

УДК: 539; 538.9

PACS; 73.21; Nb,73.21. Nm

МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУКВАНТОВАННОЙ
ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ СИСТЕМЕ

Т.Г.ИСМАИЛОВ

Бакинский Государственный Университет
tariyel.i@gmail.ru

Получено выражение для коэффициента межзонного поглощения света в полуквантованной электронной системе, которая может быть реализована в узкощелевых и бесщелевых полупроводниках. Показано, что частотная зависимость коэффициента поглощения качественно отличается от зависимости, которая имеет место для полностью квантованной системы.

Ключевые слова: полупроводник, межзонное поглощение, квантующее магнитное поле, полуквантованная система.

Узкощелевые полупроводники в настоящее время являются одними из основных полупроводниковых материалов для фотоприемников инфракрасной и терагерцовой диапазонов [1-3].

Задача о межзонном поглощении света на электронных возбуждениях в узкощелевых полупроводниках в магнитном поле исследовалась во многих работах [4-7]. И во всех этих работах рассматривалась ситуация, когда зоны, в которых находятся начальные и конечные состояния электронов или квантованы (в квантующем магнитном поле) или не квантованы (классические магнитные поля). Однако, возможна ситуация, когда одна из этих зон квантована, а другая - нет. Например, для узкощелевого полупроводника InSb, в котором при 4,2К массы электронов проводимости тяжелых дырок равны, соответственно, $m_e=0,013m_0$ и $m_h=0,4m_0$, где m_0 - масса свободного электрона, имеем

$$\hbar\Omega_e/kT \approx 2 \cdot 10^{-3} \cdot H(T), \text{ и } \hbar\Omega_h/kT \approx 0,07 \cdot 10^{-3} \cdot H(T), \quad (1)$$

где Ω_e и Ω_h циклотронные частоты электрона проводимости и тяжелой дырки, соответственно.

Из (1) следует, что при магнитных полях $H \approx 5 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^4$ (Э) зона проводимости будет квантована, а для зоны тяжелых дырок квантование не имеет место. Аналогичная ситуация может реализоваться и в $HgTe$.

На рис.1 показаны зонные структуры узкощелевого и бесщелевого полупроводников $InSb$ и $HgTe$, соответственно, в двухзонной модели Кейна [4].

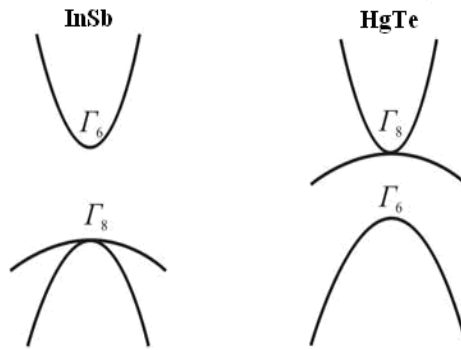


Рис.1. Зонная структура объемных полупроводников а) $InSb$, б) $HgTe$.

Для полуметаллического и полупроводникового $Hg_{1-x}Cd_xTe$, зонные структуры которых аналогичны зонной структуре $HgTe$ и $InSb$, условие (1) становится еще мягче, поскольку отношение масс m_c/m_h может быть сколь-угодно малой.

В настоящей статье рассмотрено межзонное поглощение света в магнитном поле на примере бесщелевого полупроводника $HgTe$.

Рассмотрим бесщелевой полупроводник помещенный в магнитное поле, направленного по оси Oz . В магнитном поле вырождение в точке $\mathbf{k}=0$ снимается, т.е. между зонами Γ_6 и Γ_8 появляется щель. Будем считать, что в рассматриваемом интервале магнитных полей зона проводимости и зона легких дырок квантованы, т.е. расщеплены на подуровни Ландау, а зона тяжелых дырок - нет. Также будем считать, что зона легких дырок находится достаточно далеко от зоны тяжелых дырок и, следовательно, не будет участвовать в процессе межзонного поглощения при рассматриваемых значениях энергии падающего излучения. Зонная схема включающая в себя квантованную зону проводимости и неквантованную зону тяжелых дырок показана на рис.2.

Рассмотрим переходы из зоны тяжелых дырок в подзоны Ландау в зоне проводимости. Для вычисления коэффициента поглощения воспользуемся формулой [8]:

$$\alpha = \frac{2\pi c \hbar^2}{n \hbar \omega} \cdot \frac{W}{A_0^2}, \quad (2)$$

где ω – частота падающего света, n – коэффициент преломления, A_0 – вектор-потенциал световой волны, c – скорость света, W – вероятность перехода в единицу времени.

