Наличие углов у электродов B существенно сказывается на распределении поля в дефлекторе, особенно при малых R_0. Так, при $R_0=0.4$ изменение градиента напряженности не только значительно по величине, но происходит уже со сменой знака. Дефлектор с такими свойствами может найти применение, когда необходимо получить также сжатие или деформацию пучка света.

Расчеты для систем с электродами $Б$ показали, что при $R_0=0.4$ распределение градиента напряженности очень хорошо совпадает со значением 1, при $R_0=0.6$ максимальное отличие в рассматриваемом диапазоне изменения y составляет 1.5%, а при $R_0=0.8$ — 3%. При нанесении этих зависимостей на рис. 2 (при выбранном масштабе) они практически бы слились.

Выводы

1. Ограничение поперечного сечения квадрупольного дефлектора с гиперболическими электродами незначительно (3% при $R_0/d=0.8$) влияет на характер распределения градиента напряженности электрического поля в рабочей области дефлектора.

2. Оптимальной с точки зрения постоянства градиента напряженности поля и простоты изготовления является конструкция дефлектора с плоскими электродами.

Литература

[1] T. F. Lotspeich. IEEE Spectrum, 5, 45, 1968.

[2] Е. Р. Мустель, Г. Н. Парыгин. Методы модуляции и сканирования света. Изд. «Наука», М., 1970.

[3] Н. Н. Миролюбов. Методы расчета электростатических полей. Изд. «Высшая школа», М., 1963.

Поступило в Редакцию 27 июля 1973 г.

УДК 535.375

О ШИРИНЕ ЛИНИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА ПОЛЯРИТОНАХ

Ю. Г. Синдеев и *В. Г. Грановский*

Как известно, поляритоны представляют собой смешанные фотон-фононные элементарные возбуждения в кристаллах. Эти возбуждения проявляются в спектрах комбинационного рассеяния света (КРС) лишь при малых углах рассеяния (0—5°). При увеличении угла рассеяния КРС на поляритонах переходит в КРС на поперечных оптических фононах.

Ширина линии КРС на фононах является следствием фонон-фононного взаимодействия. Для простоты будем учитывать только трехфононные процессы, полагая, что вклад процессов высших порядков очень мал. В третьем порядке фонон-фононного взаимодействия доминирующими будут процессы типа [1]: о $\rightleftarrows$ а + а (о — оптический фонон, а — акустический). Запишем модельный гамильтониан системы взаимодействующих оптических и акустических фононов в следующем виде:

$$H_1 = \sum_{\mathbf{k}j} f_j(\mathbf{k})\, c^+_{\mathbf{k}j} c_{\mathbf{k}j} + \sum_{\mathbf{k}j} \omega_j(\mathbf{k})\, b^+_{\mathbf{k}j} b_{\mathbf{k}j} +$$
$$+ A \sum_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2} \sum_{j_1 j_2 j_3} \chi_{j_1}(\mathbf{k}_1)\, \chi_{j_2}(\mathbf{k}_2)\, \varphi^+_{j_3}(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2), \tag{1}$$

где $c_{\mathbf{k}j}$, $c^+_{\mathbf{k}j}$ и $b_{\mathbf{k}j}$, $b^+_{\mathbf{k}j}$ — бозе-операторы уничтожения и рождения акустических и оптических фононов соответственно; $f_j(\mathbf{k})$ и $\omega_j(\mathbf{k})$ — законы дисперсии акустических и оптических фононов; $\chi_j(\mathbf{k}) = c_{\mathbf{k}j} + c^+_{-\mathbf{k}j}$, $\varphi_j(\mathbf{k}) = b_{\mathbf{k}j} + b^+_{-\mathbf{k}j}$, A — постоянная ангармонизма.

