

УДК 535.375.5

© 1992

ОСОБЕННОСТИ k -СПЕКТРОВ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА ПОЛЯРИТОНАХ

Ю. Н. Поливанов

Представлены результаты анализа вида кривых локализации максимумов k -спектров КР света на поляритонах $k_{\max}(\omega)$ в окрестности фононного резонанса и в области компенсации электронного и решеточного вкладов в нелинейную восприимчивость. Показано, в частности, что при определенном соотношении между величинами относительного фононного затухания и постоянной Фауста—Генри происходит изменение вида функции $k_{\max}(\omega)$ от «аномального» типа к «двухполосному», причем второй полюс появляется в области компенсации. Рассмотрена форма линии k -спектров в указанных частотных областях. Обсуждаются условия, при которых выявленные особенности могут наблюдаться в эксперименте.

Характерной особенностью комбинационного рассеяния света (КР) на поляритонах является сильная зависимость частотного сдвига рассеянного света от угла рассеяния, что обусловлено значительной дисперсией поляритонов в центре зоны Бриллюэна (см., например, обзор [1]). Эта особенность приводит к возможности изучения спектров КР как в ω -пространстве (рассеянное излучение регистрируется при сканировании частотного сдвига ω и различных фиксированных значениях волнового вектора k (угла рассеяния)), так и в k -пространстве (при сканировании угла рассеяния и фиксированных частотах ω). Заметим, что впервые k -спектроскопия фононных поляритонов была реализована в работе [2] при использовании метода когерентного КР; имеется несколько работ, посвященных экспериментальному изучению k -спектров и с помощью спонтанного КР [3–5].

Одним из наиболее важных моментов спектроскопии КР света на поляритонах является вопрос о связи частотно-угловых спектров (кривых локализации максимумов ω - и k -спектров, формы и ширины линий) с законом дисперсии поляритонов и нелинейно-оптическими свойствами кристаллов. Исследователи неоднократно обращались к этому вопросу [6–11]. Было показано, что при малом фононном затухании Γ ($\Gamma \ll \omega_0$, где ω_0 — частота поперечного оптического фонона) контуры линий КР света на поляритонах в ω -пространстве имеют лоренцевский профиль, максимумы которых с высокой точностью локализованы на кривых дисперсии поляритонов, рассчитанных без учета затухания (или полагая, что волновой вектор в дисперсионном соотношении является действительной величиной, а частота — комплексной). Этот вывод неприменим лишь к спектральной области, где происходит компенсация электронного и решеточного вкладов в нелинейную восприимчивость.

k -спектры также имеют лоренцевскую форму в той области спектра, где действительная часть диэлектрической проницаемости $\epsilon_1(\omega)$ много больше мнимой $\epsilon_2(\omega)$ (исключая область компенсации электронного и решеточного вкладов). Однако максимумы k -спектров (в отличие от ω -спектров) локализованы на кривых дисперсии реальных поляритонов с пространственным затуханием, определяемых действительной частью комплексного волнового вектора [8, 10]

(при этом ω является действительной). Мнимая часть волнового вектора определяет ширины линий в k -пространстве. Заметим, что в области компенсации электронного и решеточного вкладов в нелинейную восприимчивость поляритонные спектры сильно уширяются и становятся асимметричными [5, 7, 9, 11]. Значительная асимметрия k -спектров возникает и вблизи фононных резонансов [5, 10].

Настоящая работа посвящена дальнейшему анализу k -спектров КР света на поляритонах, направленному на выявление основных особенностей таких спектров и кривых локализации их максимумов вблизи резонансных частот затухающих фононов и в области компенсации электронного и решеточного вкладов в нелинейную восприимчивость.

1. Исходные соотношения

В общем случае распределение интенсивности КР света на поляритонах в ω - и k -пространствах может быть описано (в пренебрежении тензорным характером восприимчивостей) следующим выражением:

$$P(\omega, k) = A(N + 1) \operatorname{Im} \left[\frac{4\pi\chi^2(\omega)}{k^2c^2/\omega^2 - \varepsilon(\omega)} + \gamma(\omega) \right]. \quad (1)$$

Здесь множитель A содержит постоянные и слабо зависящие от ω величины; $N = [\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^{-1}$; $\chi(\omega) = \chi_1 + i\chi_2$ — квадратичная и $\gamma(\omega) = \gamma_1 + i\gamma_2$ — кубичная комплексные нелинейные восприимчивости; $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ — комплексная диэлектрическая проницаемость рассеивающего кристалла; $k = k_1 - k_s$; $\omega = \omega_l - \omega_s$; k_l, k_s, ω_l и ω_s — волновые векторы и частоты возбуждающего (l) и рассеянного (s) излучения соответственно.

