

УДК 621.315

МЕЖЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В УЗКОЗОННОМ КВАНТОВОМ СФЕРИЧЕСКОМ СЛОЕ InSb ПРИ НАЛИЧИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

З. МАРВАН

Ереванский государственный университет, Армения

Университет Мосула, Ирак

(Поступила в редакцию 16 апреля 2008 г.)

В рамках модели сферического ротатора теоретически исследованы межзонные переходы в узкозонном квантовом сферическом слое InSb. Законы дисперсии электрона и легкой дырки описаны в двухзонном приближении Кейна, а для тяжелых дырок использована стандартная дисперсия. Вычислены коэффициенты поглощения, соответствующие переходам между зонами легких дырок и проводимости, а также зонами тяжелых дырок и проводимости. Определены правила отбора и граничные частоты поглощения для этих переходов. Показано, что при наложении слабого электрического поля для дипольных переходов меняются правила отбора, а также граничные частоты поглощения.

1. Введение

Сферические и цилиндрические слоистые полупроводниковые наноструктуры являются системами, в которых перестройка энергетического спектра частицы, за счет изменения геометрии и размеров образца, выражена наиболее ярко. Это позволяет реализовывать системы с наперед заданными и гибко управляемыми физическими характеристиками. Поэтому такие объекты могут составить удобную элементную базу для полупроводниковых приборов нового поколения [1]. Отдельный цикл теоретических работ, связанных с физическими процессами в слоистых квантовых структурах, появился в связи с обнаружением баллистической проводимости в металлических квантовых кольцах [2-4]. Авторы [2], моделируя одноэлектронные и двухэлектронные состояния в кольцеобразной квантовой структуре, предложили рассматривать ограничивающий потенциал системы в виде двумерного смещенного осциллятора (модель Чакраборти–Пиетилайна). Подобная модель позволяет учитывать наличие границ как на внешнем, так и на внутреннем радиусах. Однако даже одночастичное уравнение Шредингера для такого потенциала ограничения не решается точно, что значительно затрудняет аналитическое исследование физических характеристик подобных структур. В связи с этим в работе [5] была предложена точно решаемая модель ограничивающего потенциала квантового кольца, являющаяся радиальным аналогом суперинтегрируемого потенциала Смородинского–Винтернитца [6]. При этом отметим, что радиальный потенциал Смородинского–Винтернитца является точно

решаемым как в случае двумерного радиального уравнения Шредингера, так и трехмерного. Это позволяет аналитически вычислить коэффициент поглощения, а также граничные частоты поглощения в цилиндрических и сферических слоистых наноструктурах [7,8].

С другой стороны, слоистые структуры можно аналитически исследовать различными приближенными методами. Так, в работе [9] изучено поглощение в квантовом сферическом слое при наличии радиального электрического поля. Поведение частицы в слое описано в приближении пространственного ротатора. Подобная задача, но уже для цилиндрического квантового слоя, обсуждена в работе [10], где учтено также влияние внешнего магнитного поля и поэтому проблема рассмотрена в рамках модели плоского ротатора в магнитном поле. Отметим, что радиальные потенциалы ограничения в работах [9] и [10] моделировались прямоугольными бесконечно глубокими ямами.

Во всех вышеуказанных работах закон дисперсии носителей заряда рассматривался параболическим. Между тем недавно были реализованы узкозонные квантовые точки InSb [11], в которых дисперсия носителей заряда существенно непараболична. В работе [12] были рассмотрены межзонные переходы в цилиндрических квантовых точках InSb в рамках кейновской модели зон. Согласно этой модели, валентная зона состоит из зоны легких дырок, зоны тяжелых дырок и зоны спин-орбитального расщепления [13]. При рассмотрении межзонных переходов, в пренебрежении спиновыми эффектами, можно ограничиться только зонами легких и тяжелых дырок [13]. Примечательно, что в InSb законы дисперсии электрона и легкой дырки формально совпадают с релятивистским:

$$E_{e(lh)} = \sqrt{p_{e(lh)}^2 s^4 + m_{e(lh)}^2 s^4} - m_{e(lh)} s^2, \quad (1)$$

где $s \sim 10^8$ см/с – параметр непараболичности, $m_{e(lh)}$ – эффективная масса электрона (легкой дырки). При этом закон дисперсии тяжелой дырки остается параболическим. Естественно предположить, что непараболичность закона дисперсии носителей заряда отразится на характере межзонного поглощения в слоистых структурах и, в частности, на поведении граничных частот поглощения.

