

ПОЛЯРИТОННАЯ ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ В КУБИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ПРЯМОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ

Рассеяние электронами
на уровнях нейтральных доноров

Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Аи Вьет

Изучается резонансное комбинационное рассеяние света на связанных донорных электронах в кубических полупроводниках с прямой запрещенной зоной. Выводятся предсказания по поляризационным эффектам как следствия свойств симметрии легких и тяжелых экситонов.

Работа выполнена в Институте теоретической физики, Ханой, СРВ.

Polariton Theory of Resonant Raman Scattering
in Direct Band Gap Cubic Semiconductors.
Scattering by Electrons in Level of Neutral Donors

Nguyen Van Hieu, Nguyen Ai Viet

Resonant Raman scattering of light by electrons of neutral donors in direct band gap cubic semiconductors is studied. Some relations for the polarization effects are predicted as the consequences of the symmetry properties of light and heavy excitons.

The investigation has been performed at the Institute of Theoretical Physics, Hanoi, Vietnam.

Наряду с процессами комбинационного рассеяния (КР) света фонами в последнее десятилетие интенсивно проводились экспериментальные и теоретические исследования КР света электронами в полупроводниках^{/1,2/}. В частности, теория поляритонов^{/3,4/} позволяет объяснить гигантское сечение резонансного КР света электронами на уровнях нейтральных доноров^{/5/}. В настоящей работе излагается микроскопическая теория КР экситонных поляритонов электронами на уровнях нейтральных доноров в кубических полупроводниках с прямой запрещенной зоной и четырехкратно вырожденной верхней валентной зоной. В данном случае имеем трехзонные экситонные поляритоны (ТЗЭП), обозначаемые $\pi_{\nu\sigma}(\vec{k})$, где \vec{k} — импульс, $\sigma = \pm 1$ — поляризация, а $\nu = 1, 2, 3$ — индекс ветви поляритона.

Будем пользоваться обозначениями предыдущей работы^{6/} и применять ее результаты. Состояние экситона с данным импульсом \bar{k} характеризуем либо парой индексов $i\sigma$, где $i = H, L$ обозначает тяжелый или легкий экситон, $\sigma = \pm 1$ — его поляризация, либо парой индексов $\{\lambda_e, \lambda_h\}$, представляющих собой проекции спина электрона и дырки на направление импульса \bar{k} , причем имеется следующее соответствие:

$$\{i = H, \sigma = \pm 1\} \leftrightarrow \{\lambda_e = \mp \frac{1}{2}, \lambda_h = \pm \frac{3}{2}\},$$

$$\{i = L, \sigma = \pm 1\} \leftrightarrow \{\lambda_e = \pm \frac{1}{2}, \lambda_h = \pm \frac{1}{2}\}.$$

Рассмотрим процесс КР

$$\pi_{\nu\sigma}(\bar{k}) + e_{Ns} \rightarrow \pi_{\nu'\sigma'}(\bar{k}') + e_{N's'} \quad (I)$$

где $e_{Ns}, e_{N's'}$ обозначают электроны на уровнях нейтрального донора с волновыми функциями $f_N(\bar{r}), f_{N'}(\bar{r})$ и проекциями спина s, s' на координатной оси Oz . Посредством знаменитого преобразования Боголюбова легко выразить амплитуду рассматриваемого процесса (I) в виде линейной комбинации амплитуд соответствующих процессов \underline{c} заменой поляритона $\pi_{\nu\sigma}(\bar{k})$ на фотон $\gamma_\sigma(\bar{k})$ или экситон $X_{i\sigma}(\bar{k})$. Для процесса

$$X_{i\sigma}(\bar{k}) + e_{Ns} \rightarrow X_{i'\sigma'}(\bar{k}') + e_{N's'} \quad (IIa)$$

