

МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ
С УЗКОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ В КВАНТУЮЩЕМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. П. ДЖОТЯН, Б. Г. ПОГОСЯН

Ереванский государственный университет

Гюмрийский педагогический институт

(Поступила в редакцию 6 июля 1997г.)

Исследовано межзонное поглощение света в полупроводниках с узкой запрещенной зоной, помещенных в квантующее магнитное поле. Найдены выражения для коэффициента магнитопоглощения света для прямых как разрешенных, так и запрещенных переходов. В последнем случае исследована зависимость коэффициента магнитопоглощения от поляризации световой волны.

Введение

Как известно, для исследования зонной структуры полупроводников широко используются оптические и магнитооптические явления, позволяющие получить адекватную картину электронного энергетического спектра. Исследования структуры зон магнитооптическими методами успешно выполнены для ряда полупроводников со стандартным законом дисперсии, для которых проведены также теоретические исследования [1].

С другой стороны, в настоящее время в физике полупроводников и полупроводниковой технике большое внимание уделяется полупроводниковым соединениям типа A^2B^5 , обладающим существенной непараболическостью закона дисперсии носителей заряда (закон дисперсии Кейна) [2, 3]. Следует отметить, что в числе их есть сравнительно узкозонные (InSb, InAs), в которых эффекты непараболическости проявляются уже при сравнительно небольших значениях квазимпульса. В связи с этим представляет интерес исследование в последних межзонного поглощения света в присутствии квантующего магнитного поля.

1. Энергетический спектр и плотность состояний в полупроводнике
с узкой запрещенной зоной в магнитном поле

В двузонном приближении [2] исходный энергетический спектр носителей заряда имеет вид:

$$\varepsilon_{\pm, v}(k) = \pm \frac{\varepsilon_g}{2} \left[1 + \left(\frac{2\hbar s k}{\varepsilon_g} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{\varepsilon_g}{2}, \quad (1.1)$$

где индекс c относится к зоне проводимости, v — к валентной зоне (за начало отсчета принято дно зоны проводимости), $\varepsilon_g = 2m_c \varepsilon^*$ — ширина запрещенной зоны, m_c — эффективная масса электрона на дне зоны проводимости, ε — параметр, пропорциональный матричному элементу «взаимодействия» зон, имеющий размерность скорости (в частности, для InSb $\varepsilon \approx 10^8$ см/с), k — волновой вектор носителя заряда.

Пусть внешнее постоянное магнитное поле H направлено по оси OZ : $H = (0, 0, H)$, а вектор-потенциал поля выбран в виде $A^0 = (0, Hx, 0)$. Ограничиваясь рассмотрением магнитных полей, в которых все еще имеет место неравенство $\lambda \gg a$ ($\lambda = \sqrt{\frac{c\hbar}{eH}}$ — магнитная длина, a — постоянная решетки), волновые функции носителей заряда в периодическом поле кристалла представим в виде [4]

$$\psi_n(x, y, z) = U_{n\mathbf{k}_0}(\mathbf{r}) F_{n, \lambda, k_y, k_z}(x, y, z), \quad (1.2)$$

где $U_{n\mathbf{k}_0}(\mathbf{r})$ — бловская функция электрона в точке экстремума $\mathbf{k}_0$, $n = \{c, v\}$, а функция $F_{n, \lambda, k_y, k_z}(\mathbf{r})$ при законе дисперсии (1.1) находится как решение следующего уравнения, аналогичного уравнению Клейна-Гордона для свободного релятивистского электрона в магнитном поле [5]:

$$\left[s^2 \left(-i\hbar \nabla + \frac{e}{c} A^0 \right)^2 + \frac{\varepsilon_g^2}{4} \right] F_n(\mathbf{r}) = \left(E_n + \frac{\varepsilon_g}{2} \right)^2 F_n(\mathbf{r}). \quad (1.3)$$

Решение (1.3) можно представить в виде

$$F_r(\mathbf{r}) = F_{c, N, k'_y, k'_z} = B_c e^{i(k'_y y + k'_z z)} \varphi_N(x - x_{0c}); \quad (1.4)$$

$$F_v(\mathbf{r}) = F_{v, N, k_y, k_z} = B_v e^{i(k_y y + k_z z)} \varphi_N(x - x_{0v}),$$

где $\varphi_N(x - x_{0n})$ — осцилляторная волновая функция в соответствующей зоне с центром осциллятора в точке $x_{0n} = -\frac{\hbar c}{eH} k_{yn}$, индекс $N = 0, 1, 2, \dots$ нумерует уровни Ландау в зонах, нормировочная постоянная

$$B_n = \sqrt{\frac{2}{V}} \left[\frac{\frac{\varepsilon_g}{2}}{E_n + \frac{\varepsilon_g}{2}} \right]^{1/2},$$

V — объем кристалла.

