

ВЛИЯНИЕ КИНЕТИКИ ЭКСИТОНОВ НА СПЕКТР
ПОЛЯРИТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Е. Бистя

УДК 537.311.33

Произведен расчет неравновесных функций распределения поляритонов с учетом экситон-фотонного взаимодействия. Получен спектр поляритонного излучения. Исследована его температурная зависимость.

Как известно, экситон-поляритонный спектр в прямозонных полупроводниках состоит из трех ветвей: одна ветвь продольных экситонов (LE), не взаимодействующих со светом, и две поляритонные ветви - верхняя (UPB) и нижняя (LPB), возникающие в результате взаимодействия фотонов и поперечных экситонов /1-2/ (рис. 1).

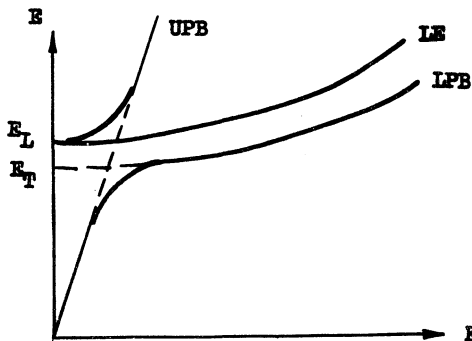
Поляритонное излучение возникает вследствие того, что благодаря своей фотонной компоненте поляритон имеет вероятность выйти за пределы кристалла в качестве фотона той же самой энергии. В области, соответствующей фотонным участкам дисперсионной кривой, частиц практически нет. Основной вклад в поляритонное излучение дают области сильного экситон-фотонного смешивания (выделенные участки кривой на рис. 1). Форма линии излучения определяется функцией распределения поляритонов в этих областях.

Обычно предполагается, что в экситонной части спектра имеется максвелловское распределение частиц по энергиям. На основании этого вычислялись функции распределения и спектры люминесценции поляритонов в работах /3-4/.

Однако следует заметить, что рассматриваемая система существенно неравновесная - экситоны обладают конечным временем жизни, поэтому отклонение от равновесного максвелловского распределения возможно и в экситонной области.

В данной работе рассматриваются кинетика и ее влияние на спектр поляритонного излучения. Определяются функции распределения поля-

ритонов $f_1(\vec{r}, \vec{k})$ ($i = 1, 2, 3$, - соответственно LPB-, LE- и UPB- индекс ветви) при наличии взаимодействия экситонов с продольными акустическими фононами.



Р и с. I. Закон дисперсии поляритонов

Рассматривается следующая модель. Кристалл кубический, влияние границ кристалла не учитывается (следовательно, задача однородная и изотропная, $f_1(\vec{r}, \vec{k}) = f_1(k)$). Экситоны обладают конечным временем жизни τ . Задача стационарная: $\partial f_1 / \partial t = 0$ (имеется поток экситонов из области больших энергий, компенсирующий их убыль вследствие конечного времени жизни). Экситоны подчиняются статистике Больцмана: $f_1 \ll 1$. Плотность экситонов не очень велика: экситон-фононные столкновения преобладают по сравнению с экситон-экситонными, поэтому последние не учитываются.

При таких предположениях система кинетических уравнений для функций распределения записывается следующим образом:

$$\sum_{j\vec{k}'} f_j(k') \Gamma_{j1}(\vec{k}', \vec{k}) - f_1(k) \sum_{j\vec{k}'} \Gamma_{1j}(\vec{k}, \vec{k}') - \frac{f_1(k) \alpha_1(k)}{\tau} = 0,$$

$$i, j = 1, 2, 3. \quad (I)$$

Здесь $\Gamma_{ij}(\vec{k}, \vec{k}')$ - вероятность перехода частицы из состояния i -й ветви с импульсом \vec{k} в состояние j -й ветви с импульсом \vec{k}' , $\alpha_1(k)$ - экситонная компонента поляритона ($\alpha_1 = |c_{12}(k)|^2$; $\alpha_2 = 1$;

$\alpha_3 = |c_{22}(k)|^2$, где $c_{\mu\nu}(k)$ - коэффициенты перехода от экситонных операторов к поляритонным).

Для решения системы (I) используется выражение для вероятности перехода в первом порядке теории возмущений /5-6/

$$\begin{aligned} \Gamma_{1j}(\vec{k}, \vec{k}') &= \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \text{нач} | \mathcal{H}_{\text{ex-phon}} | \text{кон} \rangle|^2 \delta(E_{\text{нач}} - E_{\text{кон}}) = \\ &= \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{2\hbar c^2}{9\rho u^2} \right) \alpha_1(k) \alpha_j(k') \{ (n_q + 1) q \delta(E_1(k) - E_j(k') - \hbar u q) + \\ &+ n_q q \delta(E_1(k) - E_j(k') + \hbar u q) \} \varepsilon_{1j}(\theta). \end{aligned} \quad (2)$$

$\vec{q} = \vec{k}' - \vec{k}$ - импульс фонона; $c = \frac{1}{2} (E_c - E_v)$, где E_c и E_v - деформационные потенциалы; u - скорость звука; ρ - плотность; V - объем кристалла; $\varepsilon_{1j}(\theta)$ - коэффициенты, связанные с наличием у экситона различных поляризаций: двух поперечных и одной продольной (θ - угол между \vec{k} и \vec{k}') /2/.

Предполагается также, что на нижней ветви скорость поляритона больше скорости звука, т. е. $e \cdot \Delta E_1 / \hbar k \gg u$ (для некоторых веществ это соотношение выполняется). Тогда взаимодействие с фононом существенно изменяет импульс поляритона, но не может существенно изменить его энергию ($\Delta E = \hbar u q \ll E$). Переходя от суммирования к интегрированию и производя разложение в ряд по параметру $\hbar u q / E$, приводим систему (I) к системе трех дифференциальных уравнений второго порядка, которую мы не выписываем из-за ее громоздкости.

