Краткие сообщения ОИЯИ №1 [27] -88 *JINR Rapid Communications No.1 [27] -88*
УДК 535.375.54

ТРЕХЗОННЫЕ ЭКСИТОННЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В КУБИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ПРЯМОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ И ИХ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ

Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Аи Вьет

Выводятся явные выражения для операторов рождения трехзонных экситонных поляритонов в кубических полупроводниках с прямой запрещенной зоной и четырехкратно вырожденной верхней валентной зоной. В качестве примеров применения этих выражений устанавливаются соотношения между сечениями процессов резонансного комбинационного рассеяния поляризованного света квазичастицами в полупроводниках с данными свойствами симметрии.

Работа выполнена в Национальном центре научных исследований, Ханой, СРВ.

Three-Branch Excitonic Polaritons in Cubic Direct Band Gap Semiconductors and Their Raman Scattering

Nguyen Van Hieu, Nguyen Ai Viet

Explicit expressions are derived for the creation operators of the excitonic polaritons in direct band gap cubic semiconductors with a fourfold degenerate upper valence band. As examples of the application of these expressions the relations of the effective differential cross sections are established for the resonant Raman scattering of the polarized light on the quasiparticles in semiconductors with given symmetry properties.

The investigation has been performed at the National Center for Scientific Research, Hanoi, SRV.

Основополагающие труды Пекара /1/, Хофильда /2/, Аграновича /3/, Давыдова /4/ и др. по теории поляритонов вызвали большой интерес экспериментаторов и теоретиков, побудили их к изучению резонансного комбинационного рассеяния (РКР) света квазичастицами в твердых телах. В случае кубических полупроводников с прямой запрещенной зоной и четырехкратно вырожденной верхней валентной зоной спектр экситонных поляритонов обладает тремя ветвями вследствие того, что имеются два типа экситонов: связанных состояний электрона и легкой или тяжелой дырки. Законы дисперсии этих трехзонных экситонных поляритонов, установленные с большой точностью в экспериментах по РКР света фононами, находились в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями [5]. Расчет сечения рассеяния также проводился в рамках различных упрощенных моделей [5–7]. В настоящей работе для дальнейшего использования в микроскопической теории РКР света с учетом внутренней структуры экситонов и реальных свойств симметрии энергетических зон выводятся явные выражения, определяющие операторы рождения (или векторы состояния) трехзонных экситонных поляритонов в кубических полупроводниках с прямой запрещенной зоной и четырехкратно вырожденной верхней валентной зоной. Эти выражения затем применяются при изучении некоторых процессов РКР света в области резонанса. Выбираем систему единиц так, чтобы $\hbar = c = 1$.

Введем следующие обозначения: m_e, m_H и m_L — эффективные массы электрона проводимости, тяжелой и легкой дырки соответственно:

$$\frac{1}{m_h} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{m_H} + \frac{1}{m_L}\right), \quad M = m_e + m_h,$$

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}, \quad \alpha = \frac{m_e}{m_h + m_e}, \quad \beta = \frac{m_h}{m_h + m_e};$$

$\vec{p}_e$ и $\vec{p}_h$ — импульсы электрона и дырки, s_e и s_h — проекции их спина на координатной оси Oz; $e_s^+(\vec{p})$ и $h_s^+(\vec{p})$ — операторы рождения электрона и дырки с указанными импульсом и проекцией спина на оси Oz, $\gamma_\sigma^+(\vec{k})$ — оператор рождения фотона с импульсом $\vec{k}$ и спиральностью (проекцией спина на направлении импульса $\vec{k}$) $\sigma = \pm 1$; $D^J_{\lambda\lambda'}(\vec{p} \to \vec{q})$ — матричные элементы вращения, переводящего $\vec{p}$ в $\vec{q}$, в базисе неприводимого представления с полным моментом импульса J. Достаточно рассматривать лишь экситоны в состоянии 1S с пространственной волновой функцией относительного движения электрона и дырки $\phi_{1S}(\vec{r})$, фурье-преобразование которой обозначим через $\tilde{\phi}_{1S}(\vec{p})$.