В предлагаемой работе для тонкого квантового сферического слоя из InSb, в рамках модели пространственного ротатора, изучены межзонные дипольные переходы. При этом рассматриваются как переходы между зонами легких дырок и проводимости, так и переходы между зоной тяжелых дырок и зоной проводимости. Обсуждается также влияние однородного электрического поля на характер межзонных переходов.

2. Теория

В случае очень тонких (но таких, чтобы приближение эффективной массы работало) слоев вычисление коэффициента поглощения можно произвести в рамках модели сферического ротатора. Это позволяет сделать аналитический анализ межзонного поглощения в рассматриваемой системе. Условие тонкости слоя представим в виде

$$d = R_2 - R_1 \ll \{R_1, R_2\}, \quad (2)$$

где R_1 и R_2 – соответственно, внутренний и внешние радиусы слоя.

В этом случае можно утверждать, что роль радиального квантования будет преобладающей, и поэтому можно ограничиться рассмотрением лишь первых уровней радиального квантования для электрона и дырок. Иначе говоря, нами будут рассматриваться переходы только в рамках первых подзон радиального квантования (с различными значениями l и m). В дальнейшем будем предполагать, что радиальная часть волновой функции соответствует основным уровням радиального квантования электронов и дырок. Иначе говоря, применим адиабатическое приближение для описания процесса поглощения в данной системе.

Так как для электрона и легкой дырки уравнение Клейна–Гордона по виду сводится к уравнению Шредингера [12], то в адиабатическом приближении волновую функцию системы можно представить в виде

$$\psi(r, \theta, \varphi) = \sqrt{\frac{\pi k}{2r}} [C_1 J_{1/2}(kr) + C_2 J_{-1/2}(kr)] Y_{lm}(\theta, \varphi) = f_0(r) Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (3)$$

где $k^{e(lh)} = \sqrt{\{(E_{nl}^{e(lh)} + \mu_{e(lh)} s^2)^2 - \mu_{e(lh)}^2 s^4\} / s^2 \hbar^2}$ для электрона (легкой дырки) и $k^{hh} = \sqrt{2\mu_{hh} E_{nl}^{hh} / \hbar^2}$ для тяжелой дырки.

Подставляя волновую функцию (3) в уравнение Шредингера, получим

$$\left(\Delta_r + \frac{1}{r^2} \Delta_{\theta, \varphi} \right) f_0(r) Y_{lm}(\theta, \varphi) + k^2 f_0(r) Y_{lm}(\theta, \varphi) = 0. \quad (4)$$

При этом функция $f_0(r)$ должна удовлетворять граничным условиям

$$f_0(R_1) = f_0(R_2) = 0, \quad (5)$$

а также являться решением радиального уравнения

$$\Delta_r f_0(r) + k_0^2 f_0(r) = 0, \quad (6)$$

где k_0 определяется из условия равенства нулю детерминанта

$$\begin{vmatrix} J_{1/2}(k_0 R_1) & J_{-1/2}(k_0 R_1) \\ J_{1/2}(k_0 R_2) & J_{-1/2}(k_0 R_2) \end{vmatrix} = 0. \quad (7)$$

Предполагая, что в тонком слое движение частиц радиально зафиксировано на наиболее вероятном расстоянии $R_{eff} = (R_1 + R_2) / 2$, будем проводить дальнейшие вычисления в рамках модели сферического ротатора. После некоторых преобразований для энергетических уровней электрона, легкой дырки и тяжелой дырки соответственно получим:

$$E^{e(lh)} = \sqrt{\mu_{e(lh)} s^2 \left\{ (\hbar^2 l(l+1) / I_{eff}^{e(lh)} + 2\varepsilon_0^{e(lh)}) + \mu_{e(lh)} s^2 \right\}}, \quad E^{hh} = E_0^{hh} + \hbar^2 l(l+1) / 2I_{eff}^{hh}, \quad (8)$$

где через E_0^{hh} обозначена основная энергия радиального квантования тяжелой дырки, а $\varepsilon_0^{e(lh)} = \{(E_0^{e(lh)} + \mu_{e(lh)} s^2)^2 - \mu_{e(lh)}^2 s^4\} / 2\mu_{e(lh)} s^2$ ($E_0^{e(lh)}$ – основная энергия радиального квантования электрона (легкой дырки)). Здесь следует особо отметить, что в случае непараболической дисперсии носителей заряда соотношение $l(l+1)$ входит в энергию под знаком корня. Иначе

говоря, если в случае стандартной дисперсии при больших l ротационная энергия пропорциональна l^2 , то в случае кейновской дисперсии эта энергия пропорциональна l .

