

## НЕУПРУГОЕ РЕЗОНАНСНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ НА ДОНОРНЫХ УРОВНЯХ В КУБИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Нгуен Куэ Хыонг \*

Изучается неупругое резонансное комбинационное рассеяние на донорных уровнях в кубических полупроводниках с прямой запрещенной зоной. Получены аналитические выражения и угловые зависимости сечения комбинационного рассеяния.

Работа выполнена в Институте теоретической физики, Ханой, СРВ.

### Nonelastic Resonant Raman Scattering on Donor Levels in Cubic Semiconductors

Nguyen Que Huong

Nonelastic resonant Raman scattering on donor levels in direct band gap cubic semiconductors is studied. The explicit expressions and angular dependence are derived for the scattering cross sections.

The investigation has been performed at the Institute of Theoretical Physics, Hanoi, Viet-Nam

Комбинационное рассеяние на донорных уровнях было исследовано во многих теоретических и экспериментальных работах<sup>/1-18/</sup>. В области резонанса происходит смешивание между экситоном и фотоном с образованием поляритона, и имеет место рассеяние поляритона на электроне.

Упругое рассеяние поляритона на электроне было изучено в работе<sup>/18/</sup>. В настоящей работе мы рассмотрим неупругое резонансное комбинационное рассеяние на донорных уровнях в кубических полупроводниках с прямой запрещенной зоной и с валентной зоной, четырехкратно-вырожденной в центре зоны Бриллюэна, в котором донорный электрон возбуждается от его начального  $1S$ -состояния до  $2S$ -состояния. Как и в работе<sup>/16/</sup>, оба  $1S$ - и  $2S$ -состояния учитываются одновременно. Сначала ограничимся приближением сферической симметрии (с трехзонным поляритоном), затем рассмотрим случай реального кубического полупроводника, где массы тяжелого и легкого

---

\* Институт теоретической физики. Национальный центр научных исследований, Ханой, Вьетнам.

экситонов различны (пятизонный поляритон). Для каждого случая получены аналитические выражения и угловые зависимости сечения комбинационного рассеяния. Особое внимание уделяем двум полосам энергии падающего фотона вблизи экситонных уровней 1S и 2S.

Используем систему единиц, в которой  $\hbar = c = 1$ .

Векторное состояние поляритона на  $\alpha$ -ветви с импульсом  $\vec{K}$ , энергией  $\Omega_\alpha(\vec{K})$  и поляризацией  $\sigma$  в резонансной области можно написать в виде:

$$P_\alpha^\sigma(\vec{K}) = u_\alpha^\sigma(\vec{K}) a_\sigma(\vec{K}) + \sum_\nu v_{\alpha\nu}^\sigma(\vec{K}) b_\nu(\vec{K}), \quad (1)$$

где  $a_\sigma(\vec{K})$  и  $b_\nu(\vec{K})$  — операторы уничтожения фотона и экситона с импульсом  $\vec{K}$  и энергиями  $\omega(\vec{K})$  и  $E_\nu(\vec{K})$  соответственно.  $u_\alpha^\sigma(\vec{K})$  и  $v_{\alpha\nu}^\sigma(\vec{K})$  представляют собой коэффициенты преобразования Боголюбова,  $\nu$  обозначает совокупность квантовых чисел экситонного состояния,  $\nu = \{n l \sigma H\}$  или  $\{n l \sigma L\}$ , H и L соответствуют тяжелому и легкому экситонам.

В приближении сферической симметрии мы имеем два состояния экситона  $E_{1S}(\vec{K})$  и  $E_{2S}(\vec{K})$ , три ветви поляритона определены дисперсионным уравнением:

$$\frac{\omega(\vec{K})}{\Omega_\alpha(\vec{K})} = 1 + \frac{4}{3} \frac{g_0^2(1S)}{\Omega_\alpha(\vec{K})[E_{1S}(\vec{K}) - \Omega_\alpha(\vec{K})]} + \frac{4}{3} \frac{g_0^2(2S)}{\Omega_\alpha(\vec{K})[E_{2S}(\vec{K}) - \Omega_\alpha(\vec{K})]}. \quad (2)$$