Имеются 4 спиновых состояния тяжелого экситона со спиральностями ± 2, ± 1 и 4 спиновых состояния легкого экситона со спиральностями ± 1, 0, причем только спиновые состояния со спиральностями ± 1 могут смешиваться с фотоном для образования поляритонов. На основе результатов работы [8] можно показать, что оператор рождения легкого (L) и тяжелого (H) экситона с импульсом k и спиральностью $\sigma = \pm 1$ равен

$$\left.\begin{matrix} X^+_{H\sigma}(\vec{k}) \\ X^+_{L\sigma}(\vec{k}) \end{matrix}\right\} = \sum_{\vec{p}_e, \vec{p}_h} \delta_{\vec{k}, \vec{p}_e + \vec{p}_h} \tilde{\phi}_{1S}(\alpha\vec{p}_h - \beta\vec{p}_e) \sum_{s_e = -1/2}^{1/2} \sum_{s_h = -3/2}^{3/2} \times$$

$$\times\begin{Bmatrix} D^{1/2}_{-\frac{1}{2}\sigma, s_e}(Oz\to\vec{k})\, D^{3/2}_{\frac{3}{2}\sigma, s_h}(Oz\to\vec{k}) \\ D^{1/2}_{\frac{1}{2}\sigma, s_e}(Oz\to\vec{k})\, D^{3/2}_{\frac{1}{2}\sigma, s_h}(Oz\to\vec{k}) \end{Bmatrix} e^{+}_{s_e}(\vec{p}_e) h^{+}_{s_h}(\vec{p}_h). \quad (1)$$

Легко также вычислить эффективные константы связи квантового перехода тяжелого и легкого экситона в фотон и получить

$$g_H = g, \quad g_L = \frac{1}{\sqrt{3}} g,$$
$$g = \frac{1}{\sqrt{2\epsilon_0 E_g}} \cdot \frac{e\Pi_{cv}}{m_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi a^3_{Ex}}}, \quad (2)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, ϵ_0 — статическая диэлектрическая константа полупроводника, e и m_0 — заряд и масса свободного электрона, a_{Ex} — боровский радиус экситона:

$$a_{Ex} = \frac{\epsilon_0}{m_r e^2},$$

Π_{cv} — матричный элемент междузонного квантового перехода:

$$\Pi_{cv} = \langle S|\nabla_x|X\rangle = \langle S|\nabla_y|Y\rangle = \langle S|\nabla_z|Z\rangle.$$

Поляритонный спектр имеет три ветви, различающиеся индексом: $\nu = 1, 2, 3$. Операторы рождения поляритонов получаются посредством знаменитого преобразования Боголюбова:

$$\pi^{+}_{\nu\sigma}(\vec{k}) = u_\nu(k)\,\gamma^{+}_{\sigma}(\vec{k}) + v_{\nu H}(k)\, X^{+}_{H\sigma}(\vec{k}) + $$
$$+ v_{\nu L}(k)\, X^{+}_{L\sigma}(\vec{k}). \quad (3)$$

Энергия $\Omega_\nu(k)$ поляритона на ветви ν определяется уравнением

$$\frac{\omega(k)^2}{\Omega_\nu(k)^2} = 1 + 4g^2\left\{\frac{1}{E_H(k)^2 - \Omega_\nu(k)^2} + \frac{1}{3}\cdot\frac{1}{E_L(k)^2 - \Omega_\nu(k)^2}\right\}, \quad (4)$$

где $\omega(k)$ — энергия свободного фотона в среде, $E_H(k)$ и $E_L(k)$ — энергии тяжелого и легкого экситонов соответственно. Коэффициенты преобразования Боголюбова равны

$$u_\nu(k) = \left[1 + \frac{g^2}{[E_H(k) - \Omega_\nu(k)]^2} + \frac{1}{3}\frac{g^2}{[E_L(k) - \Omega_\nu(k)]^2}\right]^{-1/2}, \quad (5)$$

$$v_{\nu H}(k) = \frac{g}{E_H(k) - \Omega_\nu(k)}\, u_\nu(k),$$

$$v_{\nu L}(k) = \frac{1}{\sqrt{3}}\, \frac{g}{E_L(k) - \Omega_\nu(k)}\, u_\nu(k).$$

Полученные выше результаты будем применять в последующих работах при изучении РКР света различными квазичастицами в кубических полупроводниках с данной структурой энергетических зон. Приведем здесь лишь некоторые частные результаты. Рассмотрим сначала процесс РКР поляризованного света фотонами /5–7/ :

$$\pi_{\nu\sigma}(\vec{k}) \to \pi_{\nu'\sigma'}(\vec{k}') + \phi(\vec{q}), \tag{I}$$

