

Резонансное рассеяние Манделъштама–Бриллюэна и комбинационное рассеяние света в полупроводниках с промежуточными экситонными состояниями, принадлежащими дискретным экситонным зонам и непрерывному спектру

© Б.Х. Байрамов, А.В. Гольцев, В.В. Топоров, Р.Т. Филлипс*, Р. Лайхо**, К. Деттмер***

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

*Физический факультет, Кевендишская лаборатория, Кембриджский университет,
CB30HE Кембридж, Великобритания

**Физическая лаборатория Вихури, Университет Турку,
20500 Турку, Финляндия

***Институт полупроводников и оптики, Брауншвейгский технический университет,
D-38106 Брауншвейг, Германия

Анализируются результаты теоретического и экспериментального исследования резонансного рассеяния света Манделъштама–Бриллюэна тепловыми акустическими фононами с $\mathbf{k} = 0$ вблизи прямого края поглощения (на примере кристаллов ZnSe). Сообщается также и об обнаружении нового типа резонансного усиления интенсивности комбинационного рассеяния света оптическими фононами с $\mathbf{k} \neq 0$, соответствующего резонансу с рассеянным светом в выходном канале, вблизи непрямого края поглощения (на примере кристаллов si-GaP:N). При этом резонансное усиление достигало $\sim 4 \cdot 10^3$ на частотах оберточного рассеяния с участием $LO(X)$ и $LO(L)$ фононов. При расчетах резонансных тензоров рассеяния в качестве промежуточных состояний, вовлеченных в процессы рассеяния, рассмотрены экситонные состояния, принадлежащие как дискретным экситонным зонам, так и непрерывному спектру. Кроме того, учтены все внутренние переходы, а также межзонные переходы между зоной проводимости, валентными зонами и зоной, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием и получено хорошее согласие с экспериментальными результатами.

Хорошо известно, что учет экситонов в качестве виртуальных промежуточных состояний при анализе количественных закономерностей резонансного усиления интенсивности неупругого рассеяния света в полупроводниках позволяет наиболее точно воспроизвести наблюдаемые экспериментальные результаты. Впервые теория однофононного резонансного комбинационного рассеяния света (КРС), учитывающая экситонные эффекты была дана Лоудоном [1]. В [2] было получено выражение для тензора резонансного КРС при учете слабого экситон-фотонного взаимодействия для механизмов деформационного потенциала и фрелиховского электрон-фононного взаимодействия. Аналогичные расчеты были выполнены в работе [3] с использованием функций Грина, а в работе [4] предполагалось, что промежуточные экситонные состояния водородоподобны. При этом учитывалось рассеяние только через одну валентную зону и зону проводимости. Учет только одной валентной зоны оказался недостаточным для количественной интерпретации экспериментальных результатов по рассеянию света акустическими и оптическими фононами в специально не легированных кристаллах со структурой алмаза и цинковой обманки. Для преодоления возникших противоречий в работах [4–6] была развита теория резонансного рассеяния света Манделъштама–Бриллюэна (РСМБ), а

в [6–10] и резонансного КРС с учетом экситонных корреляций как при внутризонных, так и при межзонных переходах между зоной проводимости, четырехкратно вырожденными валентными зонами и двукратно вырожденной зоной, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием. При этом в качестве промежуточных состояний, вовлеченных в процессы рассеяния, рассматривались экситонные состояния, принадлежащие как дискретным экситонным зонам, так и непрерывному спектру.

В данной работе анализируются результаты, свидетельствующие об обнаружении значительного резонансного усиления интенсивности РСМБ тепловыми акустическими фононами с $\mathbf{k} = 0$ в специально нелегированных полуизолирующих кристаллах ZnSe вблизи прямого края поглощения и КРС оптическими фононами с $\mathbf{k} \neq 0$ вблизи непрямого края поглощения в легированных полуизолирующих кристаллах si-GaP:N.

На рис. 1 приведена зависимость интенсивности РСМБ акустическими фононами от энергии квантов возбуждающего излучения в кристаллах ZnSe.

С учетом кулоновского взаимодействия между электронами и дырками, когда промежуточными состояниями будут экситонные состояния, принадлежащие как дискретным зонам, так и непрерывному спектру, можно получить [6,7] следующее выражение для тензора не-

