon_i \equiv \varepsilon_v(k) &= -\varepsilon_v(0) + m_v s^2 - \sqrt{m_v^2 s^4 + \hbar^2 s^2 \pi^2 n^2 / L^2 + 2m_v s^2 (2N+1)\mu_v H}, \\ \varepsilon_f \equiv \varepsilon_c(k') &= \varepsilon_c(k'_L) + \frac{\hbar^2 \pi^2 n'^2}{2m_c L^2} + (2N'+1)\mu_c H,\end{aligned}\quad (5)$$

$$F_{Nvn}(x, y, z) = \sqrt{2/L} e^{ik_y y} \varphi_N(x - x_v) \sin(\pi n z / L),$$

$$F_{N'cn'}(x, y, z) = \sqrt{2/L} e^{ik_y y} \varphi_{N'}(x - x_c) \sin(\pi n' z / L),\quad (6)$$

где L – толщина пленки, n, n' – номера пленочных уровней, x_c, x_v – координаты центров осцилляторов. При линейной поляризации световой волны в плоскости пленки ($e \parallel H$), для $\alpha_{\text{неп}}^H(\omega)$ получаем:

$$\alpha_{\text{неп}}^H(\omega) = \frac{2\pi e^2 \lambda C_q^{(j)}}{m^2 c n \omega (\epsilon_0 - \hbar \omega)^2} \sum_{\substack{Nn \\ N'n'}} \frac{2^{N'} N'!}{2^N N!} |F_n^{n'}|^2 \Gamma(N - N' - 1/2, \lambda k_L) \times \\ \times \delta(\epsilon_{N'cn'} - \epsilon_{Nnm} - \hbar \omega \mp \hbar \omega_q) \left[-|eP_{cn}| L_{N'}^{N-N'}(2\gamma^2) + \right. \\ \left. + \frac{N}{2\lambda \gamma} |eL_{cn}| L_{N'}^{N-N'-1}(2\gamma^2) - \frac{\gamma}{\lambda} |eL_{cn}| L_{N'}^{N-N'+1}(2\gamma^2) \right]^2, \quad (7)$$

где $\gamma = (x_c - x_v)/2\lambda$, $\lambda = \sqrt{\hbar/eH}$ – магнитная длина, $L_m^n(x)$ – полином Лагерра.

Как следует из (7), спектр поглощения в тонкой пленке состоит из дискретных пиков. Край поглощения $\hbar \omega_0$ соответствует переходу между наинизшими магнитопленочными уровнями ($N = 0, n = 1$) в валентной зоне и ($N' = 0, n' = 1$) – в зоне проводимости. Из-за непараболичности закона дисперсии в валентной зоне максимумы поглощения спектральной кривой неэквидистантны. Положением края поглощения легко управлять путем изменения магнитного поля и толщины пленки.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1978.
2. А.П.Джотян, Б.Г.Погосян. Изв. НАН Армении, Физика, 33, 64 (1998).
3. Е.М.Казарян, К.А.Мкхоян, Н.А.Саркисян. Thin Solid Films, 302, 54 (1997).
4. Е.М.Казарян, К.А.Мкхоян, Н.А.Саркисян. Thin Solid Films, 338, 185 (1999).
5. Л.Л.Алиханова, Э.М.Казарян. Изв. АН Армянской ССР, Физика, 6, 16 (1971).
6. Б.Г.Погосян. В сб. Полупров. микроэлектроника. Мат. II нац. конф., Дилижан, 1999, с. 43.

ՈՉ ՈՒՂԻՂ ՄԻՋԳՈՏԻԱԿԱՆ ԱՆՑՈՒՆԵՐԸ ԲԱՐՂ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ
ՕՐԵՆՔՈՎ ԲԱՐԱԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՈՒՄ
ՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա.Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Բ.Ժ. ՊՈԴՈՍՅԱՆ

Հետազոտված են բարդ դիսպերսիայի օրենքով կիսահաղորդչային թաղանթի սպեկտրալ բնութագրերը պայմանավորված միջգոտիական ոչ ուղիղ անցումներով մագնիսական դաշտի առկայությամբ:

INDIRECT INTERBAND TRANSITIONS IN THIN SEMICONDUCTOR FILM
WITH COMPLICATED DISPERSION LAW IN A MAGNETIC FIELD

A.P. DJOTYAN, B.G. POGHOSYAN

The spectral characteristics of thin semiconductor films with complicated dispersion law due to indirect interband transitions in a magnetic field are studied.