имеем амплитуду

$$T^a(\bar{k}, i\sigma, Ns; \bar{k}', i'\sigma', N's') = D_{\lambda_h}^{3/2} \lambda'_h (\bar{k}' \rightarrow \bar{k}) \times$$

$$\times D_{\lambda_e}^{1/2} \lambda'_e (Oz \rightarrow \bar{k}) D_{\lambda_e}^{1/2} \lambda'_e (\bar{k}' \rightarrow Oz) M^a(\bar{k}, N; \bar{k}', N'), \quad (1)$$

$$M^a(\bar{k}, N; \bar{k}', N') = \int V(\bar{q} - \bar{k} + \bar{K}) \bar{\phi}_{1s}(\bar{q} - \alpha\bar{k}) \times$$

$$\times [\bar{\phi}_{1s}(\bar{p} - \alpha\bar{k}') \bar{f}_N(\bar{q}) + \bar{\phi}_{1s}(\bar{p} + \bar{K} - \alpha\bar{k}') \bar{f}_{N'}(\bar{q} - \bar{K})] \times$$

$$\times [\bar{f}_N(\bar{p}) - \bar{f}_N(\bar{q} + \bar{K})] \frac{d^3 p d^3 q}{(2\pi)^6}, \quad \bar{K} = \bar{k}' - \bar{k}, \quad (2)$$

где $V(\bar{q})$ — фурье-преобразование кулоновского потенциала, а $\bar{\phi}_{1s}(\bar{p}), \bar{f}_N(\bar{p})$ и $\bar{f}_{N'}(\bar{p})$ — фурье-преобразования волновых функций. Амплитуда процесса

$$\gamma_\sigma(\bar{k}) + e_{Ns} \rightarrow X_{i'\sigma'}(\bar{k}') + e_{N's'} \quad (IIb)$$

равна

$$T^b(\bar{k}, \sigma, Ns; \bar{k}', i'\sigma', N's') = \sum_{\lambda_e \lambda_h} \eta_{\{\lambda_e, \lambda_h\}}^{i\sigma} D_{\lambda_h \lambda_h'}^{3/2}(\bar{k}' \rightarrow \bar{k}) \times \\ \times D_{\lambda_e \lambda_e'}^{1/2}(Oz \rightarrow \bar{k}) D_{s \lambda_e'}^{1/2}(\bar{k}' \rightarrow Oz) M^b(\bar{k}, N; \bar{k}', N'), \quad (3)$$

$$\eta_{\{\lambda_e, \lambda_h\}}^{i\sigma} = \begin{cases} \delta_{\sigma, \lambda_e + \lambda_h}, & i = H, \\ \frac{1}{\sqrt{3}} \delta_{\sigma, \lambda_e + \lambda_h}, & i = L, \end{cases}$$

$$M^b(\bar{k}, N; \bar{k}', N') = g \int \bar{\phi}_{1S}(\bar{q} - \alpha \bar{k}') * \bar{f}_N(\bar{q} - \bar{K}) * \bar{f}_N(q) \frac{d^3 p}{(2\pi)^3}, \quad (4)$$

а амплитуда обратного процесса

$$X_{1\sigma}(\bar{k}) + e_{Ns} \rightarrow \gamma_{\sigma'}(\bar{k}') + e_{N's'} \quad (\text{Пв})$$

связана с ней обращением времени.

Для амплитуды процесса

$$\gamma_{\sigma}(\bar{k}) + e_{Ns} \rightarrow \gamma_{\sigma'}(\bar{k}') + e_{N's'} \quad (\text{Пд})$$

можно также получить следующее выражение:

$$T^d(\bar{K}, \sigma, Ns; \bar{k}', \sigma', N's') = \delta_{ss'} D_{\sigma\sigma'}^1(\bar{k}' \rightarrow \bar{k}) M_0^d(\bar{k}, N; \bar{k}', N') + \sum_{\rho_e \rho_h} \sum_{\lambda_e \lambda_h} \eta_{\{\lambda_e, \lambda_h\}}^{i\sigma} D_{\lambda_h \rho_h}^{3/2}(\bar{K}' \rightarrow \bar{K}) D_{\lambda_e \lambda_e'}^{1/2}(Oz \rightarrow \bar{k}) D_{s \rho_e}^{1/2}(\bar{k}' \rightarrow Oz) \times \\ \times M_n^d(\bar{k}, N; \bar{k}', N') + \eta_{\{\rho_e \rho_h\}}^{i\sigma} \sum_{\lambda_e' \lambda_h'} \eta_{\{\lambda_e', \lambda_h'\}}^{i'\sigma'} D_{\rho_h \lambda_h'}^{3/2}(\bar{k}' \rightarrow \bar{k}) \times \\ \times D_{\rho_e \lambda_e'}^{1/2}(Oz \rightarrow \bar{K}) D_{s \lambda_e'}^{1/2}(\bar{k}' \rightarrow Oz) M_n^d(\bar{k}', N'; \bar{k}, N) * \}, \quad (5)$$