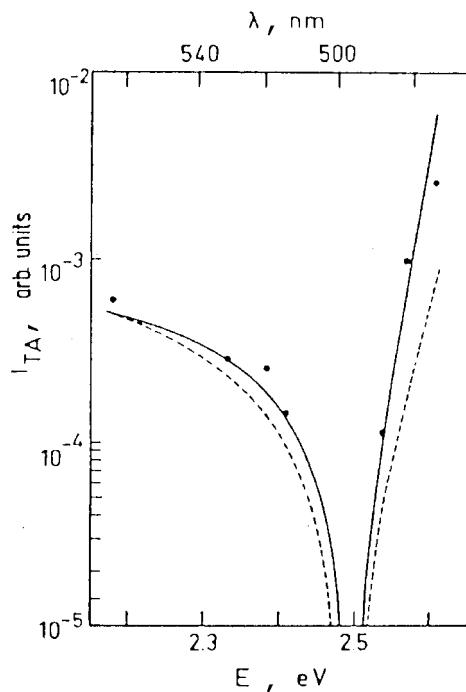


Рис. 1. Зависимость сечения рассеяния света для *TA*-фононов в *ZnSe* от энергии квантов возбуждающего излучения в геометрии рассеяния $y(xy)\bar{z}$. Ось x || направлению $[100]$, y || $[01\bar{1}]$ и z || $[011]$. $T = 296$ К. Точки — экспериментальные данные. Сплошные линии — расчет с учетом кулоновского взаимодействия — выражение (1). Пунктирные линии — расчет в рамках теории Лоудона [1].

упругого резонансного рассеяния света

$$R_{is} = \sum_{\alpha, \beta} \frac{p_{\beta 0} H_{\beta, \alpha} P_{\alpha 0}}{\omega_{g\beta} \omega_{g\alpha} + \omega_1} \left\{ \frac{1}{2\pi a_0^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \times \left[\frac{1}{\omega_{g\alpha} - \omega_i - R/n^2} - \frac{1}{\omega_{g\beta} - \omega_i - R/n^2} \right] + \frac{1}{4\pi} \left[\frac{2\mu}{\hbar} \right]^{3/2} R^{1/2} \ln \frac{\omega_{g\beta} - \omega_s}{\omega_{g\alpha} - \omega_s} + \frac{1}{4} \left[\frac{2\mu}{\hbar} \right]^{3/2} R^{1/2} \times \left[\text{ctg} \left[\frac{\pi^2 R}{\omega_{g\beta} - \omega_s} \right]^{1/2} - \text{ctg} \left[\frac{\pi^2 R}{\omega_{g\alpha} - \omega_s} \right]^{1/2} \right] \right\}, \quad (1)$$

$a_0 = \epsilon \hbar^2 / \mu^2$ — радиус Бора для экситона, $R = \mu e^4 / 2 \hbar^2 \epsilon^2$ — экситонная константа Ридберга. При этом последовательно учтены все внутризонные переходы и межзонные переходы между зоной проводимости Γ_6 , четырехкратно вырожденными валентными зонами Γ_8 и двукратно вырожденной зоной Γ_7 , отщепленной спин-орбитальным взаимодействием. Первое слагаемое в фигурных скобках в выражении (1) представляет вклад процессов рассеяния через экситонные состояния дискретного спектра, тогда как два последних слагаемых — вклад непрерывного экситонного спектра.

Результаты теоретического расчета с использованием выражения (1) приведены на рис. 1 сплошными линиями и демонстрируют хорошее согласие с наблюдаемыми данными.

В отличие от подобного резонанса с дискретными экситонными зонами и непрерывным спектром вблизи прямого края поглощения E_0 [4–10] (для *ZnSe* $E_0 = 2.67$ eV при $T = 300$ К) на рис. 2 приведены результаты, свидетельствующие об обнаружении нового типа резонансного усиления интенсивности КРС оптическими фононами с $\mathbf{k} \neq 0$ вблизи непрямого края поглощения в легированных полуизолирующих кристаллах *si-GaP:N*.

Спектры, показанные на рис. 2, получены в одинаковых экспериментальных условиях для двух полуизолирующих кристаллов: *si-GaP:N* при их возбуждении излучением аргонового лазера с длиной волны $\lambda_l = 514.536$ nm. Они нормированы по интенсивности $TO(\Gamma)$ -фононов.

Хорошо известно, что в кристаллах *si-GaP:N* $1s$ -состояние экситонов, связанных с изоэлектронными примесями азота, вследствие электрон-дырочного вза-