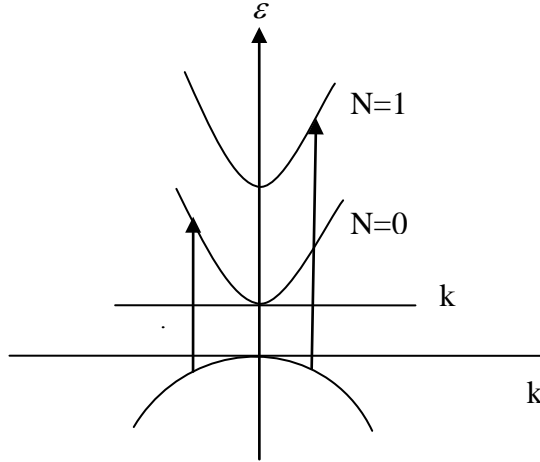


Рис.2. Возможные переходы из неквантованной зоны тяжелых дырок в зону проводимости.

В дипольном приближении вероятность перехода в единицу времени из основного состояния в возбуждённое состояние дается выражением:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k_e, k_h} |M_{ch}(k_e, k_h)|^2 \delta(\varepsilon_c - \varepsilon_h - \hbar\omega), \quad (3)$$

где $M_{cv}(k_e, k_h)$ – матричный элемент перехода из зоны тяжелых дырок в зону проводимости,

$$M_{cv}(k_e, k_h) = \int d\mathbf{r} \psi_c^* \frac{eA_0}{mc} (\mathbf{e}\mathbf{p}) \psi_v, \quad \varepsilon_e = \hbar\omega + \hbar\Omega_e \left(N + \frac{1}{2}\right) + \frac{\hbar^2 k_{ez}^2}{2m_e}, \quad (4)$$

$$\varepsilon_h = -\frac{\hbar^2 k_h^2}{2m_h}, \quad k_h^2 = k_{hx}^2 + k_{hy}^2 + k_{hz}^2,$$

\mathbf{p} – импульс электрона, \mathbf{e} – единичный вектор поляризации, A_0 – вектор-потенциал световой волны, ε_e , ε_h – энергия электронов и тяжелых дырок,

соответственно, k_e, k_h - волновые вектора электронов и тяжелых дырок, $k_h^2 = k_{hx}^2 + k_{hy}^2 + k_{hz}^2$, $\Omega_e = \frac{eH}{m_e c}$, $N = 0, 1, 2, 3, \dots$

Волновые функции начального и конечного состояний берем в виде [6,7].

$$\psi_h(k_h, r) = u_h(k_h, r) e^{i\mathbf{k}_v \mathbf{r}}, \quad \psi_c(k_e, r) = u_e(k_e, r) e^{i(k_{ey}y + k_{ez}z)} \varphi_N\left(\frac{x - x_0}{R}\right). \quad (5)$$

Здесь $u_h(k_h, r)$, $u_e(k_e, r)$ - блововские факторы тяжелых дырок и электронов проводимости, $\varphi_N\left(\frac{x - x_0}{R}\right)$ - осцилляторная функция,

$x_0 = -\frac{\hbar k_{ey}}{\Omega_e m_e}$ - центр осциллятора, $R = \left(\frac{\hbar c}{eH}\right)^{1/2}$ - магнитная длина.

Используя волновые функции (5) для матричного элемента перехода, получим выражение

$$M_{cv}(k_e, k_h) = \int d\mathbf{r} \psi_c^* \frac{eA_0}{mc} (\mathbf{e}\mathbf{p}) \psi_v = \frac{eA_0}{mc} (\mathbf{e}\mathbf{p}_{cv}) \delta_{k_{ey}, k_{hy}} \delta_{k_{ez}, k_{hz}} J_N(k_{ex}, k_{hy}), \quad (6)$$

где

$$J_N(k_{ex}, k_{ey}) = \int \varphi_N(x - x_0) e^{ik_{hx}x} dx = e^{ik_{hx}x_0} \varphi_N(k_{hx}). \quad (7)$$

Тогда

$$W = \frac{2\pi e^2 A_0^2}{\hbar m^2 c^2} (\mathbf{e}\mathbf{p}_{cv})^2 \cdot \sum_{N, k_{hx}, k_{hy}, k_{hz}} \varphi_N^2(k_x) \delta\left[\varepsilon_g - \hbar\omega + \hbar\Omega_e\left(N + \frac{1}{2}\right) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e}\right]. \quad (8)$$