Явный вид волновых функций и энергетических уровней электрона и дырок позволяет вычислить коэффициенты межзонного поглощения, обусловленные переходами между валентными зонами и зоной проводимости. Для вычисления соответствующих коэффициентов поглощения $K^{lh \rightarrow e}(\omega)$ и $K^{hh \rightarrow e}(\omega)$ воспользуемся формулой [14]

$$K(\omega) = \frac{A_0}{V} \sum_{v,v'} \left| \int \psi_v^e \psi_{v'}^h dV \right|^2 \delta(\hbar\omega - E_g - E_v^e - E_{v'}^h), \quad (9)$$

где ψ_v^e – волновая функция электрона, а $\psi_{v'}^h$ – волновая функция дырки, v – полный набор квантовых чисел (n, l, m) , E_g – ширина запрещенной зоны InSb, ω – частота падающего света, E_v^e – энергия электрона, $E_{v'}^h$ – энергия дырки, A_0 – коэффициент, пропорциональный квадрату дипольного матричного элемента, взятого на функциях Блоха:

$$A_0 = \pi e^2 / m_0 \epsilon_0 c n_r \omega \times P_{cv}^2 / 3, \quad (10)$$

где $P_{cv} = -i\hbar \int_{\Omega_0} U_c^* \nabla U_v d\Omega$, а наличие (-функции обеспечивает закон сохранения

энергии во время переходов. В рамках рассматриваемого приближения, как было указано выше, мы ограничимся только первыми уровнями радиального квантования как в зоне проводимости, так и в валентной зоне. Иначе говоря, будем рассматривать переходы с $n_e = 1, n_{lh} = 1, n_{hh} = 1$ по различным l и m . С учетом вида волновых функций (см. формулу (3)), после интегрирования для переходов $(e \rightarrow lh)$ и $(e \rightarrow hh)$ получим следующие правила отбора:

$$\begin{aligned} m_e &= -m_{lh}, & m_e &= -m_{hh}, \\ l_e &= l_{lh}, & l_e &= l_{hh}. \end{aligned}$$

Пусть теперь на систему наложено однородное электрическое поле \mathbf{F} , которое будем рассматривать в качестве возмущения. Тогда соответствующий оператор возмущения будет иметь вид

$$\hat{V}(\mathbf{r}) = -p_{eff} (F_x \sin \theta \cos \phi + F_y \sin \theta \sin \phi + F_z \cos \theta), \quad (11)$$

где $p_{eff} = eR_{eff}$. Для того, чтобы вычислить энергетические поправки, обусловленные наличием поля $V(\mathbf{r})$, необходимо рассмотреть интегралы следующего вида:

$$\langle l', m' | \hat{V} | l, m \rangle = \int Y_{l', m'}^*(\theta, \phi) \hat{V}(\theta, \phi) Y_{l, m}(\theta, \phi) d\Omega. \quad (12)$$

Непосредственным вычислением можно показать, что ненулевыми будут матричные элементы $\langle l+1, m+1 | V | l, m \rangle$, $\langle l-1, m+1 | V | l, m \rangle$, $\langle l+1, m-1 | V | l, m \rangle$, $\langle l-1, m-1 | V | l, m \rangle$, $\langle l+1, m | V | l, m \rangle$, $\langle l-1, m | V | l, m \rangle$ [15]. Таким образом, все диагональные элементы равны нулю, вследствие чего поправка первого порядка теории возмущений будет отсутствовать:

$$\Delta_1 E_{l, m} = \langle l, m | \hat{V} | l, m \rangle = 0. \quad (13)$$

Во втором порядке теории возмущений, согласно общей формуле

$$\Delta_2 E_{l,m} = \sum_{l',m'} \langle l',m' | \hat{V} | l,m \rangle^2 / E_{l'} - E_l, \quad (14)$$