Используя диаграммную технику [2] и гамильтониан (1), нетрудно получить хорошо известное в теории фонон-фононного взаимодействия [3] выражение для полуширины линии

$$\gamma(\mathbf{k}, \omega) = 18\pi A^2 \sum_{\mathbf{q}} \sum_{ij} \{[n(f_i(\mathbf{q})) + n(f_j(\mathbf{k}-\mathbf{q})) + 1] \times$$
$$\times [\delta(f_i(\mathbf{q}) + f_j(\mathbf{k}-\mathbf{q}) - \omega) - \delta(f_i(\mathbf{q}) + f_j(\mathbf{k}-\mathbf{q}) + \omega)] +$$
$$+ [n(f_i(\mathbf{q})) - n(f_j(\mathbf{k}-\mathbf{q}))]\, [\delta(f_i(\mathbf{q}) - f_j(\mathbf{k}-\mathbf{q}) + \omega) - \delta(f_i(\mathbf{q}) - f_j(\mathbf{k}-\mathbf{q}) - \omega)]\}. \tag{2}$$

Запишем теперь гамильтониан системы кристалл + электромагнитное поле [4]

$$H = H_1 + \sum_{\mathbf{k}\lambda} \Omega(\mathbf{k})\, a^+_{\mathbf{k}\lambda} a_{\mathbf{k}\lambda} + \frac{i}{2} \sum_{\mathbf{k}j\lambda} \left(\frac{\omega_j(\mathbf{k})}{\Omega(\mathbf{k})}\right)^{1/2} x_j(\mathbf{k}\lambda)\, \varphi^+_\lambda(\mathbf{k})\, \psi_j(\mathbf{k}) + \frac{\omega_p^2}{4} \sum_{\mathbf{k}\lambda} \frac{1}{\Omega(\mathbf{k})} \varphi_\lambda(\mathbf{k})\, \varphi^+_\lambda(\mathbf{k}), \tag{3}$$

где $a^+_{\mathbf{k}\lambda}$, $a_{\mathbf{k}\lambda}$ — бозе-операторы рождения и уничтожения фотонов, $\Omega(\mathbf{k})$ — закон дисперсии фотонов к кристалле, ω_p — плазменная частота ионов, $\varphi_\lambda(\mathbf{k}) = a_{\mathbf{k}\lambda} + a^+_{-\mathbf{k}\lambda}$, $\psi_j(\mathbf{k}) = b_{\mathbf{k}j} - b^+_{-\mathbf{k}j}$. Переходя в гамильтониане (3) к поляритонным бозе-операторам $\xi_\mu(\mathbf{k})$, $\xi^+_\mu(\mathbf{k})$ с помощью канонического преобразования [5, 6]

$$\left.\begin{aligned} a_{\mathbf{k}\lambda} &= \sum_\mu [u_{\lambda\mu}(\mathbf{k})\,\xi_\mu(\mathbf{k}) + v^*_{\lambda\mu}(-\mathbf{k})\,\xi^+_\mu(\mathbf{k})], \\ b_{\mathbf{k}j} &= \sum_\mu [u_{j\mu}(\mathbf{k})\,\xi_\mu(\mathbf{k}) + v^*_{j\mu}(-\mathbf{k})\,\xi^+_\mu(\mathbf{k})], \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

получим

$$\begin{gathered} H = \sum_{\mathbf{k}j} f_j(\mathbf{k})\, c^+_{\mathbf{k}j} c_{\mathbf{k}j} + \sum_{\mathbf{k}\mu} \omega_\mu(\mathbf{k})\, \xi^+_\mu(\mathbf{k})\, \xi_\mu(\mathbf{k}) + \\ + \sum_{j_1 j_2 \mu} \sum_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} F_\mu(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)\, \chi_{j_1}(\mathbf{k}_1)\, \chi_{j_2}(\mathbf{k}_2)\, A^+_\mu(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2), \end{gathered} \tag{5}$$

где $\omega_\mu(\mathbf{k})$ — закон дисперсии поляритонов μ-й ветви, $A_\mu(\mathbf{k}) = \xi_\mu(\mathbf{k}) + \xi^+_\mu(-\mathbf{k})$, $F_\mu(\mathbf{k}) = A \sum_j [u^*_{j\mu}(\mathbf{k}) + v_{j\mu}(-\mathbf{k})]$. Гамильтониан (5) описывает систему взаимодействующих поляритонов и акустических фононов. Вследствие этого взаимодействия поляритоны будут иметь конечное затухание, которое и определит ширину линии при КРС. Вычисляя с помощью диаграммной техники [2] гриновскую функцию поляритона, получим следующее выражение для полуширины линии:

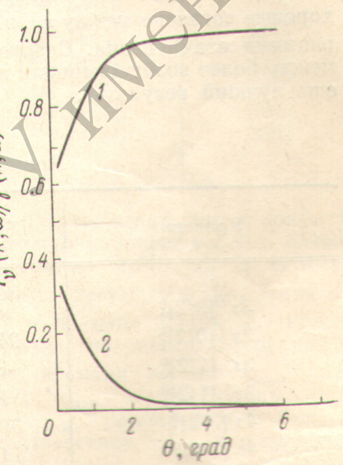
$$\begin{gathered} \Gamma_\nu(\mathbf{k},\ \omega) = 18\pi\, |F_\nu(\mathbf{k})|^2 \sum_{\mathbf{q}} \sum_{ij} \{[n(f_i(\mathbf{q})) + n(f_j(\mathbf{k}-\mathbf{q})) + 1] \times \\ \times [\delta(f_i(\mathbf{q}) + f_j(\mathbf{k}-\mathbf{q}) - \omega) - \delta(f_i(\mathbf{q}) + f_j(\mathbf{k}-\mathbf{q}) + \omega)] + \\ + [n(f_j(\mathbf{q})) - n(f_j(\mathbf{k}-\mathbf{q}))]\, [\delta(f_j(\mathbf{q}) - f_j(\mathbf{k}-\mathbf{q}) + \omega) - \delta(f_i(\mathbf{q}) - f_j(\mathbf{k}-\mathbf{q}) - \omega)]\}. \end{gathered} \tag{6}$$

Сравнивая теперь (2) и (6) и используя явные выражения для коэффициентов канонического преобразования [4], получим

$$\Gamma_\nu(\mathbf{k},\ \omega) = \frac{\omega_\nu(\mathbf{k})\, \omega_0 \omega_p^2}{[\omega_0^2 - \omega_\nu^2(\mathbf{k})]^2 + \omega_p^2 \omega_0^2}\, \gamma(\mathbf{k},\ \omega), \tag{7}$$

где ω_0 — частота поперечных оптических колебаний и мы предположили, что кристалл изотропен и имеет два атома в элементарной ячейке.

Зависимость отношения $\Gamma_\nu(\mathbf{k},\ \omega)/(\gamma(\mathbf{k},\ \omega)$ от угла рассеяния θ для нижней ($\nu=1$) и верхней ($\nu=2$) ветвей изображена на рисунке. При расчете использованы параметры кристалла GaP. Отметим, что такую же зависимость от угла рассеяния имеет и сдвиг частоты вследствие поляритон-фононного взаимодействия. При рассеянии на нижней ветви с увеличением угла рассеяния $\omega_1(\mathbf{k}) \to \omega_0$ и $\Gamma_1(\mathbf{k},\ \omega) \to \gamma\cdot(\mathbf{k},\ \omega)$. При рассеянии на верхней ветви с увеличением угла рассеяния $\omega_2(\mathbf{k}) \to \infty$ и $\Gamma_2(\mathbf{k},\ \omega) \to 0$. Эти особенности ширины линии, по-видимому, связаны с тем, что поляритон является частично фотоном и частично фононом. Часть его, связанная с фотоном, не затухает. Поэтому, чем больше вклад фотонов в поляритон, тем меньше его затухание.



Зависимость $\Gamma_\nu(\mathbf{k},\ \omega)/\gamma(\mathbf{k},\ \omega)$ от угла рассеяния.

1 — $\nu=1$, *2* — $\nu=2$.

К сожалению, найденную в данной работе угловую зависимость ширины линии сравнить с экспериментом пока нельзя. Это связано с тем, что при малых углах рассеяния становится очень заметным влияние ширины щели спектрального прибора на форму линии. А какие-либо экспериментальные данные по ширине линии КРС на поляритонах, исправленные на аппаратурные искажения, нам в настоящее время неизвестны.

Литература

[1] Дж. Займан. Электроны и фононы. ИЛ, М., 1962.
[2] А. А. Абрикосов, В. Л. Горьков, И. Е. Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. Физматгиз, М., 1962.
[3] R. A. Cowley. Adv. Phys., *12*, 421, 1963.
[4] C. Mavroyannis, K. N. Pathak. Phys. Rev., *182*, 872, 1969.
[5] В. М. Агранович. Теория экситонов. Изд. «Наука», М., 1968.
[6] А. С. Давыдов. Теория молекулярных экситонов. Изд. «Наука», М., 1968.

Поступило в Редакцию 27 июня 1973 г.