Соответственно, для энергетического спектра получаем:

$$E_n(k) = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon_g^2}{4} + \hbar^2 s^2 k_z^2 + \varepsilon_g \mu H (2N + 1) - \frac{\varepsilon_g}{2}}, \quad (1.5)$$

где $\mu = \frac{e\hbar}{2m_c c}$ — аналог магнетона Бора в полупроводнике.

Как видно из (1.5), характерная особенность спектра состоит в неэквидистантности магнитных уровней, что подтверждается в ряде

экспериментальных работ (см., например, [6]). Благодаря малым значениям эффективных масс и соответственно большим значениям μ в узкощелевых полупроводниках (в InSb, где $m_e \approx 0,013m_0$, $\mu = 6,9 \cdot 10^{-19}$ эрг·Э⁻¹) может быть достигнута существенная перестройка энергетического спектра путем малых изменений величины H . Как и в случае стандартного закона дисперсии, энергетический спектр вырожден по k_y .

Для плотности состояний носителей заряда с кейновским законом дисперсии во внешнем магнитном поле находим:

$$g_N(E_n) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} \frac{1}{\lambda^2} \sum_N \left| E_n + \frac{\varepsilon_K}{2} \left[\left(E_n + \frac{\varepsilon_K}{2} \right)^2 - \frac{\varepsilon_K^2}{4} - \varepsilon_K H (2N+1) \right]^{-1/2} \right|, \quad (1.6)$$

где суммирование по N распространяется на все неотрицательные значения подкоренного выражения.

В области малых энергий, как и следовало ожидать, (1.6) переходит в соответствующее выражение для $g_N(F_n)$ в полупроводнике со стандартным законом дисперсии. По сравнению с последним учет непараболичности приводит к увеличению плотности состояний и, соответственно, к увеличению коэффициента поглощения.

2. Коэффициент межзонного поглощения света

Коэффициент магнитопоглощения $a_H(\omega)$ вычислим на основе стандартной квантово-механической техники с использованием выражений для волновых функций (1.2), (1.4) и энергетического спектра (1.5). Гамильтониан возмущения в поле световой волны с $A(r, t) = A_0 e^{-i(qr - \omega t)}$ во внешнем магнитном поле H с вектором-потенциалом $A_0(0, Hx, 0)$ имеет вид [7]

$$\hat{H}' = \frac{e}{m_0 c} A(r, t) \left[\hat{p} + \frac{e}{c} A^0 \right], \quad (2.1)$$

где m_0 — масса свободного электрона.

Для матричного элемента этого возмущения между волновыми функциями (1.2) носителей заряда в валентной зоне Ψ_v и зоне проводимости Ψ_c получаем:

$$P_{vc} = \frac{e}{m_0 c} \sum_z F_n^* F_n \Omega_0 \frac{1}{\Omega_0} \int_{\Omega_0} U_{ck}^* \hat{A} p U_{vk} d^3 r + \frac{e}{m_0 c} \sum_z F_n^* \hat{A} p F_n \Omega_0 \frac{1}{\Omega_0} \times \\ \times \int_{\Omega_0} U_{ck}^* U_{vk} d^3 r + \frac{e^2}{m_0 c^2} \sum_z F_n^* A A^0 F_n \Omega_0 \frac{1}{\Omega_0} \int_{\Omega_0} U_{ck}^* U_{vk} d^3 r, \quad (2.2)$$

где Z — число элементарных ячеек в объеме V (Ω_0 — объем элементарной ячейки).

2.1. Разрешенные переходы

В случае прямых разрешенных переходов вклад в P_{vc} дает лишь первый член в (2.2) (два последних слагаемых равны нулю из-за ортогональности функций $U_{c\mathbf{k}}$ и $U_{v\mathbf{k}}$, относящихся к различным зонам). Заменяя суммирование по $\mathbf{Z}$ интегралом по объему всего кристалла V ($V=1\text{см}^3$), для матричного элемента получаем:

$$P_{vc} = \frac{eA_0}{m_0c} B_v B_c (\hat{\mathbf{e}} \mathbf{p}_{cv}) \delta_{NN'} \delta_{k_y k'_y} \delta_{k_z k'_z}, \quad (2.3)$$

где $\delta_{mm'}$ — символ Кронекера, а

$$p_{cv}(\mathbf{k}) = -i\hbar \frac{1}{\Omega_0} \int_{\Omega_0} U_{c\mathbf{k}}^* \nabla U_{v\mathbf{k}} d^3r. \quad (2.4)$$