для соответствующих поправок к невозмущенным энергетическим уровням электрона и легких дырок можем записать

$$\begin{aligned} \Delta_2 E_{l,m}^{e(l,h)} = & \frac{1}{\sqrt{\mu_{e(l,h)} s^2 \left[2\varepsilon_0 + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{I_{eff}} \right] + \mu_{e(l,h)} s^2} - \sqrt{\mu_{e(l,h)} s^2 \left[2\varepsilon_0 + \frac{\hbar^2 (l+1)(l+2)}{I_{eff}} \right] + \mu_{e(l,h)} s^2}} \times \\ & \times \sum_{k=-1}^1 \left| \langle l+1, m+k | \hat{V} | l, m \rangle \right|^2 + \frac{1}{\sqrt{\mu_{e(l,h)} s^2 \left[2\varepsilon_0 + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{I_{eff}} \right] + \mu_{e(l,h)} s^2} - \sqrt{\mu_{e(l,h)} s^2 \left[2\varepsilon_0 + \frac{\hbar^2 l(l-1)}{I_{eff}} \right] + \mu_{e(l,h)} s^2}} \times \\ & \times \sum_{k=-1}^1 \left| \langle l-1, m+k | \hat{V} | l, m \rangle \right|^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Для состояния $l=0, m=0$ приходим к выражению

$$\Delta_2 E_{00}^{e(lh)} = \frac{p_{eff}^2 F^2}{3 \left(\sqrt{2\varepsilon_0 \mu_{e(lh)} s^2 + \mu_{e(lh)} s^2} - \sqrt{\mu_{e(lh)} s^2 (2\varepsilon_0 + 2\hbar^2/I_{eff}) + \mu_{e(lh)} s^2} \right)}. \quad (16)$$

Аналогичным образом для случая тяжелых дырок получим следующую формулу:

$$\begin{aligned} \Delta_2 E_{l,m}^{hh} = & \frac{1}{\left(\hbar^2 l(l+1)/2I_{eff} \right) - \left(\hbar^2 (l+1)(l+2)/2I_{eff} \right)} \sum_{k=-1}^1 \left| \langle l+1, m+k | \hat{V} | l, m \rangle \right|^2 + \\ & + \frac{1}{\left(\hbar^2 l(l+1)/2I_{eff} \right) - \left(\hbar^2 l(l-1)/2I_{eff} \right)} \sum_{k=-1}^1 \left| \langle l-1, m+k | \hat{V} | l, m \rangle \right|^2. \end{aligned} \quad (17)$$

После суммирования для $\Delta_2 E_{l,m}^{hh}$ придем к выражению

$$\Delta_2 E_{l,m}^{hh} = p_{eff}^2 I_{eff} (2F_z^2 - F_x^2 - F_y^2) (l(l+1) - 3m^2) / 2\hbar^2 ((2l+3)(2l-1)(l+1)). \quad (18)$$

Когда $l=0$ и $m=0$, то

$$\Delta_2 E_{0,0}^{hh} = p_{eff}^2 I_{eff} F^2 / 3\hbar^2. \quad (19)$$

Волновые функции в нулевом и первом порядках теории возмущений примут вид

$$\Phi_{lm}^{(0)}(\theta, \varphi) = Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad \Phi_{lm}^{(1)}(\theta, \varphi) = \sum_{l',m'} \Phi_{l'm'}^{(0)}(\theta, \varphi) \langle l',m' | V | l,m \rangle / (E_l^{(0)} - E_{l'}^{(0)}). \quad (20)$$

Вычисления показывают, что для $\Phi_{lm}^{(1)}(\theta, \varphi)$ как в случае электрона (легких дырок), так и тяжелых дырок можем записать:

$$\begin{aligned}
\Phi_{l,m}^{(1)}(\theta, \varphi) &= \sum_{l',m'} Y_{l',m'} \frac{\langle l', m' | \hat{V} | l, m \rangle}{E_l - E_{l'}} = Y_{l-1,m+1} \frac{1}{2} \frac{(F_x - iF_y) P_{\text{eff}} a_{l-1,m-1}}{E_l - E_{l-1}} + \\
&+ Y_{l+1,m-1} \frac{1}{2} \frac{(F_x + iF_y) P_{\text{eff}} a_{l,m}}{E_l - E_{l+1}} - Y_{l+1,m+1} \frac{1}{2} \frac{(F_x - iF_y) P_{\text{eff}} a_{l,m}}{E_l - E_{l+1}} - \\
&- Y_{l-1,m-1} \frac{1}{2} \frac{(F_x + iF_y) P_{\text{eff}} a_{l-1,m-1}}{E_l - E_{l-1}} - Y_{l+1,m} \frac{F_z P_{\text{eff}} b_{l,m}}{E_l - E_{l+1}} - Y_{l-1,m} \frac{F_z P_{\text{eff}} b_{l-1,m}}{E_l - E_{l-1}},
\end{aligned} \tag{21}$$