где первый член является вкладом от внутризонных переходов в промежуточные состояния, а второй член — от междузонных переходов:

$$M_0^d(\bar{k}, N; \bar{k}', N') = \frac{e^2}{\epsilon_0 m_0^2} \frac{1}{3} \sum_{N''} \langle N' | \nabla | N'' \rangle \langle N'' | \nabla | N \rangle \times \\ \times \left\{ \frac{1}{\epsilon_{N''} - \epsilon_N - \Omega_{\nu}(k)} + \frac{1}{\epsilon_{N''} - \epsilon_N + \Omega_{\nu}(k')} \right\}, \quad (6)$$

$$M_n^d(\bar{K}, N; \bar{k}', N') = g^2 \frac{1}{n^3} \left\{ \frac{1}{E_g + \epsilon_n - \Omega_{\nu}(k)} + \frac{1}{E_g + \epsilon_n + \Omega_{\nu}(k')} \right\} \times$$

$$\times \int \bar{\phi}_{nS}(\bar{q} - \alpha \bar{k}') * \bar{f}_N(\bar{q} - \bar{K}) * \bar{f}_N(q) \frac{d^3 p}{(2\pi)^3}. \quad (7)$$

Здесь ϵ_n — энергия связи экситона в состоянии с волновой функцией $\phi_{nS}(\vec{r})$, ϵ_N — энергия электрона на донорном уровне с волновой функцией $f_N(\vec{r})$, а $\tilde{\phi}_{nS}(\vec{q})$ — фурье-преобразование функции $\phi_{nS}(\vec{r})$.

Дифференциальное эффективное сечение КР, усредненное по спиновым состояниям начального донорного электрона и просуммированное по спиновым состояниям конечного донорного электрона, пропорционально следующему выражению:

$$W_{\nu\nu'}^{\sigma\sigma'}(\theta) = (1 \pm \cos \theta) \{ (1 \pm \cos \theta)^2 A_1^2 + 3 \sin^2 \theta (A_2^2 + A_3^2) + (3 \cos \theta \mp 1)^2 A_4^2 + 2(1 \pm \cos \theta) A_5^2 + [(1 \pm \cos \theta)^2 A_1 - \sqrt{3} \sin^2 \theta (A_2 + A_3) + (1 \pm \cos \theta)(3 \cos \theta \mp 1) A_4] A_5 \}, \quad (8)$$

где верхний знак соответствует случаю $\sigma = \sigma'$, а нижний знак — случаю $\sigma = -\sigma'$,

$$\begin{aligned} A_1 &= v_{\nu'}' \cdot v_{\nu H} v_{\nu H} M^a + u_{\nu'}' \cdot v_{\nu H} M^b + v_{\nu'}' \cdot u_{\nu} u_{\nu} M^c + u_{\nu'}' \cdot u_{\nu} M^d, \\ A_2 &= v_{\nu'}' \cdot v_{\nu H} M^a + \frac{1}{\sqrt{3}} u_{\nu'}' \cdot v_{\nu H} M^b + \frac{1}{\sqrt{3}} v_{\nu'}' \cdot u_{\nu} M^c + \frac{1}{\sqrt{3}} u_{\nu'}' \cdot u_{\nu} M^d, \\ A_3 &= v_{\nu'}' \cdot v_{\nu L} M^a + u_{\nu'}' \cdot v_{\nu L} M^b + v_{\nu'}' \cdot u_{\nu} M^c + \frac{1}{\sqrt{3}} u_{\nu'}' \cdot u_{\nu} M^d, \\ A_4 &= v_{\nu'}' \cdot v_{\nu L} M^a + \frac{1}{\sqrt{3}} u_{\nu'}' \cdot v_{\nu L} M^b + \frac{1}{\sqrt{3}} v_{\nu'}' \cdot u_{\nu} M^c + \frac{1}{3} u_{\nu'}' \cdot u_{\nu} M^d, \\ A_5 &= u_{\nu'}' \cdot u_{\nu} M^d, \\ M^d &= \sum_{n \geq 2} \{ M_n^d(\bar{k}, N; \bar{k}', N') + M_n^d(\bar{k}; N'; \bar{k}', N) * \}. \end{aligned} \quad (9)$$