Число переходов в единицу времени, в единице объема, для которых выполняется закон сохранения энергии ($E_c = E_v + \hbar\omega$) и закон сохранения квазиимпульса ($\mathbf{k}' = \mathbf{k}$), вблизи точки экстремума $\mathbf{k}=0$ равно

$$W_{vc} = \frac{2\pi e^2 |A_0|^2}{\hbar m_0^2 c^2} |\hat{\mathbf{e}} \mathbf{p}_{cv}(0)|^2 \varepsilon_g^2 \times \\ \times \sum_{N=0} \left[\int \frac{2}{2\pi} dk_y \int \frac{2}{2\pi} dk_z \delta(E_c - E_v - \hbar\omega) \left(E_v + \frac{\varepsilon_g}{2} \right)^{-2} \right]. \quad (2.5)$$

Окончательно для коэффициента поглощения при прямых разрешенных переходах получаем

$$\alpha_p^H(\omega) = \frac{8e^2}{m_0^2 c \omega n_0} \frac{\varepsilon_g^2}{\hbar S} |\hat{\mathbf{e}} \mathbf{p}_{cv}(0)|^2 \frac{2m_r}{\hbar^2} \mu H \times \\ \times \frac{1}{\hbar\omega} \sum_{N=0} \frac{1}{\sqrt{\hbar^2 \omega^2 - \varepsilon_g^2 - 4\varepsilon_g \mu H (2N+1)}}, \quad (2.6)$$

где n_0 — показатель преломления полупроводника.

Таким образом, в случае прямых разрешенных переходов спектр поглощения формируется из отдельных линий, «ступенек», соответствующих переходам между уровнями Ландау с сохранением номера уровня N . Как следует из (2.6), край поглощения $\hbar\omega_0$ нелинейно зависит от величины магнитного поля H :

$$\hbar\omega_0 = \sqrt{\varepsilon_g(\varepsilon_g + 4\mu H(2N+1))}$$

и вследствие непараболичности сдвигается в область меньших энергий фотона. Для InSb при значениях $H \approx 10^4$ Э величина «ступеньки» порядка $\mu H \approx 10^{-14}$ эрг.

2.2. Запрещенные переходы

Рассмотрим прямые запрещенные переходы для двух ориентаций падающей электромагнитной волны и магнитного поля. В первом случае вектор поляризации $\mathbf{e}$ электромагнитной волны перпендикулярен магнитному полю ($\mathbf{e} \perp \mathbf{H}$), а во втором — параллелен ($\mathbf{e} \parallel \mathbf{H}$). В обоих случаях для функции $U_{ck}^*(\mathbf{r})$ и $\epsilon p_{cv}(\mathbf{k})$ воспользуемся разложением в ряд Тейлора в окрестности точки экстремума $\mathbf{k}_0$:

$$U_{ck'}^* = U_{ck_0}^* + (\mathbf{k}' - \mathbf{k}_0) \frac{\partial U_{ck}^*}{\partial \mathbf{k}} \Big|_{\mathbf{k}=\mathbf{k}_0}; \quad (2.7)$$

$$\epsilon p_{cv}(\mathbf{k}) = \epsilon p_{cv}(\mathbf{k}_0) + \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \epsilon p_{cv}(\mathbf{k}) \right]_{\mathbf{k}=\mathbf{k}_0} (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0). \quad (2.8)$$

При ориентации вектора поляризации световой волны перпендикулярно $\mathbf{H}$ ($\mathbf{e} \perp \mathbf{H}$) в случае, когда экстремум энергии электрона находится в центре бриллюэновской зоны $\mathbf{k}_0 = 0$, из выражения (2.2) получаем:

$$P_{vc}^\perp = \frac{\epsilon A_0}{m_0 c} B_c B_v \left[k (\nabla \hat{\mathbf{e}} p_{cv}) \delta_{N'N} + q L_{vc} H \frac{e}{c} \lambda \left(\sqrt{\frac{N+1}{2}} \delta_{N',N+1} + \right. \right. \\ \left. \left. + \sqrt{\frac{N}{2}} \delta_{N',N-1} \right) \right] \times \delta_{k_y k'_y} \delta_{k_z k'_z}, \quad (2.9)$$

где

$$L_{vc} = \frac{1}{\Omega_0} \cdot \int_{\Omega_0} \left(\frac{\partial U_{ck}^*}{\partial \mathbf{k}} \right)_{\mathbf{k}=\mathbf{k}_0} U_{vk} d^3 r. \quad (2.10)$$

Соответственно, для коэффициента поглощения получаем:

$$a_3^\perp(\omega) = \frac{8e^2}{m_0^2 c^3 \omega n_0} \frac{\epsilon_g^2}{\hbar s} \frac{L_{vc}^2 x_0^m}{\lambda^4} \hbar \omega \cos^2 \beta \sum_{N=0} \left[\frac{N+1}{2} \delta_{N',N+1} + \frac{N}{2} \delta_{N',N-1} \right] \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{\hbar^2 \omega^2 - \epsilon_g^2 - 4\epsilon_g \mu H (2N+1)}}, \quad (2.11)$$

где β — угол между $\mathbf{q}$ и L_{vc} , x_0^m — толщина образца вдоль оси Ox .