где $a_{l,m} = \sqrt{(l+m+1)(l+m+2)/(2l+1)(2l+3)}$, $b_{l,m} = \sqrt{(l+m+1)(l-m+1)/(2l+1)(2l+3)}$.

В свою очередь, для матричных элементов межзонных дипольных переходов $M_{c,v}$, при пренебрежении членами второго порядка малости по полю, можем записать

$$M_{c,v} = A_0 \int [\Phi_c^{(0)}(\theta, \varphi) + \Phi_c^{(1)}(\theta, \varphi)]^* [\Phi_v^{(0)}(\theta, \varphi) + \Phi_v^{(1)}(\theta, \varphi)] d\Omega = A_0 (M_0 + M_1 + M_2). \tag{22}$$

После интегрирования для переходов ($lh \rightarrow e$) получим

$$\begin{aligned}
M_0^{(e \rightarrow lh)} &= \delta_{l_c, l_v} \delta_{m_c, m_v}, \\
M_1^{(e \rightarrow lh)} &= \frac{\delta_{l_c, l_c+1} \delta_{m_c, m_c+1} (F_x - iF_y) P_{\text{eff}} a_{l_c, m_c} / 2 - \delta_{l_c, l_c+1} \delta_{m_c, m_c-1} (F_x + iF_y) P_{\text{eff}} a_{l_c, m_c} + \delta_{l_c, l_c+1} \delta_{m_c, m_c} F_z P_{\text{eff}} a_{l_c, m_c} / 2}{\sqrt{\mu_{e(lh)} s^2 [2\varepsilon_0 + \hbar^2 l_v (l_v + 1) / I_{\text{eff}}] + \mu_{e(lh)} s^2} - \sqrt{\mu_{e(lh)} s^2 [2\varepsilon_0 + \hbar^2 (l_v + 1) (l_v + 2) / I_{\text{eff}}] + \mu_{e(lh)} s^2}} + \\
&+ \frac{-\delta_{l_c, l_c-1} \delta_{m_c, m_c+1} \frac{1}{2} (F_x - iF_y) P_{\text{eff}} a_{l_c-1, m_c-1} + \delta_{l_c, l_c-1} \delta_{m_c, m_c-1} \frac{1}{2} (F_x + iF_y) P_{\text{eff}} a_{l_c-1, m_c-1} + \delta_{l_c, l_c-1} \delta_{m_c, m_c+1} F_z P_{\text{eff}} a_{l_c-1, m_c}}{\sqrt{\mu_{e(lh)} s^2 [2\varepsilon_0 + \hbar^2 l_v (l_v + 1) / I_{\text{eff}}] + \mu_{e(lh)} s^2} - \sqrt{\mu_{e(lh)} s^2 [2\varepsilon_0 + \hbar^2 l_v (l_v - 1) / I_{\text{eff}}] + \mu_{e(lh)} s^2}}, \\
M_2^{(e \rightarrow lh)} &= \frac{\delta_{l_c, l_c+1} \delta_{m_c, m_c+1} \frac{1}{2} (F_x - iF_y) P_{\text{eff}} a_{l_c, m_c} - \delta_{l_c, l_c+1} \delta_{m_c, m_c-1} \frac{1}{2} (F_x + iF_y) P_{\text{eff}} a_{l_c, m_c} + \delta_{l_c, l_c+1} \delta_{m_c, m_c} F_z P_{\text{eff}} a_{l_c, m_c}}{\sqrt{\mu_{e(lh)} s^2 [2\varepsilon_0 + \frac{\hbar^2 l_c (l_c + 1)}{I_{\text{eff}}}] + \mu_{e(lh)} s^2} - \sqrt{\mu_{e(lh)} s^2 [2\varepsilon_0 + \frac{\hbar^2 (l_c + 1) (l_c + 2)}{I_{\text{eff}}}] + \mu_{e(lh)} s^2}} + \\
&+ \frac{-\delta_{l_c, l_c-1} \delta_{m_c, m_c+1} \frac{1}{2} (F_x - iF_y) P_{\text{eff}} a_{l_c-1, m_c-1} + \delta_{l_c, l_c-1} \delta_{m_c, m_c-1} \frac{1}{2} (F_x + iF_y) P_{\text{eff}} a_{l_c-1, m_c-1} + \delta_{l_c, l_c-1} \delta_{m_c, m_c+1} F_z P_{\text{eff}} a_{l_c-1, m_c}}{\sqrt{\mu_{e(lh)} s^2 [2\varepsilon_0 + \frac{\hbar^2 l_c (l_c + 1)}{I_{\text{eff}}}] + \mu_{e(lh)} s^2} - \sqrt{\mu_{e(lh)} s^2 [2\varepsilon_0 + \frac{\hbar^2 l_c (l_c - 1)}{I_{\text{eff}}}] + \mu_{e(lh)} s^2}}.
\end{aligned} \tag{23}$$