где $\phi(\vec{q})$ обозначает фотон с импульсом $\vec{q}$. Его дифференциальное эффективное сечение обозначим через $W^{\sigma\sigma'}_{\nu\nu'}(\theta)_{I}$, где θ — угол рассеяния. В резонансной области, когда коэффициенты $u_\nu(k)$ пренебрежимо малы, мы имеем соотношение

$$\frac{W^{++}_{\nu\nu'}(\theta)_I}{W^{+-}_{\nu\nu'}(\theta)_I} = \frac{U^{(+)}_{\nu\nu'}(\theta)_I}{U^{(-)}_{\nu\nu'}(\theta)_I}, \tag{6}$$

где

$$U^{(\pm)}_{\nu\nu'}(\theta)_I = \{ v_{\nu' H}(k')\, v_{\nu H}(k)\, (1 \pm \cos\theta)^2 + \\ + [v_{\nu' H}(k')\, v_{\nu L}(k) + v_{\nu' L}(k')\, v_{\nu H}(k)] \sin^2\theta + \\ + \frac{1}{3} v_{\nu' L}(k')\, v_{\nu L}(k)\, (\cos\theta \pm 1)(3\cos\theta \mp 1) \}^2. \tag{7}$$

Аналогично для дифференциального эффективного сечения $W^{\sigma\sigma'}_{\nu\nu'}(\theta)_{II}$ процесса РКР поляризованного света электронами нейтральных доноров /9–11/

$$\pi_{\nu\sigma}(\vec{k}) + e_N \to \pi_{\nu'\sigma'}(\vec{k}') + e_N \tag{II}$$

в резонансной области мы имеем соотношение

$$\frac{W^{++}_{\nu\nu'}(\theta)_{II}}{W^{+-}_{\nu\nu'}(\theta)_{II}} = \frac{U^{(+)}_{\nu\nu'}(\theta)_{II}}{U^{(-)}_{\nu\nu'}(\theta)_{II}}, \tag{8}$$

где

$$U^{(\pm)}_{\nu\nu'}(\theta)_{II} = \frac{1 \pm \cos\theta}{2} \{ [v_{\nu' H}(k') v_{\nu H}(k)]^2 (1 \pm \cos\theta)^2 +$$
$$+ 3([v_{\nu' H}(k') v_{\nu L}(k)]^2 + [v_{\nu' L}(k') v_{\nu H}(k)]^2) \sin^2\theta + \tag{9}$$
$$+ [v_{\nu' L}(k') v_{\nu L}(k)]^2 (3\cos\theta \mp 1) \} .$$

Эти теоретические предсказания весьма желательно проверить экспериментально.

Проблема резонансного комбинационного рассеяния будет рассмотрена подробно в отдельной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Пекар С.И. – ЖЭТФ, 1957, т.33, вып.4, с.1022-1036.*
2. *Hopfield J.J. – Phys.Rev., 1958, v.112, No.5, p.1555-1567.*
3. *Агранович В.М. Теория экситонов. М.: Наука, 1968.*
4. *Давыдов А.С. Теория молекулярных экситонов. М.: Наука, 1968.*
5. *Рассеяние света в твердых телах. Вып. 1 (под редакцией Кардоны М.). М.: Мир, 1979; Вып.III (под редакцией Кардоны М. и Гюнтерода Г.). М.: Мир, 1985.*
6. *Экситоны (под редакцией Рашба Э.И. и Стерджа М.Д.). М.: Наука, 1985.*
7. *Honerlage B. et al. – Phys.Rep., 1985, v.124C, No.3, p.161-253.*
8. *Hoang Ngoc Cam, Nguyen Van Hieu, Nguyen Ai Viet. – Ann.Phys. (N.Y.), 1985, v.164, No.1, p.172-188.*
9. *Yu P.Y. – Phys.Rev., 1979, v.B20, No.12, p.5286-5291.*
10. *Ulbrich R.G., Nguyen Van Hieu, Weisbuch C. – Phys.Rev.Lett., 1981, v.46, No.1, p.53-57.*
11. *Nguyen Ba An et al. – Phys.Stat.Sol.(b), 1980, v.99, No.2, p.635-641; Phys.Stat.Sol.(b), 1982, v.109, No.1, p.463-472; Phys.Rev., 1982, v.B25, No.6, p.4075-4080.*

Рукопись поступила 5 января 1988 года.