

УДК 539.23; 539.216.1

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ
КВАНТОВОЙ ЯМЕ

И.Р.ГАДИРОВА

Бакинский Государственный Университет

igadirova@yahoo.com

Исследуется влияние продольного магнитного поля на межзонные и межподзонные оптические переходы в параболической квантовой яме. Рассмотрены правила отбора для матричных элементов переходов и вычислена зависимость коэффициента поглощения излучения от частоты. Частота, соответствующая максимуму поглощения при межподзонных переходах, зависит как от параметров квантовой ямы, так и от величины магнитного поля.

Ключевые слова: квазидвумерный электронный газ, поглощение света, магнитное поле.

В настоящее время широко изучаются физические явления в квазидвумерном электронном газе, реализующемся в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами. В работах [1,2] рассмотрено внутризонное поглощение света в квазидвумерных системах, обусловленное непрямыми переходами свободных носителей. Известно, что важную информацию о параметрах полупроводниковых структур можно получить при изучении оптического поглощения во внешнем магнитном поле. В данной работе решается уравнение Шредингера для электронов в параболической квантовой яме в присутствии внешнего однородного магнитного поля, направленного вдоль поверхности квантовой ямы. Волновые функции и собственные значения используются для вычисления коэффициента поглощения света при межзонных и межподзонных прямых переходах. Рассмотрены правила отбора для матричных элементов переходов и определена зависимость коэффициента поглощения света от частоты, поляризации, магнитного поля и параметров квантовой ямы.

Гамильтониан для электрона в параболической квантовой яме, помещённой в однородное магнитное поле, имеет вид:

$$\hat{H}_i = \frac{1}{2m} \left(\hat{p} + \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + \frac{K_i}{2} z^2, \quad (1)$$

где $K_i = \frac{8\Delta E_i}{d^2}$, ΔE_i - высота квантовой ямы в i -й зоне, d - толщина слоя квантовой ямы. В калибровке для векторного потенциала $\vec{A}(0, Hz, 0)$ если напряженность внешнего магнитного поля направлена вдоль оси Ox $\vec{H}(H, 0, 0)$ волновые функции и собственные значения гамильтониана (1) имеют вид:

$$\psi_{in\vec{k}}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} \cdot e^{i\vec{k}\vec{\rho}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{\pi} R_i} \right)^{1/2} \cdot e^{-\frac{(z-z_i)^2}{2R_i^2}} \cdot H_n \left(\frac{z-z_i}{R_i} \right) \quad (2)$$

$$E_{cn\vec{k}} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_c} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_c} \cdot \frac{\omega_{oc}^2}{\Omega_c^2} + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \Omega_c \quad (3)$$

$$E_{vn\vec{k}} = -\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_v} - \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_v} \cdot \frac{\omega_{ov}^2}{\Omega_v^2} - \left(n' + \frac{1}{2} \right) \hbar \Omega_v - E_g$$

Здесь \vec{k} , $\vec{\rho}$ - волновой вектор и радиус - вектор электрона в плоскости квантовой ямы XOY , S - площадь слоя квантовой ямы, n - номер квантового уровня,

$$\Omega_i^2 = \omega_{0i}^2 + \omega_i^2, \quad \omega_{0i} = \sqrt{\frac{K_i}{m_i}}, \quad \omega_i = \frac{eH}{m_i e}, \quad R_i = \sqrt{\frac{\hbar}{m_i \Omega_i}}, \quad z_i = \frac{\hbar \omega_i k_y}{m_i \Omega_i^2}$$

$H_n(z)$ - полиномы Эрмита, E_g - ширина запрещенной зоны полупроводника.

Волновая функция частицы в квантовой яме, помещенной во внешнее магнитное поле, с учетом периодического поля кристаллической решетки равна [3].

$$\varphi_{in\vec{k}}(\vec{r}) = u_{i0}(\vec{r}) \psi_{in\vec{k}}(\vec{r}), \quad (4)$$

где $u_{i0}(\vec{r})$ - периодическая часть блоховской функции исходного полупроводника.