В свою очередь, для переходов ($hh \rightarrow e$) придем к выражению

$$\begin{aligned}
M_0^{(hh \rightarrow e)} &= \delta_{l_c, l_v} \delta_{m_c, m_v}, \\
M_1^{(hh \rightarrow e)} &= \frac{\delta_{l_c, l_c+1} \delta_{m_c, m_c+1} \frac{1}{2} (F_x - iF_y) P a_{l_c, m_c} - \delta_{l_c, l_c+1} \delta_{m_c, m_c-1} \frac{1}{2} (F_x + iF_y) P a_{l_c, m_c} + \delta_{l_c, l_c+1} \delta_{m_c, m_c} F_z P a_{l_c, m_c}}{\frac{\hbar^2 l_v (l_v + 1)}{2I_{\text{eff}}} - \frac{\hbar^2 (l_v + 1) (l_v + 2)}{2I_{\text{eff}}}} + \\
&+ \frac{-\delta_{l_c, l_c-1} \delta_{m_c, m_c+1} \frac{1}{2} (F_x - iF_y) P a_{l_c-1, m_c-1} + \delta_{l_c, l_c-1} \delta_{m_c, m_c-1} \frac{1}{2} (F_x + iF_y) P a_{l_c-1, m_c-1} + \delta_{l_c, l_c-1} \delta_{m_c, m_c+1} F_z P a_{l_c-1, m_c}}{\frac{\hbar^2 l_v (l_v + 1)}{2I_{\text{eff}}} - \frac{\hbar^2 l_v (l_v - 1)}{2I_{\text{eff}}}},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_2^{(hh \rightarrow e)} = & \frac{\delta_{l_c, l_c+1} \delta_{m_c, m_c+1} \frac{1}{2} (F_x - iF_y) P a_{l_c, m_c} - \delta_{l_c, l_c+1} \delta_{m_c, m_c-1} \frac{1}{2} (F_x + iF_y) P a_{l_c, -m_c} + \delta_{l_c, l_c+1} \delta_{m_c, m_c} F_z P a_{l_c, m_c}}{\frac{\hbar^2 l_c (l_c + 1)}{2I_{eff}} - \frac{\hbar^2 (l_c + 1)(l_c + 2)}{2I_{eff}}} + \\
& + \frac{-\delta_{l_c, l_c-1} \delta_{m_c, m_c+1} \frac{1}{2} (F_x - iF_y) P a_{l_c-1, -m_c-1} + \delta_{l_c, l_c-1} \delta_{m_c, m_c-1} \frac{1}{2} (F_x + iF_y) P a_{l_c-1, m_c-1} + \delta_{l_c, l_c-1} \delta_{m_c, m_c+1} F_z P a_{l_c-1, m_c}}{\frac{\hbar^2 l_c (l_c + 1)}{2I_{eff}} - \frac{\hbar^2 l_c (l_c - 1)}{2I_{eff}}}.
\end{aligned} \tag{24}$$

Как следует из выражений (23) и (24), для дипольных матричных элементов имеют место следующие правила отбора:

$$\begin{aligned}
m_c &= m_v \pm 1, m_c = m_v \\
l_c &= l_v \pm 1, l_c = l_v.
\end{aligned} \tag{25}$$

