

РЕЗОНАНСНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ В $ZnTe$ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

М. Я. Валах, В. А. Корнейчук

Обнаружено взаимодействие LO -фононов с плазменными колебаниями неравновесных носителей, генерируемых при резонансном двухфотонном возбуждении ($\hbar\omega_{\text{лаз}} \lesssim E_g$) в монокристаллах $ZnTe$. С увеличением уровня возбуждения наблюдается усиление резонансного характера спектра КР.

В полярных полупроводниках при высокой концентрации носителей, когда плазменная частота $\omega_p = (4\pi n^2/\epsilon_{\infty} m)^{1/2}$ становится сравнимой с частотой продольного оптического фонона ω_{LO} наблюдается резонансное взаимодействие с образованием смешанных плазмон-фононных мод. При небольших значениях плазменной частоты по сравнению с ω_{LO} взаимодействие проявляется в основном в уширении линии LO -фонона. С увеличением концентрации носителей и приближением ω_p к ω_{LO} наблю-

дается смещение смешанной плазмон-фононной моды в сторону больших частот. Этот эффект обстоятельно изучался в сильно легированных полупроводниках [1, 2].

Представляет интерес исследование плазмон-фононного взаимодействия в неравновесном случае при высоких уровнях лазерного возбуждения, когда время жизни неравновесных носителей составляет 10^{-9} сек.

В работе [3] изучалась зависимость формы линии LO -фонона в спектре КР GaAs от интенсивности накачки. Однако плазменная частота, соответствующая плотности неравновесных носителей, достигаемой в этом полупроводнике, оказалась существенно меньше частоты LO -фонона. Поэтому наблюдавшиеся изменения спектра комбинационного рассеяния были незначительны.

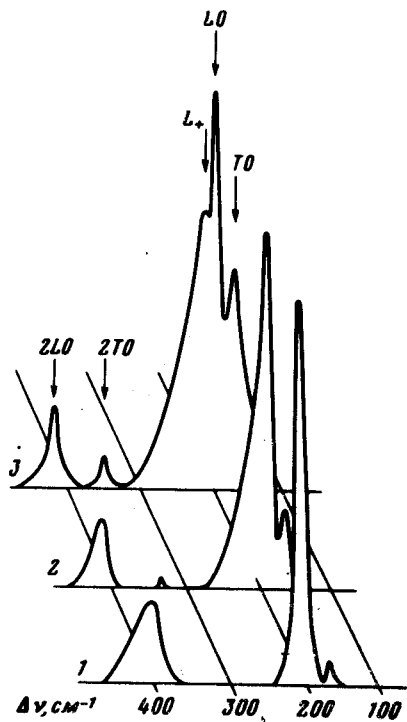


Рис. 1. Спектры КРС монокристаллов ZnTe при различных уровнях возбуждения: 1 - $I_H = 0,3I_0$, 2 - $I_H = 0,6I_0$, 3 - $I_H = I_0$.

В настоящей работе исследована перестройка спектров КР монокристаллов ZnTe. В этом случае плазменная частота, соответствующая плотности неравновесных носителей, генерируемых при оптическом возбуждении, может превосходить частоту LO -фонона [4]. Кроме того использование в качестве источника возбуждения второй гармоники (ВГ) YAG : Nd - лазера при температуре образца $T = 6K$ обеспечивало резонансное усиление рассеяния, ввиду близости возбуждающего кванта $\hbar\omega_{\text{лаз}}$ к ширине запрещенной зоны E_g ($E_g - \hbar\omega_{\text{лаз}} \approx 2\hbar\omega_{LO}$). В результате реализуется как высокая эффективность генерации неравновесных носителей при двухфотонном поглощении, так и высокая эффективность КР.

Исследования выполнялись на объемных кристаллах. Измерения проводились в геометрии "рассеяние назад" на спектрометре СДЛ-1 с использованием стробоскопической системы фоторегистрации. Максималь-

ная интенсивность накачки определялась порогом разрушения образца и составляла $I_0 = 30 - 35$ МВт/см². Полученные спектры представлены на рис. 1.

При уровнях возбуждения $\sim 0,3 I_0$ (кривая 1) наблюдается интенсивная линия LO -фонона $\nu = 205$ см⁻¹, слабая линия TO -фонона $\nu = 176$ см⁻¹ и широкая полоса $\nu = 400$ см⁻¹, отвечающая $2LO$ -возбуждению. Увеличение уровня возбуждения приводит к перестройке спектра КР, связанной с образованием новой полосы L_+ . Полуширина последней увеличивается с ростом накачки, а максимум смещается в сторону больших частот, достигая при максимальных уровнях возбуждения значения $\nu = 230$ см⁻¹ (рис. 2)¹⁾.

Увеличение уровня возбуждения приводит к более быстрому росту интенсивности TO -и $2TO$ -линий по сравнению с интенсивностью в области LO (L_+) и $2LO$ колебаний. Кроме того наблюдается заметное сужение $2LO$ -полосы.