Учитывая, что $\sum_{\mathbf{k}} \rightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k}$, проинтегрировав (8) по k_z , получим:

$$W = \frac{2\pi e^2 A_0^2}{\hbar m^2 c^2} (\mathbf{e}\mathbf{p}_{cv})^2 \cdot \frac{V}{(2\pi)^3} \cdot \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}} \cdot \sum_N \int dk_x dk_y \frac{\varphi_N^2(k_x)}{\sqrt{\hbar\omega - \varepsilon_N - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_h} - \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_h}}}, \quad (9)$$

где

$$\varepsilon_N = \hbar\Omega_e\left(N + \frac{1}{2}\right). \quad (10)$$

Теперь в выражении (9) произведем интегрирование по k_y . При этом верхний предел интеграла определяется из условия положительности подкоренного выражения, т. е.

$$\left|k_y\right|_{\max} = \sqrt{\frac{2m_h}{\hbar^2} (\hbar\omega - \varepsilon_N - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_h})}, \quad (11)$$

следовательно,

$$\int dk_y \cdot \frac{1}{\sqrt{\hbar\omega - \varepsilon_N - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_h} - \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_h}}} = \pi \sqrt{\frac{2m_h}{\hbar^2}} \Theta(\hbar\omega - \varepsilon_N - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_h}), \quad (12)$$

$\Theta(\hbar\omega - \varepsilon_N - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_h})$ - функция Хевисайда,

$$\Theta(z) = \begin{cases} 1, & z > 0 \\ 0, & z < 0 \end{cases}. \quad (13)$$

Остается только интегрирование по k_x , и поскольку

$$\int dk_x \varphi_N^2(k_x) \theta(\hbar\omega - \varepsilon_N - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_h}) = 2R^{-1} \cdot \int_0^{\sqrt{\frac{2m_h}{\hbar^2}(\hbar\omega - \varepsilon_N)}} \varphi_N^2(k_x) dk_x, \quad (14)$$

то для вероятности перехода окончательно получим:

$$W = \frac{2\pi e^2 A_0^2}{\hbar m^2 c^2} (\mathbf{e p}_{cv})^2 \cdot \frac{V}{(2\pi)^3} \cdot \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}} \cdot \sqrt{\frac{2m_h}{\hbar^2}} \pi \cdot R^{-1} \cdot 2 \cdot \sum_N \int_0^{\sqrt{\frac{2m_h}{\hbar^2}(\hbar\omega - \varepsilon_N)R^2}} \varphi_N^2(x) dx, \quad (15)$$

где

$$\varphi_N(x) = e^{-\frac{x^2}{2}} \cdot H_N(x), \quad (16)$$

$H_N(x)$ - полином Эрмита,

$$H_N(x) = (-1)^N e^{x^2} \frac{d^N}{dx^N} (e^{-x^2}) \quad (17)$$

Учитывая (15) в (2), для коэффициента поглощения, получим выражение

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{2 e^2}{n \omega m^2 c^2} \cdot \frac{\sqrt{\mu m_h}}{\hbar^2} \cdot R^{-1} (\mathbf{e p}_{cv})^2 \cdot F_N(\hbar\omega), \quad (18)$$

где

$$F_N(\hbar\omega) = \sum_N \int_0^{\sqrt{\frac{2m_h}{\hbar^2}(\hbar\omega - \varepsilon_N)R^2}} e^{-x^2} H_N^2(x) dx. \quad (19)$$

Если $\hbar\omega < \hbar\Omega_e(1 + 1/2)$, то в процессе поглощения в конечном состоянии будут участвовать только подуровни с $N=0,1$. В этом случае $H_0(x)=1$, $H_1(x)=2x$, следовательно,

$$F(\hbar\tilde{\omega}) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Phi(t_1) + \sqrt{\pi} \Phi(t_2) - \sqrt{\pi} t_2 \cdot \exp(-t_2^2), \quad (20)$$

где

$$\Phi(t) = \int_0^t e^{-x^2} dx \quad \text{- интеграл вероятности [9],}$$

$$\tilde{\omega} = \frac{\omega}{(1/2)\Omega_h}, \quad t_1 = \sqrt{\tilde{\omega} - \tilde{\omega}_1}, \quad \tilde{\omega}_1 = \frac{\Omega_e}{\Omega_h}, \quad t_2 = \sqrt{\tilde{\omega} - \tilde{\omega}_2}, \quad \tilde{\omega}_2 = \frac{3\Omega_e}{2\Omega_h}. \quad (21)$$

Как видно из (18) и (19), зависимость коэффициента поглощения в магнитном поле от частоты света в рассматриваемом случае качественно отличается от случая, когда обе зоны квантованы и, когда $\alpha \sim \sum_l (\omega - \omega_l)^{-1/2}$,

где $\omega_l = (l + 1/2)(\Omega_e + \Omega_h)$, $l = 0, 1, 2, \dots$

Рассмотрим в нашем случае переход из зоны тяжелых дырок на подуровень $N = 0$ в зоне проводимости.