3. Заключение

Полученные выражения для энергетических уровней электрона и дырок позволяют определить граничные энергии межзонных переходов $\hbar\omega_{00}^{lh \rightarrow e}$ и $\hbar\omega_{00}^{hh \rightarrow e}$. Они характеризуют нижний энергетический предел падающего излучения, начиная с которого идет процесс поглощения в рассматриваемой системе. Для определения соответствующих значений энергий поглощения воспользуемся соотношением, содержащимся в аргументе дельта-функции выражения для коэффициента поглощения (9). В случае отсутствия поля для $\hbar\omega_{00}^{lh \rightarrow e}$ и $\hbar\omega_{00}^{hh \rightarrow e}$ можем записать:

$$\hbar\omega_{00}^{lh \rightarrow e} = \left(E_g + 2\sqrt{\mu_{e(lh)} s^2 (2\varepsilon_0^{e(lh)} + \mu_{e(lh)} s^2)} \right), \tag{26}$$

$$\hbar\omega_{00}^{hh \rightarrow e} = \left(E_g + E_0^{hh} + \sqrt{\mu_e s^2 (2\varepsilon_0^e + \mu_e s^2)} \right). \tag{27}$$

Численные расчеты были проведены для сферического слоя из InSb, для которого $s = 10^8$ см/с, $\mu_{e(lh)} = 0.015m_0$, $\mu_{hh} = 0.5m_0$ (m_0 – масса свободного электрона). Численные расчеты показывают, что эти энергии лежат в пределах инфракрасной области спектра. В частности, для значений радиусов $R_1 = 800\text{\AA}$ и $R_2 = 900\text{\AA}$ граничные значения энергий поглощения равны $\hbar\omega_{00}^{lh \rightarrow e} = 455.6$ мэВ и $\hbar\omega_{00}^{hh \rightarrow e} = 325.3$ мэВ. Учет влияния электрического поля приводит к небольшому уменьшению граничных энергий поглощения. При этом, для тех же радиусов R_1 и R_2 значения граничных энергий, соответственно, равны $\hbar\omega_{00}^{lh \rightarrow e} = 410.6$ мэВ (500 В/см), $\hbar\omega_{00}^{hh \rightarrow e} = 322$ мэВ (500 В/см). Здесь следует особо отметить, что из-за большого значения эффективной массы тяжелой дырки (соответственно, и эффективного момента импульса), для переходов между зонами тяжелых дырок и проводимости теория возмущений применима для очень малых значений поля $F_z \leq 50$ В/см. Для легких дырок подобной проблемы нет и теория возмущений хорошо работает вплоть до значений поля $F_z = 1000$ В/см.

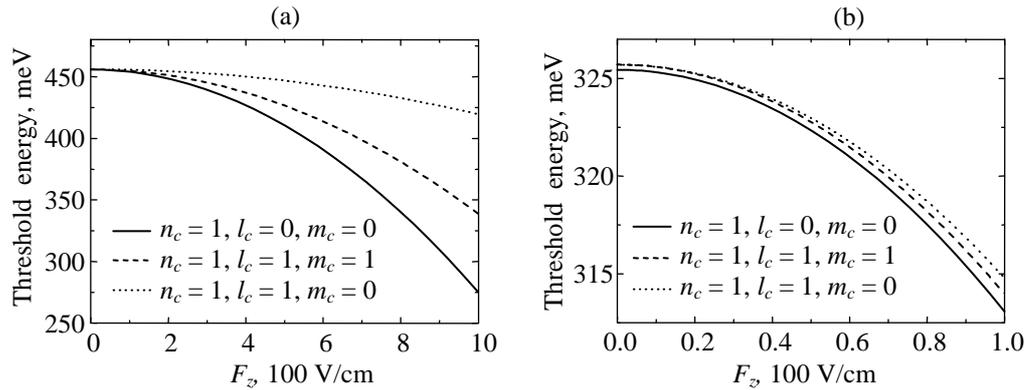


Рис.1. Зависимость пороговых энергий от электрического поля при $R_1 = 800 \text{ \AA}$, $R_2 = 900 \text{ \AA}$; а) для переходов $lh \rightarrow$ электрон, б) для переходов $hh \rightarrow$ электрон.