Используя (1)-(4) можно получить выражение для коэффициента поглощения света, связанного с переходами электрона из валентной зоны в зону проводимости:

$$\alpha_{cv}(\omega) = \frac{8e^2 (\vec{\zeta} \vec{p}_{cv})^2 (\mu_1 \mu_2)^{1/2}}{cm^2 \hbar^2 \omega \sqrt{\varepsilon} d} \cdot \frac{R_c R_v}{R_c^2 + R_v^2} \cdot \sum_{mn'} \frac{e^{-\beta(\hbar\omega - E)} J_{nn'}^2}{2^n \cdot 2^{n'} n! n'!} \theta(\hbar\omega - E) \quad (5)$$

Здесь ω - частота света, \vec{p}_{cv} - матричный элемент оператора импульса на волновых функциях Блоха в зоне проводимости и в валентной зоне, $\vec{\zeta}$ -

вектор поляризации электромагнитной волны, ε - диэлектрическая проницаемость полупроводника,

$$\frac{1}{\mu_1} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_v}, \quad \frac{1}{\mu_2} = \frac{\omega_{0c}^2}{m_c \Omega_c^2} + \frac{\omega_{0v}^2}{m_v \Omega_v^2},$$

$$\beta = \frac{e^2 H^2}{c^2 \hbar^4} \frac{(R_c^4 - R_v^4)^2}{R_c^2 + R_v^2} \cdot \mu_2, \quad E = E_g + \hbar \Omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + \hbar \Omega_v \left(n' + \frac{1}{2} \right),$$

$$J_{mn'} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u^2} H_{n'} \left(\sqrt{\frac{2R_v^2}{R_c^2 + R_v^2}} u - \frac{R_c(z_c - z_v)}{R_c^2 + R_v^2} \right) H_n \left(\sqrt{\frac{2R_c^2}{R_c^2 + R_v^2}} u + \frac{R_v(z_c - z_v)}{R_c^2 + R_v^2} \right) du,$$

$\theta(\hbar\omega - E)$ - ступенчатая функция Хевисайда.

Как следует из (5) частотная зависимость коэффициента поглощения при межзонных переходах имеет характерный для квазидвумерных систем ступенчатый вид. Ширина ступенек увеличивается с увеличением магнитного поля. В магнитном поле край межзонного поглощения света смещается в высокочастотную область (ширина запрещённой зоны увеличивается).

При $H = 0$ межзонные переходы под действием внешней электромагнитной волны разрешены между уровнями размерного квантования валентной зоны и зоны проводимости одинаковой четности. В присутствии магнитного поля разрешены оптические переходы между произвольными магнитно-размерно-квантованными уровнями валентной зоны и зоны проводимости.

При вычислении спектра межподзонного поглощения будем полагать, что электронная концентрация n_e не слишком велика, так что заселена только одна нижайшая квантовая подзона. При переходах из основного состояния ($n = 0$) на возбуждённые уровни с номером n коэффициент поглощения для сильно вырожденных электронов можно написать в виде:

$$\alpha_{0n}(\omega) = \frac{8\pi e^2 \hbar^2}{cm^2 \omega \sqrt{\varepsilon} V R_c^4} \sum_{nk} \left| \int \varphi_{nk}^* \cdot z \cdot \varphi_{0k} d^3 r \right|^2 \theta(E_F - E_{0k}) \times$$

$$\times \frac{\Gamma_n / 2}{(\hbar\omega - n\hbar\Omega_c)^2 + 0,25\Gamma_n^2} \quad (6)$$

Здесь $\theta(E_F - E_{0\bar{k}})$ - распределение Ферми для электронов, V - объем квантовой ямы, Γ_n - полуширина пика поглощения.

Следует отметить, что прямые межподзональные переходы возможны только если вектор поляризации направлен вдоль оси пространственного квантования ($\vec{\zeta} // oz$). В отношении света иной поляризации электроны квантовой ямы ведут себя как свободные.