При малых t

$$\Phi(t) \approx te^{-t^2} \sim \sqrt{\frac{\hbar\omega - (\hbar\Omega_c/2)}{\hbar\Omega_h/2}}. \quad (22)$$

На рис.3 приведен график функции $F(t_1)$ для переходов из зоны тяжелых дырок на нулевой подуровень ($N=0$) в зоне проводимости.

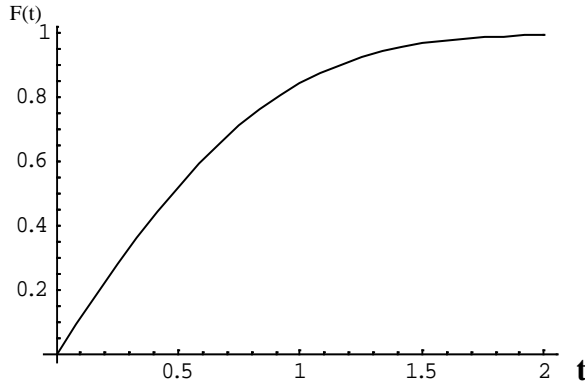


Рис.3. Зависимость функции $F(t)$ для переходов из зоны тяжелых дырок на нулевой подуровень ($N=0$) в зоне проводимости.

Значение $t = 0$ соответствует значению $\hbar\omega = (1/2)\hbar\Omega_e$, т.е. порогу, равному энергии нулевого магнитного подуровня, с которого начинается поглощение.

ЛИТЕРАТУРА

1. 12 *International Conference on Narrow-Gap Semiconductors*, Toulouse, France, 3-7 July 2005, Abstracts.
2. Стафеев В.И. Структура и свойства контактов в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ -металл ФТП, 2009, т. 43, в.5, с. 636-639.
3. N. Miura: *Physics of semiconductors in high magnetic fields*. Oxford University Press, 2008, 361p.
4. Цидильковский И.М. Зонная структура полупроводников. М., 1978, 328 с.
5. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М.: Мир, 1976, 431 с.
6. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. М.: Наука, 1978, 615 с.
7. Грибковский В.П. Поглощение и испускание света в полупроводниках. Минск, Наука и техника, 1975, 464 с.
8. Джонсон Е. Поглощение вблизи края фундаментальной полосы. В кн. Оптические свойства полупроводников, пер. с англ., под ред. Уиллардсона Р. и Бира А., М.: Мир, 1970. с.166-277.
9. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962, 1100 с.

YARIKVAANTLANMIŞ ELEKTRON-DEŞİK SİSTEMİNDƏ İŞİĞİN ZONALARARASI UDULMASI

T.H.İSMAYILOV

XÜLASƏ

Dar qadağan zolaqlı və qadağan zolağı sıfır olan yarımkeçiricilərdə keçiricilik elektronlarının kvantlanmış olduğu, ağır deşiklərin isə kvantlanmadığı hal üçün zonalarası udulma əmsali hesablanmışdır. Göstərilmişdir ki, alınmış ifadə hər iki zonanın kvantlanmış olduğu hal üçün olan ifadədən keyfiyyətcə fərqlənir.

Açar sözlər: yarımkeçirici, zonalarası udulma, kvantlayıcı maqnit sahəsi, yarıkvantlanmış sistem.

THE INTERBAND LIGHT ABSORPTION IN A SEMIQUANTUM ELECTRON-HOLE SYSTEM

T.H.İSMAYILOV

SUMMARY

The absorption coefficient of the interband light absorption in narrow-gap and gapless semiconductors for the case when electrons in a conduction band are quantized while the heavy holes are not quantized is calculated and it is shown that the obtained expression qualitatively differs from that for the case when both bands are quantized.

Key words: semiconductors, interband absorption, quantized magnetic field, semiquantum system.

Поступила в редакцию: 05.03.2012 г.

Подписано к печати: 08.05.2012 г.