В случае реального кубического полупроводника валентная зона расщепляется на зоны тяжелых и легких дырок с различными эффективными массами  $M_H$  и  $M_L$ . Переход между фотоном и четырьмя экситонными состояниями 1S и 2S дает пятизонный поляритон с энергиями  $\Omega_\alpha(\vec{K})$ , определяющимися уравнением:

$$\begin{vmatrix} \omega(\vec{K}) - \Omega(\vec{K}) & g_{1SL} & g_{1SH} & g_{2SL} & g_{2SH} \\ g_{1SL} & E_{1SL}(\vec{K}) - \Omega(\vec{K}) & 0 & 0 & 0 \\ g_{1SH} & 0 & E_{1SH}(\vec{K}) - \Omega(\vec{K}) & 0 & 0 \\ g_{2SL} & 0 & 0 & E_{2SL}(\vec{K}) - \Omega(\vec{K}) & 0 \\ g_{2SH} & 0 & 0 & 0 & E_{2SH}(\vec{K}) - \Omega(\vec{K}) \end{vmatrix} = 0. \quad (3)$$

Легко вывести выражения коэффициентов преобразования Боголюбова в обоих случаях.

Рассмотрим неупругое резонансное комбинационное рассеяние экситонного поляритона на нейтральном доноре с переходом электрона от 1S- до 2S-состояния

$$P_a^\sigma(K) + D_X^0(N) \rightarrow P_{a'}^{\sigma'}(K') + D_X^0(N'). \quad (4)$$

Матричный элемент этого процесса является линейной комбинацией матричных элементов элементарных процессов рассеяния экситона и фотона на доноре. В областях резонанса закон сохранения энергии для (4) разрешает только следующие процессы:

$$\begin{aligned} E_X(2S) + D_X^0(1S) &\rightarrow E_X(1S) + D_X^0(2S) \\ E_X(2S) + D_X^0(1S) &\rightarrow \text{PHOTON} + D_X^0(2S) \\ \text{PHOTON} + D_X^0(1S) &\rightarrow E_X(2S) + D_X^0(2S) \\ E_X(1S) + D_X^0(1S) &\rightarrow \text{PHOTON} + D_X^0(2S) \\ \text{PHOTON} + D_X^0(1S) &\rightarrow E_X(1S) + D_X^0(2S) \\ \text{PHOTON} + D_X^0(1S) &\rightarrow \text{PHOTON} + D_X^0(2S). \end{aligned} \quad (5)$$

Применяя метод вычисления работы <sup>18/</sup>, мы получим для процесса рассеяния с переходом экситона из 2S-состояния в 1S-состояние следующий матричный элемент:

$$\begin{aligned} &\langle E_{X_{\nu'}}^\sigma(\vec{K}') D_X^0(N') | \mathcal{H}_{\text{int}} | E_X^\sigma(\vec{K}) D_X^0(N) \rangle = \\ &= D_{M M'}^{3/2}(\vec{K}' \rightarrow \vec{K}) D_{\mu s'}^{1/2}(\vec{K}) D_{\mu' s}^{1/2}(\vec{K}') \mathcal{P}(E_{X_{\nu'}}^\sigma \rightarrow E_{X_{\nu'}}^{\sigma'}), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $M, M'$  — проекции спина дырки на направление импульсов  $\vec{K}$  и  $\vec{K}'$  соответственно,  $s$  и  $s'$  — проекции спина донорного электрона на направление оси  $Oz$ ,  $D_{MM'}^J$  — элементы матриц вращения.

Матричный элемент процесса рассеяния с преобразованием экситона в фотон равен:

$$\begin{aligned} &\langle \gamma_{\sigma'}(\vec{K}') D_X^0(N') | \mathcal{H}_{\text{int}} | E_{X_\sigma}^\nu D_X^0(N) \rangle = \\ &= \sum_{m', t'} D_{M m'}^{3/2}(\vec{K}' \rightarrow \vec{K}) D_{\mu s'}^{1/2}(\vec{K}) D_{t' s}^{1/2}(\vec{K}') \eta_{t' m} \mathcal{P}(E_{X_\nu}^\sigma \rightarrow \gamma_{\sigma'}), \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\mathcal{P}(E_{X_{2S}} \rightarrow E_{X_{1S}})$ ,  $\mathcal{P}(E_{X_{2S}} \rightarrow \gamma)$ ,  $\mathcal{P}(E_{X_{1S}} \rightarrow \gamma)$  — некоторые выражения, не зависящие от угла рассеяния.

Сечение рассеяния поляритона с поляризацией  $\sigma$  на  $a$ -ветви с образованием поляритона на  $a'$ -ветви с поляризацией  $\sigma'$  равно:

$$\frac{\sigma\sigma'}{aa'} = \frac{t_a t_{a'}}{4\pi V_{ga} V_{ga'}} K_a^2 W_{aa'}^{\sigma\sigma'}(\theta), \quad (8)$$

$V_{ga}$ ,  $V_{ga'}$  — групповые скорости падающего и рассеянного поляритона,  $W_{aa'}$  — вероятность рассеяния, которая для трехзонного поляритона имеет вид:

$$W_{aa'}^{++}(\theta) = C(\vec{K}, a, +, N) C(\vec{K}', a', +, N') \{ (1 + \cos\theta)(2 - \cos\theta) \times \\ \times W_1^{aa'}(K) + \frac{7 - 3\cos^2\theta}{2} W_2^{aa'}(K) \} \frac{(1 + \cos\theta)}{4} \quad (9)$$

и для пятизонного поляритона равна:

$$W_{aa'}^{++}(\theta) = C(\vec{K}, a, +, N) C(\vec{K}', a', +, N') \left\{ \frac{(1 + \cos\theta)^2}{4} W_{51} + \right. \\ \left. + \frac{3}{4} \sin^2\theta (W_{52} + W_{53}) + W_{54} \right\} \frac{(\cos\theta + 1)}{2}, \quad (10)$$

где  $\theta$  — угол между импульсами начального и конечного поляритонов,  $C(\vec{K}, a, \sigma, N)$  и  $C(\vec{K}', a', \sigma', N')$  — их коэффициенты нормировки,  $W_1, W_2, W_{51}, W_{52}, W_{53}, W_{54}$  — некоторые выражения, не зависящие от угла рассеяния.

Подробные результаты будут опубликованы в другой статье.

Автор выражает глубокую благодарность академику Нгуену Ван Хьеу за постановку задачи, а также Нгуену Ай Вьету и Нгуену Тоан Тхангу за помощь и поддержку.

### Л и т е р а т у р а

1. Ulbrich R.G., Weisbuch C. Topics in Applied Physics, 1982, 51, 207.
2. Ulbrich R.G., Nguyen Van Hieu, Weisbuch C. — Phys.Rev.Lett., 1981, 46, 53.
3. Elliott R.J., Loudon R. — Phys.Lett., 1963, 3, 189.
4. Nguyen Van Hieu. — Ann.Phys., 1980, 127, 179.
5. Henry G.H., Hopfield J.J., Luther L.C. — Phys.Rev.Lett., 1966, 17, 178.
6. Klein M.V. In Light Scattering in Solid, Ed. M.Cadona, Springer, Berlin, 1975, p.148.
7. Yu P.Y. — Phys.Rev., 1979, B20, 5286.

8. Yu P.Y., Falicov L.M. — Phys.Rev., 1981, B24, 1144.
9. Nguyen Ba An, Nguyen Van Hieu, Nguyen Toan Thang, Nguyen Ai Viet. — phys.stat.sol.(b), 1980, 99, 635.
10. Nguyen Ba An, Nguyen Van Hieu, Nguyen Toan Thang, Nguyen Ai Viet. — J.Physique, 1980, 41, 1067.
11. Nguyen Ba An, Nguyen Van Hieu, Nguyen Toan Thang, Nguyen Ai Viet. — Phys.Rev., 1982, B25, 4075.
12. Nguyen Ba An, Nguyen Van Hieu, Nguyen Toan Thang, Nguyen Ai Viet. — phys.stat.sol.(b), 1982, 109, 463.
13. Fishman G. Sol.Stat.Com., 1978, 27, 1097.
14. Fishman G. — Ann.Phys., 1980, 5, 5.
15. Hoang Ngoc Cam, Nguyen Van Hieu, Nguyen Ai Viet. — Ann.Phys., 1985, 164, 173.
16. Nguyen Ba An, Nguyen Van Hieu. Preprint ICTP, 1986, IC/86/85.
17. Bendow B., Birman J.L. — Phys.Rev., 1970, B1, 1678.
18. Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Ай Вьет. Краткие сообщения ОИЯИ, 1 [27] -88, 1988, с.18.

Рукопись поступила 13 апреля 1988 года.