Вкладом первого слагаемого из (2.9) в $a_3^\perp(\omega)$, пропорциональным $\sqrt{\hbar^2 \omega^2 - \epsilon_g^2 - 4\epsilon_g \mu H (2N+1)}$, пренебрегаем вследствие его малости у края поглощения. Как следует из (2.11), при указанной ориентации световой волны ($\mathbf{e} \perp \mathbf{H}$), как и в случае стандартного закона дисперсии носителей заряда [1], возникают новые правила отбора по N , допускающие возможность переходов между уровнями Ландау с изменением номера уровня на единицу; при этом $a_3^\perp(\omega)$ пропорционален квадрату величины магнитного поля H .

Во втором случае, при параллельной ориентации световой волны ($\mathbf{e} \parallel \mathbf{H}$), третий член в (2.2) обращается в нуль. Вычисления для коэффициента поглощения $a_3^\parallel(\omega)$ приводят к следующему результату:

$$a_{\frac{1}{2}}^{\parallel}(\omega) = \frac{2e^2}{m_j^2 c \omega n_0} \frac{\varepsilon_z^2}{\hbar^2 S^2} [(\hat{\nabla} P_{cv})_z + \hbar q L_{cv}]^2 \frac{x_0^m}{\varepsilon^2} \frac{1}{\hbar \omega} \times \\ \times \sum_{N=0}^{\infty} \sqrt{\hbar^2 \omega^2 - \varepsilon_z^2 - 4\varepsilon_z^2 H(2N+1)}.$$
(2.12)

Как следует из (2.12), $a_{\frac{1}{2}}^{\parallel}(\omega)$ пропорционален первой степени H ; межзонные переходы осуществляются между уровнями Ландау с одинаковыми номерами N . Из-за непараболичности край поглощения $\hbar\omega_0$ как в случае разрешенных, так и для запрещенных переходов нелинеен относительно H и сдвинут в коротковолновую область.

В заключение авторы выражают благодарность Э. М. Казаряну за многочисленные плодотворные обсуждения и постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Цидильковский. Зонная структура полупроводников. М., Наука, 1972.
2. E. O. Kane. J. Phys. Chem. Solids, 1, 82 (1956).
3. J. M. Shi, M. Pecters, J. T. Devreese. Phys. Rev. B, 48, 5202 (1993).
4. J. Luttinger, W. Kohn. Phys. Rev. 97, 869 (1955).
5. А. А. Соколов, И. М. Тернов. Релятивистский электрон. М., Наука, 1983.
6. Т. Мосс, Г. Барелл, Б. Эллис. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., Мир, 1976.
7. А. И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1978.

INTERBAND LIGHT ABSORPTION IN SEMICONDUCTORS WITH NARROW FORBIDDEN BAND IN A QUANTIZING MAGNETIC FIELD

A. P. DJOTYAN, B. G. POGHOSYAN

Interband light absorption in semiconductors with a narrow forbidden band placed in a quantizing magnetic field is investigated. Expressions for the coefficient of magnetic light absorption are found for both direct allowed and forbidden transitions. In the last case the dependence of the coefficient of light absorption on the light wave polarization is studied.

ԼՈՒՑՍԻ ՄԻՋԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՆԵՂ ԱՐԳԵԼՎԱԾ ԴՈՏԻՈՎ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ՔՎԱՆՏԱՑՆՈՂ ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Պ. ԶՈՏՅԱՆ, Բ. Ժ. ՊՈԴՈՍՅԱՆ

Հետազոտված է լույսի միջգոտիական կլանումը նեղ արգելված գոտիով կիսահաղորդիչներում բնականաբան մագնիսական դաշտի առկայությամբ: Լույսի միջգոտիական կլանման գործակցի համար ստացված են վերլուծական արտահայտություններ թույլատրելի և արգելված ուղիղ անցումների համար: Վերջին դեպքում հետազոտված է լույսի միջգոտիական կլանման գործակցի տեսքը լուսային ալիքի բևեռացման վեկտորի տարրեր կողմնորոշումների համար:

