

УДК 535.375.54

© 1991

**МНОГОФОННОЕ РЕЗОНАНСНОЕ  
КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА  
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ  
С РАВНЫМИ ЭФФЕКТИВНЫМИ МАССАМИ ЭЛЕКТРОНОВ  
И ДЫРОК В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

*В. И. Белицкий, И. Г. Ланг, С. Т. Павлов*

Показано, что сечение процесса многофононного резонансного комбинационного рассеяния света в полупроводниках в квантующем магнитном поле в случае равных эффективных масс электронов и дырок  $\sigma_N \propto \alpha^{-1}$  для четного  $N$ , где  $\alpha$  — фреilihовская константа электрон-фононной связи  $\alpha \ll 1$ . Это в  $\alpha^{-2}$  раз больше сечения процесса при разных массах электрона и дырки. Сечение процесса для нечетных  $N$  равно нулю.

В полупроводниковых соединениях InBr и InI при облучении их светом с частотой  $\omega_i$  в области собственного поглощения в спектре вторичного излучения наблюдается серия линий многофононного резонансного комбинационного рассеяния света (МРКРС) с частотой вторичного излучения  $\omega_s = \omega_i - N\omega_{LO}$ , где  $\omega_{LO}$  — частота продольных оптических колебаний решетки,  $N$  — целое число, которое в отмеченных выше соединениях достигает 20 [1-4]. Столь большое число фононных повторений, а также наблюдаемая меньшая интенсивность пиков с нечетным номером  $N$  по сравнению с четным  $N$  вызывают большой интерес с точки зрения понимания механизма процесса рассеяния и его специфики для данных соединений. Отличительной чертой соединений InBr и InI является равенство эффективных масс электронов и дырок. Экситонному механизму МРКРС в случае равных эффективных масс электронов и дырок в нулевом магнитном поле посвящены теоретические работы [5-7]. В предлагаемой работе показано, каким образом равенство масс может приводить к резкому усилению интенсивности МРКРС четного порядка (по сравнению со случаем неравных масс электронов и дырок) в квантующем магнитном поле (КМП) и почему интенсивность нечетных фононных повторений должна быть мала по сравнению с четными  $N$ . Нами рассматривается процесс МРКРС через состояния свободных электронно-дырочных пар (ЭДП). Известно [8-11], что в случае разных эффективных масс включение КМП приводит к резкому усилению интенсивности процесса МРКРС при участии свободных ЭДП — в нулевом МП сечение МРКРС  $N$ -го порядка  $\sigma_N \propto \alpha^3$  для  $N \geq 4$  [12, 13], где  $\alpha$  — фреilihовская константа электрон-фононной связи, предполагаемая малой величиной  $\alpha \ll 1$ ; в КМП  $\sigma_N \propto \alpha$  для  $N \geq 2$  [8-11]. Предсказанное в теоретических работах [8-11] резкое усиление интенсивности МРКРС при включении КМП было подтверждено в недавней экспериментальной работе [14]. Ранее в [15] был экспериментально наблюден рост интенсивности линий экситонной люминесценции при включении сильного магнитного поля, который обусловлен теми же причинами, что и рост интенсивности МРКРС. Основной вклад в сечение МРКРС  $N$ -го порядка как в нулевом ( $N \geq 4$ ), так и в квантующем ( $N \geq 2$ ) МП дают процессы, которые можно представить как каскад из  $(N-1)$  перехода

ЭДП через  $N$  реальных промежуточных состояний [8-13] и одного виртуального перехода, связанного с непрямым рождением или непрямой аннигиляцией пары. Радикальное отличие ситуации с равными эффективными массами электронов и дырок заключается в том, что для процесса четного порядка все промежуточные состояния в процессе рассеяния могут быть реальными. В случае нулевого МП равенство эффективных масс приводит к понижению степени  $\alpha$  для  $N \geq 4$  с  $\alpha^3$  до  $\alpha$  [16].

Схематическое изображение процесса второго порядка в КМП показано на рис. 1. Сечение этого процесса вычислялось на основе диаграммной техники, развитой для тензора рассеяния света. Диаграммы для амплитуды двухфононного РКРС, дающие основной вклад в сечение, показаны на рис. 2. Мы не учитываем графиков, соответствующих испуска-

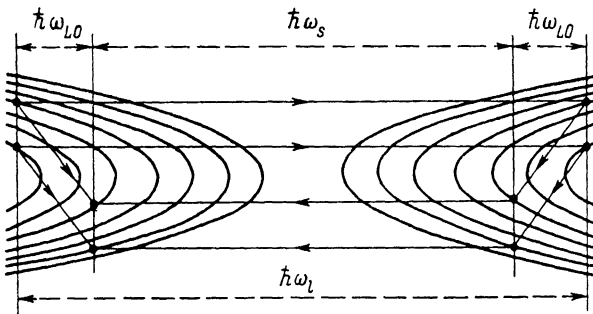


Рис. 1. Схематическое изображение процесса РКРС второго порядка в случае равных эффективных масс электрона и дырки.

При  $\omega_{LO}/\omega_c = M$ , где  $M$  — целое число, возникает дополнительный вклад в сечение интерференционного характера. Дан пример двух интерферирующих процессов ( $M=2$ ), отличающихся распределением энергии между продольным и поперечным движением в реальных промежуточных состояниях.

нию обоих  $LO$ -фононов электроном (или дыркой), поскольку в соответствующих им процессах одно из промежуточных состояний ЭДП обязательно будет виртуальным и в произвольном КМП такой вклад будет мал по константе связи  $\alpha$ . Вычисление сечения двухфононного РКРС в квантовом МП приводит к следующему выражению:

$$\sigma_2 = 4\sigma_{2LO}^0 \omega_0 \sum_{n, n'} \frac{\left[ p_0(n) + p_1(n') - \frac{(p_0(n) - p_1(n'))^2}{|p_0(n) - p_1(n')|} \right]^2}{p_0(n) p_1(n') [p_0(n) + p_1(n')]^3 \gamma^3} \times \int_0^\infty dx \frac{(T(n, n', x))^2 + T(n, n', x) T(n' + M, n - M, x)}{[x^2 + (p_0(n) + p_1(n'))^2]^2}, \quad (1)$$

$$T(n, n', x) = \frac{\min(n!, n'!)}{\max(n!, n'!)} e^{-x} x^{|n-n'|} [L_{\min(n, n')}^{|n-n'|}(x)]^2, \quad (2)$$

$x = l_H^2 (q_x^2 + q_y^2)$ ,  $l_H = (\hbar c / 2eH)^{1/2}$ ,  $\omega_c$  — циклотронная частота,  $\gamma$  — обратное время жизни электрона,  $L_\alpha^3(x)$  — полиномы Лагера,  $\mathbf{q}$  — волновой вектор фонона,

$$\sigma_{2LO}^0 = \frac{\omega_s n(\omega_s)}{\omega_l n(\omega_l)} V_0 |\mathbf{p}_{cs} \mathbf{e}_l|^2 |\mathbf{p}_{cs} \mathbf{e}_s|^2 \alpha^2 \frac{e^{1/2} \omega_{LO} m^3}{\hbar^{1/2} c^{5/2} m_0^2 2^{5/2} H^{3/2}}, \quad (3)$$

где  $n(\omega)$  — показатель преломления;  $V_0$  — нормировочный объем;  $\mathbf{p}_{cs}$  — междузонный матричный элемент оператора импульса;  $m$  — эффективная масса;  $\mathbf{e}_l$  ( $\mathbf{e}_s$ ) — вектор поляризации первичного (вторичного) излучения; величины  $p_0(n)$ ,  $p_1(n')$  соответствуют волновым векторам электрона (дырки) до испускания фонона и после испускания фонона соответственно

(рис. 1);  $n$  — номер зоны Ландау. Предполагалось, что время жизни электрона и дырки во всех реальных промежуточных состояниях определяется взаимодействием с ЛО-фононами, т. е. фотоинверсный уровень  $\omega_0 = (\omega_l - \omega_g - \omega_c)/2 > 2\omega_{LO}$ , где  $\hbar\omega_g$  — ширина запрещенной зоны.

Пределы суммирования по  $n$  и  $n'$  в (1) определяются следующими условиями:

$$0 \leq n \leq \omega_0/\omega_c, \quad 0 \leq n' \leq (\omega_0 - \omega_{LO})/\omega_c \quad (4)$$

для первого слагаемого под интегралом по  $x$  в (1) и

$$M \leq n \leq \omega_0/\omega_c, \quad 0 \leq n' \leq (\omega_0 - \omega_{LO})/\omega_c, \quad M = \omega_{LO}/\omega_c - \text{целое} \quad (5)$$

для второго слагаемого.

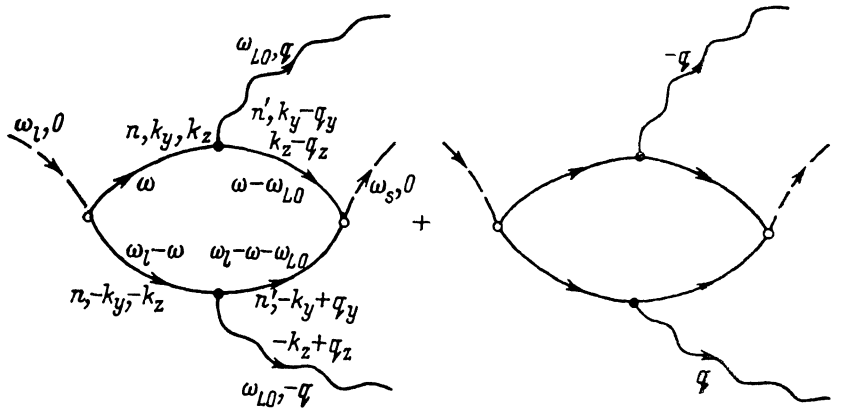


Рис. 2. Графики для амплитуды процесса РКРС второго порядка, дающие основной вклад в сечение в случае равных эффективных масс электронов и дырок.

Важно подчеркнуть, что величина  $\gamma \propto \alpha\omega_{LO}$ , поэтому сечение РКРС второго порядка  $\sigma_2 \propto \alpha^{-1}$  (величина  $\sigma_0^2 \propto \alpha^2$  и в знаменателе (1) стоит  $\gamma^3 \propto \alpha^3$ ). Таким образом, сечение РКРС второго порядка (и всех четных порядков выше второго) в случае равных масс оказывается в  $\alpha^{-2}$  раз больше, чем в случае разных масс. Исходя из того, что знак фреиховского взаимодействия для электронов и дырок различен, можно показать что амплитуда процесса МРКРС нечетного порядка в случае равных масс равна нулю.

Интересно отметить, что в случае обращения в нуль волнового вектора  $p_0$  или  $p_1$  в одном из промежуточных состояний в процессе рассеяния соответствующий вклад в сумму по  $n, n'$  оказывается равным нулю, тогда как в случае неравных масс аналогичные вклады обращались в бесконечность.

Второе слагаемое под интегралом в (1) имеет интерференционный характер и дает вклад в сечение только в окрестности ряда значений МП, определяемых условием  $M = \omega_{LO}/\omega_c$  — целое число. Интерферирующие процессы отличаются распределением энергии между продольным и поперечным движением заряда в реальных промежуточных состояниях. Пример интерферирующих процессов схематически показан на рис. 1. Более подробный качественный анализ процесса МРКРС в случае равных эффективных масс электрона и дырки мы дадим в расширенной публикации.

#### Список литературы

- [1] Nakamura K., Ohno N., Yoshida M., Nakai Y. // Sol. St. Comm. 1980. V. 36. N 1. P. 211—214.
- [2] Yoshida M., Watanabe H., Ohno N., Mitsutaka H., Nakamura K., Nakai Y. // J. Luminescence. 1984. V. 31|32. Pt 1. P. 488—490.

- [3] Yoshida M., Ohno N., Mitsutaka H., Nakamura K., Nakai Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1985. V. 54, N 7. P. 2754—2761.
- [4] Ohno N., Yoshida M., Nakamura K., Naki Y. // Sol. St. Comm. 1985. V. 53. N 7. P. 569—572.
- [5] Рьера Р., Сотолонго Коста О., Траллеро Гинер К., Ланг И. Г., Павлов С. Т. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 8. С. 83—88.
- [6] Trallero Giner C., Riera R. // Proc. Eleventh Int. Conf. Raman Spectr. // Ed. R. J. H. Clark, D. A. Long. London, 1988. P. 319—320.
- [7] Trallero Giner C., Riera R. // Phys. St. Sol. (b). 1989. V. 152. N 1. P. 357—367.
- [8] Белицкий В. И., Гольцев А. В., Ланг И. Г., Павлов С. Т. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 4. С. 1224—1225.
- [9] Белицкий В. И., Гольцев А. В., Ланг И. Г., Павлов С. Т. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 1. С. 272—286.
- [10] Белицкий В. И., Гольцев А. В., Ланг И. Г., Павлов С. Т. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 7. С. 2182—2185.
- [11] Belitsky V. I., Goltsev A. V., Lang I. G., Pavlov S. T. // Phys. St. Sol. (b). 1984. V. 122. N 2. P. 581—590.
- [12] Zeyher R. // Sol. St. Comm. 1975. V. 16. N 1. P. 49—52.
- [13] Goltsev A. V., Lang I. G., Pavlov S. T., Bryzhina M. F. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1983. V. 16. N 21. P. 4221—4241.
- [14] Ruf T., Cardona M. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. N 20. P. 2288—2290.
- [15] Сейсян Р. П., Юлдашев Ш. У. // ФТТ. 1988, Т. 30. № 1. С. 12—22.
- [16] Ланг И. Г., Павлов С. Т., Сотолонго Коста О. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 11. С. 3453—3456.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
4 августа 1990 г.