Дифференциальные эффективные сечения КР поляризованного света обладают следующим свойством симметрии:

$$W_{\nu\nu'}^{++}(\pi - \theta) = W_{\nu\nu'}^{+-}(\theta). \quad (10)$$

Кроме того, в области резонанса имеет место соотношение

$$\frac{W_{\nu\nu'}^{++}(\theta)}{W_{\nu\nu'}^{+-}(\theta)} = \frac{U_{\nu\nu'}^{(+)}(\theta)}{U_{\nu\nu'}^{(-)}(\theta)}. \quad (11)$$

$$U_{\nu\nu'}^{(\pm)}(\theta) = (1 \pm \cos \theta) \{ (1 \pm \cos \theta) (v_{\nu'}' \cdot v_{\nu H} v_{\nu H})^2 + 3 \sin^2 \theta \times \times [(v_{\nu'}' \cdot v_{\nu L})^2 + (v_{\nu'}' \cdot v_{\nu H})^2] + (3 \cos \theta \mp 1)^2 (v_{\nu'}' \cdot v_{\nu L})^2 \}. \quad (12)$$

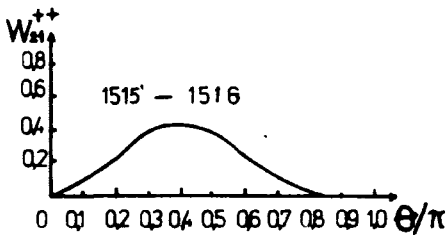


Рис. 1

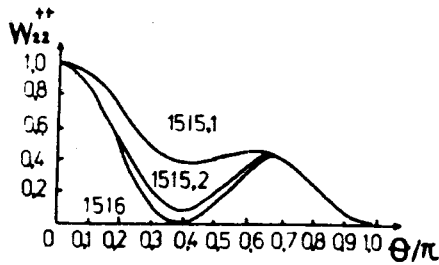


Рис. 2

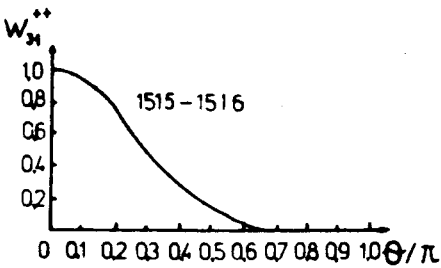


Рис. 3

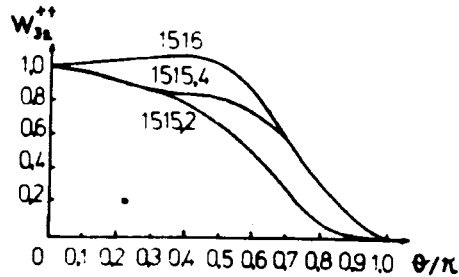


Рис. 4

На рис. 1-4 изображены некоторые кривые углового распределения $W_{\nu\nu}^{++}(\theta)$ при различных значениях энергии поляритона в GaAs с физическими параметрами

$$m_e = 0,066 m_0, \quad m_H = 0,8 m_0, \quad m_L = 0,183 m_0,$$

$$\epsilon_0 = 12,6, \quad g = 8,5 \text{ мэВ}, \quad E_g = 1515 \text{ мэВ}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Рассеяние света в твердых телах. (Под ред. М.Кардоны и Г.Гюнтеродта). М.: Мир, 1985, вып. III.
2. Yu P.Y. - Phys. Rev., 1979, v.B20, No.12, p.5286.
3. Агранович В.М. Теория экситонов. М.: Наука, 1968;
Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов. М.: Наука, 1979;
Давыдов А.С. Теория молекулярных экситонов. М.: Наука, 1968.
4. Nguyen Ba An, Nguyen Van Hieu, Nguyen Toan Thang, Nguyen Ai Viet - phys. stat. sol. (b), 1980, v.99, No.2, p.635; phys. stat. sol. (b), 1982, v.109, No.1, p.463; Phys. Rev., 1982, v. B25, No.6, p.4075.
5. Ulbrich R.G., Nguyen Van Hieu, Weisbuch C. - Phys. Rev. Lett., 1981, v.46, No.1, p.53.
6. Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Ай Вьет. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ №1 (27) -88, Дубна, 1988.

Рукопись поступила 26 января 1988 года.