На рис.1 представлены зависимости пороговой энергии от величины электрического поля для переходов из зон легких (а) и тяжелых (б) дырок в зону проводимости когда $R_1 = 800 \text{ \AA}$ и $R_2 = 900 \text{ \AA}$. Как видно из рисунков, с увеличением F_z пороговая энергия поглощения в обоих случаях уменьшается, поскольку опускается дно ямы зоны проводимости, тогда как потолок валентной зоны поднимается. При этом, наиболее чувствительными к воздействию поля являются переходы между основными уровнями ($l = 0$, $m = 0$). Это обстоятельство можно объяснить тем, что лучше всего границы зон “чувствуют” основные уровни.

Автор выражает благодарность А.Х. Манаселяну и А.А. Саркисяну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ж.И.Алферов**. ФТП, **32**, 3 (1998).
2. **T.Chakraborty, P.Pietilainen**. Phys. Rev. B, **50**, 8460 (1994).
3. **V.Halonen, P.Pietilainen, T.Chakraborty**. Europhys. Lett., **33**, 337 (1996).
4. **A.Lorke et al**. Phys. Rev. Lett., **84**, 2223 (2000).
5. **W.C.Tan, J.C.Inkson**. Semicond. Sci. Technol., **11**, 1635 (1996).
6. **П.Винтерниц и др.** Ядерная физика, **4**, 625 (1966).
7. **N.V.Tkach, V.A.Golovatskiy, O.N.Vaycekhovskaya**. Semiconductors, **34**, 602 (2000).
8. **Э.М.Казарян, А.А.Костанян, А.А.Саркисян**. Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 218 (2007).
9. **V.A.Harutyunyan**. Physica E, **39**, 37 (2007).
10. **V.A.Harutyunyan, E.M.Kazaryan, A.V.Meliksetyan, H.A.Sarkisyan**. Physica E, **36**, 114 (2007).
11. **K.D.Moiseev et al**. Tech. Phys. Lett., **33**, 295 (2007).
12. **E.M.Kazaryan, A.V.Meliksetyan, H.A.Sarkisyan**. Tech. Phys. Lett., **33**, 964 (2007).
13. **B.M.Askerov**. Electron Transport Phenomena in Semiconductors. Singapore, World Scientific, 1993.
14. **A.L.L.Efros, A.L.Efros**. Semiconductors, **16**, 1209 (1982).
15. **S.Flugge**. Practical Quantum Mechanics. New York, Springer-Verlag, 1971.

Միջգոտիական անցումները նեղ արգելված գոտիով InSb գնդային քվանտային շերտերում էլեկտրական դաշտում

Ջ. Մարվան

Գնդային ռոտատորի մոդելի շրջանակներում տեսականորեն ուսումնասիրված են միջգոտիական անցումները նեղ արգելված գոտիով InSb-ից գնդային քվանտային շերտում: Էլեկտրոնի և թեթև խոռոչի դիսպերսիայի օրենքները բերված են Քեյնի երկգոտիական մոտավորությամբ, իսկ ծանր խոռոչների համար դիտարկված է ստանդարտ դիսպերսիայի օրենքը: Հաշվարկված են թեթև խոռոչների գոտուց հաղորդականության գոտի, ինչպես նաև ծանր խոռոչների գոտուց հաղորդականության գոտի անցումներին համապատասխանող կլանման գործակիցները: Որոշված են ջոկման կանոնները և կլանման շեմային հաճախությունները: Ցույց է տրված, որ թույլ էլեկտրական դաշտի կիրառման դեպքում փոխվում են դիպոլային անցումների ջոկման կանոնները և շեմային հաճախությունները:

INTERBAND TRANSITIONS IN A NARROW-BAND SPHERICAL
InSb QUANTUM LAYER IN THE PRESENCE OF AN ELECTRIC FIELD

Z. MARWAN

The interband transitions in a narrow-band InSb quantum spherical layer are investigated within the framework of the spherical rotator model. The electron and light-hole dispersions are described using the two-band Kane approximation, while for heavy holes the standard dispersion is considered. The absorption coefficients for transitions between conduction and light-hole, heavy-hole bands are calculated. The selection rules and absorption threshold frequencies are determined. It is shown that in the presence of a weak electric field the selection rules and absorption threshold frequencies for dipole transitions are modified.