Для переходов электрона из состояния $n = 0$ в состояние с $n = 1$ коэффициент поглощения определяется выражением:

$$\alpha_{10} = \frac{2e^2 \hbar^2}{\pi m^2 c \omega \sqrt{\varepsilon} dR_c^2} \int \theta(E_F - E_{0\bar{k}}) d\bar{k} \cdot \frac{\Gamma/2}{(\hbar\omega - \hbar\Omega_c)^2 + 0,25\Gamma^2} =$$

$$= \frac{4e^2 \hbar^2}{\pi c m^2 \omega \sqrt{\varepsilon} dR_c^2} \int_{-K_F}^{K_F} \sqrt{K_F^2 - K_y^2} dK_y \frac{\Gamma/2}{(\hbar\omega - \hbar\Omega_c)^2 + 0,25\Gamma^2}$$
(7)

Здесь $\frac{\hbar^2 K_F^2}{2m_c} = E_F - E_{00} = E_F - \frac{1}{2} \hbar\Omega_c$.

Интегрирование в (7) дает для коэффициента поглощения выражение

$$\alpha_{10} = \frac{4\pi e^2 \hbar^2 n_e}{c m^2 \omega \sqrt{\varepsilon} dR_c^2} \frac{\Gamma/2}{(\hbar\omega - \hbar\Omega_c)^2 + 0,25\Gamma^2}$$
(8)

В вычислениях мы использовали соотношение между двумерной электронной концентрацией n_e и энергией Ферми $E_F = E_{00} + \frac{\pi \hbar^2 n_e}{m_c}$, верное для предельного случая $\hbar\omega_c \ll E_{00}$.

В магнитном поле внутрizonные прямые переходы возможны между произвольными магнитно-размерно-квантованными уровнями, тогда как при $H = 0$ разрешены межподзональные переходы между размерно-квантованными уровнями различной четности.

Частота, соответствующая максимуму поглощения при межподзональных переходах, зависит как от параметров квантовой ямы, так и от величины магнитного поля. Максимумы поглощения с ростом магнитного поля сдвигаются в высокочастотную область.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гадирова И.Р. Поглощение света свободными носителями при рассеянии на ионизованных примесях в квазидвумерных системах // Вестник БГУ. Сер. физ.-мат. наук,

2009, № 4, с. 139-144.

2. Гадирова И.Р. Внутризонное поглощение света в легированных квазидвумерных системах / Материалы Международной научной конференции, посвящённой 90-летию БГУ. Вак: Вакі нәғгіууатı, 2009, с. 217-218.

3. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников М.: Наука, 1978, 616 с.

PARABOLİK KVANT ÇUXURUNDA MAQNİTOOPTİK KEÇİDLƏR

İ.R.QƏDİROVA

XÜLASƏ

Parabolik kvant çuxurunda zonalararası və altzonalararası optik keçidlərə bircins maqnit sahəsinin təsiri öyrənilmişdir. Seçmə qaydaları tapılmış, udulma əmsalının işıq tezliyindən asılılığı hesablanmışdır. Altzonalararası keçidlərdə tezliyin udulmanın maksimumuna uyğun olan qiyməti kvant çuxurunun parametrlərindən və maqnit sahəsinin intensivliyindən asılıdır.

Açar sözlər: kvaziikiölçülü elektron qazı, işığın udulması, maqnit sahəsi.

MAGNETOOPTICAL TRANSITIONS IN PARABOLIC QUANTUM WELL

I.R.GADIROVA

SUMMARY

The effect of in-plane uniform magnetic field on interband and intersubband optical transitions in the parabolic quantum well is investigated. The selection rules are obtained and the absorption coefficient is calculated. The light frequency corresponding to maximal intersubband absorption depends on both quantum well parameters and the magnetic field strength.

Key words: quasi-two-dimensional electron gas, light absorption, magnetic field.

Поступила в редакцию: 14.05.2011

Принято к печати: 17.06.2011