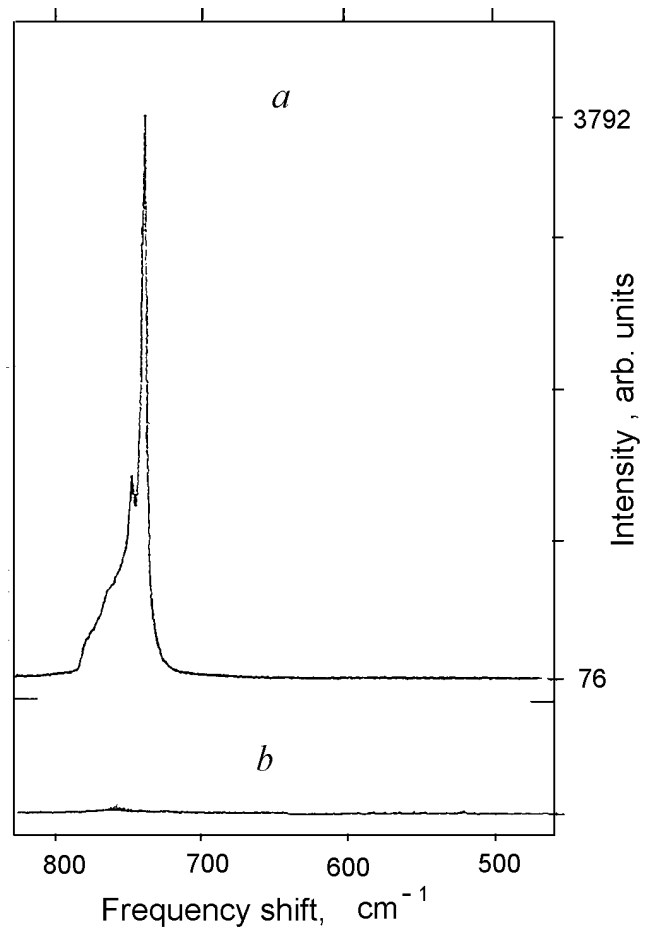


Рис. 2. Спектры КРС кристаллов *si-GaP:N* (a) и *si-GaP:N* (b), полученные при возбуждении излучением аргонового лазера с длиной волны $\lambda_l = 514.536$ nm в геометрии рассеяния назад $z(y, x)\bar{z}$ от плоскости (001) при $T = 5$ К. Спектральная ширина щелей $R = 1.8$ cm^{-1} .

имодействия расщепляется на два состояния с орбитальными квантовыми числами $J = 1$ и $J = 2$. Соответствующая энергия в спектрах низкотемпературной люминесценции этого образца при $T = 5$ К для экситонов с $J = 1$ составляла 2.3174 eV. Близость этой величины к энергии квантов возбуждающего света $E_i = 2.4092$ eV указывает на возможность резонанса со светом, рассеянным на двух оптических фононах. Спектры для si-GaP:N демонстрируют обнаружение значительного ($\sim 4 \cdot 10^4$ раз при $\nu = 736.3 \text{ cm}^{-1}$) резонансного усиления интенсивности двухфононного рассеяния света $LO(X)$ и $LO(L)$ -фононами. Мы полагаем, что наблюдаемый резонанс обусловлен процессом рассеяния с резонансным возбуждением в промежуточном состоянии экситонных состояний, образованных электронными состояниями в X и L точках зоны Бриллюэна фосфида галлия. Экситонные состояния возбуждаются в результате непрямого поглощения фотона падающего света с частотой ω_i с одновременным испусканием двух LO -фононов в X и L -точках ($\omega_{LO(X,L)}$). На последнем этапе происходит аннигиляция связанных в экситон электрона и дырки. При этом происходит излучение фотона рассеянного света с частотой $\omega_s = \omega_i - 2\omega_{LO(X)}$ и $\omega_s = \omega_i - 2\omega_{LO(L)}$. Большая величина сечения определяется наличием в сечении рассеяния малого энергетического знаменателя:

$$\sigma \propto 1/(\hbar\omega_i - 2\hbar\omega_{LO(X,L)} - E_{ex})^2 = 1/(\hbar\omega_s - E_{ex})^2, \quad (2)$$

где E_{ex} — энергия возбуждаемых экситонов.

Список литературы

- [1] R. Loudon. Proc. Roy. Soc., **A275**, 218 (1963).
- [2] A.K. Ganguly, J.L. Birman. Phys. Rev. **162**, 806 (1967).
- [3] R. Zeyher, Ting Chiu-Sen, J.L. Birman. Phys. Rev. **B4**, 1725 (1974).
- [4] Б.Х. Байрамов, А.В. Гольцев, Э. Карайамаки, Р. Лайхо, Т. Левола, В.В. Топоров. ФТТ **25**, 5, 1286 (1983).
- [5] E. Karajamaki, R. Laiho, T. Levola, B.H. Bairamov, A.V. Gol'tsev, V.V. Toporov. Phys. Rev. **B29**, 4508 (1984).
- [6] Б.Х. Байрамов, Н.В. Личкова, А.В. Гольцев, В.Д. Тимофеев, В.В. Топоров. ФТТ **29**, 244 (1983).
- [7] B.H. Bairamov, A.V. Gol'tsev, V.V. Toporov, R. Laiho, T. Levola. Proc. 18th Int. Conf. on Physics of Semiconductors / Ed. O. Engstrom. World Scientific, Singapore (1987). P. 1721.
- [8] A. Cantarero, C. Trallero-Giner, M. Cardona. Phys. Rev. **B39**, 8388 (1989).
- [9] C. Trallero-Giner, A. Cantarero, M. Cardona. Phys. Rev. **B40**, 4030 (1989).
- [10] A. Cantarero, C. Trallero-Giner, M. Cardona. Phys. Rev. **B40**, 12290 (1989).