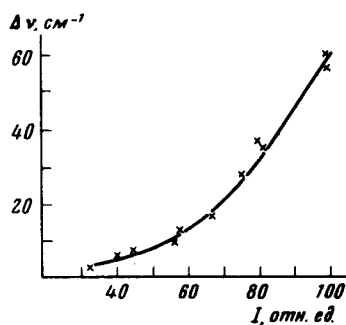


Рис. 2. Зависимость полуширины полосы L_+ от интенсивности накачки

Наблюдаемую полосу L_+ нельзя объяснить уширением и смещением линии LO -фонона из-за нагрева образца лазерным излучением. Об этом свидетельствует тот факт, что полуширина и энергетическое положение линии TO -фонона остается практически неизменным при всех уровнях возбуждения. Кроме того нагрев образца должен был бы привести к уменьшению ω_{LO} . Следовательно появление в спектре КР полосы L_+ связано с возбуждением в кристалле неравновесной электронно-дырочной плазмы (ЭДП), колебания которой взаимодействуют с LO -фононами, образуя связанные плазмон-фононные моды. Следует отметить, что начало уширения линии $LO(L_+)$ совпадает с появлением в спектре люминесценции линии, отвечающей рекомбинационному излучению ЭДП.

Однако, как видно из рис. 1 (кривая 3), даже при максимальных уровнях возбуждения в спектре КРС наряду со смещенной плазмон-фононной модой L_+ наблюдается невозмущенная линия LO -фонона. Это связано, по-видимому, с тем, что при гелиевых температурах неравновесные носители конденсируются в электронно-дырочную жидкость. В связи с этим, в накачиваемом объеме происходит разделение фаз на плотную ЭДЖ, плазменные колебания которой взаимодействуют с LO -фононами и область малой плотности носителей, в которой неравновесные электронно-дырочные пары связаны в экситоны.

¹⁾ Полуширина полосы L_+ оценивалась в пренебрежении вклада линии LO -фонона.

Эффективность рассеяния связанными плазмон-фононными модами пропорциональна выражению [5]:

$$\sigma \sim \{ [\omega^2(\omega_{LO}^2 - \omega^2) - \omega_p^2(\omega_{TO}^2 - \omega^2)]^2 + \omega^2 \Gamma^2 (\omega_{LO}^2 - \omega^2)^2 \}^{-1} \quad (1)$$

где ω_{LO} и ω_{TO} — частоты LO - и TO -фононов соответственно, а ω_p — плазменная частота, с учетом дисперсии определяемая выражением

$$\omega_p(q) = \omega_p \left(1 + \frac{3}{10} \frac{q^2 V_F^2}{\omega_p^2} \right), \quad (2)$$

где q — волновой вектор плазмона, который в случае геометрии рассеяния назад равен примерно удвоенному волновому вектору лазера, V_F — фермиевская скорость носителей. Первый член в выражении (1) обращается в нуль при $\omega = \omega_{\pm}$. Из значения ω_+ (230 см^{-1}) можно определить плазменную частоту, которая в этом случае равна 160 см^{-1} . С учетом дисперсии она соответствует концентрации электронно-дырочных пар $n = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Это значение согласуется с концентрацией, оцененной нами из формы линии излучения ЭДП.

Быстрый рост интенсивности линий TO и $2TO$, а также сужение спектра двухфононных переходов $2LO$ указывает на усиление резонансного взаимодействия. Оно может быть обусловлено двумя механизмами.

1) Уменьшением ширины запрещенной зоны вследствие обменного и корреляционного взаимодействия. Оценка его для $n = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ аналогично [6] дает $\Delta E_g \approx 21 \text{ мэВ}$. В результате $E_g' - \hbar\omega_{\text{лаз}} \approx \hbar\omega_{LO}$. 2) В работе [7] для объяснения узких и интенсивных $2LO$ - и $2TO$ -линий в спектре резонансного КР монокристаллов $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ и $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ в качестве промежуточного состояния предлагается связанный экситон-фононный комплекс [8]. Возможно, что в нашем случае высоких уровней возбуждения происходит усиление его вклада в процесс резонансного КР.

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
14 января 1980 г.

Литература

- [1] Е.Л.Ивченко, Д.Н.Мирлин, И.И.Решина. ФТТ, 17, 2282, 1975.
- [2] A.Pinczuk, G.Abstreiter, R.Trommer, M.Cardona. Solid State Comm., 21, 959, 1977.
- [3] R.S.Turtelli, A.R.V. de Castro. Phys. Stat. Sol., 93, 811, 1979.
- [4] В.А.Корнейчук, М.К.Шейнкман, А.М.Яремко. ФТТ, 22, 987, 1980.
- [5] Рассеяние света в твердых телах, под ред. М.Кардоны. М., изд. Мир, 1979.

[6] В.Г.Лысенко, В.И.Ревенко, Т.Г.Тратас, В.Б.Тимофеев. Письма в ЖЭТФ, 20, 180, 1974.

[7] M. Balkanski, L.M. Falicov, C. Hirlimann, K.P. Jain. Solid State Comm., 25, 261, 1978.

[8] И.Б.Левинсон, Э.И.Рашиба. УФН, 111, 683, 1973.