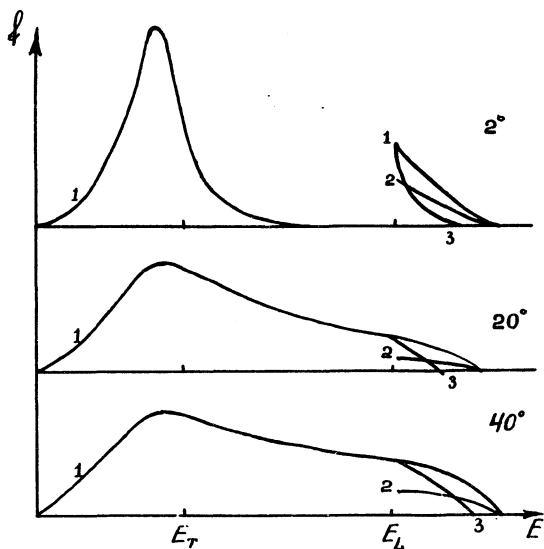
При $E < E_L$ остается только одно уравнение для функции f_1 , решение которого в области, когда dE_1/dk резко возрастает, имеет вид

$$f_1 \sim \frac{1}{\sqrt{p}} \exp \left(\int \sqrt{p} dt \right), \quad (3)$$

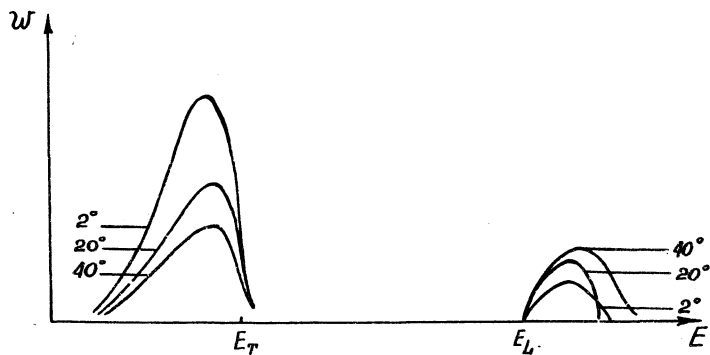
$$\text{где } t = \frac{E}{kT}; \quad p = \frac{27\pi\rho(kT)^2}{8\hbar c^2 \tau k_1^4 \alpha_1} \frac{dk_1}{dE}, \quad p \gg 1.$$

Как видно из (3), $f_1(E)$ экспоненциально быстро убывает с уменьшением энергии, что соответствует рассматриваемому случаю потока частиц со стороны больших энергий.

Система дифференциальных уравнений решалась численно с помощью ЭВМ "WANG-2200" при значениях параметров, характерных для



Р и с. 2. Вид функций распределения при различных температурах
(1 - ЛРВ; 2 - ЛЕ; 3 - УРВ)



Р и с. 3. Спектр поляритонного излучения. Величины интенсивностей
для всех кривых условны, сохранено только качественное соотношение
между ними

сернистого кадмия ($E_L - E_T = 2$ мэв; $E_T = 2,552$ эв; $\epsilon_{\infty} = 5,24$; $\mu_{ex} = 1,5m_0$; $\tau = 10^{-9}$ сек; $E_C - E_V = 2,5$ эв; $v = 2 \cdot 10^5$ см/сек; $\rho = 5,3$ г/см³). Анизотропия CdS не учитывалась, поэтому полученные результаты носят качественный характер.

Функции распределения вычислялись для $T = 2^{\circ}, 20^{\circ}$ и 40° К. Поведение $f_1(E)$ представлено на рис. 2. Оказалось, что помимо уже указанного экспоненциального спада f_1 в фотонной области, в экситонной области также имеются отклонения от равновесного распределения. При 2° К система обогащается частицами с высокими энергиями (экситоны перегретые). Для 20° и 40° К при $E < E_L$ распределение практически максвелловское (перегрев незначительный), но при $E > E_L$ функции f_1 и f_2 быстро убывают. Таким образом, коротковолновая граница экситонного распределения оказывается для различных температур одного порядка. Во всех случаях функция распределения f_3 для УРВ спадает с ростом энергии гораздо быстрее двух других.

С помощью полученных функций распределения определяется форма линий поляритонного излучения

$$w_1(E) \sim k_1^2(E) T_1(E) f_1(E), \quad (4)$$

где $T_1(E)$ - коэффициент прохождения поляритона через поверхность (излучение нормально поверхности кристалла).

Форма и положение линий излучения для обеих ветвей оказываются почти не зависящими от температуры. От нее существенно зависит только соотношение интенсивностей: с увеличением температуры интенсивность излучения верхней ветви возрастает, а нижней - падает. Спектр поляритонного излучения изображен на рис. 3.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность Л. В. Келдышу за постановку задачи и обсуждение полученных результатов.

Поступила в редакцию
15 июня 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. М. Агранович. Теория экситонов, "Наука", М., 1968 г.
2. М. М. Denisov, V. P. Makarov. Phys. stat. sol., (b) 56, 9 (1973).
3. A. Bonnot, C. Benoit a la Guillaume. Proc. I-st Taormina Res. Conf. Struct. Matter, New York, p. 197, 1974.
4. В. Е. Еясти. ФТТ, 18, 1056 (1976).
5. J. Toyozawa. Suppl. Progr. Theor. Phys., 12, 111 (1959).
6. W. C. Tait, R. L. Weiher. Phys. Rev., 166, 769 (1968).