Выражение (1) можно представить также в виде

$$P(\omega, k) = A(N + 1) \left[4\pi \frac{(\chi_1^2 - \chi_2^2)\varepsilon_2 + 2\chi_1\chi_2(k^2c^2/\omega^2 - \varepsilon_1)}{(k^2c^2/\omega^2 - \varepsilon_1)^2 + \varepsilon_2^2} + \gamma_2 \right]. \quad (2)$$

Такое представление удобно при анализе k -спектров (зависимостей от k), поскольку все восприимчивости являются постоянными при фиксированных частотах. Из (2) непосредственно видно, что наличие знакопеременного слагаемого $2\chi_1\chi_2 \times (k^2c^2/\omega^2 - \varepsilon_1)$ в числителе приводит в общем случае к асимметрии контура в k -пространстве [5].

Последующий анализ k -спектров будем проводить в приближении изолированного фононного резонанса. В этом случае

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{f\omega_0^2}{D(\omega)},$$

$$\chi(\omega) = b + \frac{a\omega_0^2}{D(\omega)} \equiv b \left[1 + \frac{C\omega_0^2}{D(\omega)} \right],$$

$$\gamma_2(\omega) = \frac{d\omega_0^2}{D(\omega)}, \quad (3)$$

где $D(\omega) = \omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma$, а $C = a/b$ — постоянная Фауста—Генри, определяющая отношение решеточного вклада к электронной в квадратичную нелинейную восприимчивость [12]. При этом выполняется соотношение $d = 4\pi a^2 f^{-1}$, откуда следует, что

$$\gamma_2 = 4\pi\kappa_2^2/\epsilon_2. \quad (4)$$

Учитывая (4) и вводя новые обозначения: $q = \kappa_1/\kappa_2$ и $x = (k^2 c^2/\omega^2 - \epsilon_1)/\epsilon_2$, из (2) получаем (см. также [5])

$$P(\omega, k) = A(N+1)\gamma_2 \frac{(q+x)^2}{x^2+1}. \quad (5)$$

2. Локализация максимумов k -спектров

Соотношение (5) описывает типичный интерференционный контур Фано [13] (или резонанс Брейта—Вигнера [14]). Вид функции $(q+x)^2/(x^2+1)$, рассчитанной при различных значениях параметра q , показан на рис. 1. Минимум этой функции определяется условием $x_{\min} = -q$, из которого с учетом (3) получаем, что минимумы в k -спектрах локализованы на прямой, описываемой соотношением

$$k_{\min}^2 c^2/\omega^2 = \epsilon_\infty - fC^{-1}. \quad (6)$$

Максимумы же, определяемые из условия $x_{\max} = 1/q$, локализованы на кривых, описываемых следующей функцией:

$$\frac{k_{\max}^2 c^2}{\omega^2} = \epsilon_\infty + f\omega_0^2 \frac{(\omega_0^2 - \omega^2) + C\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2 + C\omega_0^2(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что вид кривых локализации максимумов k -спектров зависит как от параметров фонового резонанса (f , Γ и ω_0), так и от величины C , т. е. от соотношения между электронным и решеточным вкладами в нелинейную восприимчивость.

Если, например, фононный резонанс является дипольно-активным, но КР — неактивным ($C = 0$), то максимумы будут локализованы на кривой, описываемой соотношением $k^2 c^2/\omega^2 = \epsilon_1(\omega)$ и имеющей вид «аномального резонанса» [8], которая близка, но не совпадает с дисперсией поляритонов (нормальных волн) с пространственным затуханием: $k_p^2 c^2/\omega^2 = (|\epsilon(\omega)| - \epsilon_1(\omega))/2$.

В другом предельном случае, когда колебание обладает большим сечением КР, т. е. решеточный вклад в нелинейную восприимчивость значительно преобладает над электронным ($C^{-1} = 0$), максимумы k -спектров будут локализованы на кривой, определяемой дисперсионным соотношением для поляритонов, если затухание в нем положить равным нулю, что дает резонанс, названный в работе [8] «нормальным».

В общем же случае (C , $C^{-1} \neq 0$) максимумы k -спектров локализованы на кривых, вид которых зависит от дисперсии как поляритонов, так и нелинейной восприимчивости, т. е. не определяется только законом дисперсии поляритонов (нормальных волн). Так, например, из (7) видно, что функция $k_{\max}(\omega)$ может

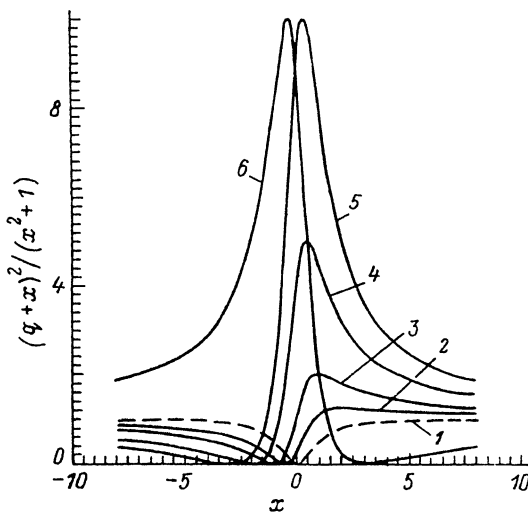


Рис. 1. Вид функции $(q+x)^2/(x^2+1)$, рассчитанной при различных значениях параметра q .
 $q=0$ (1), 0.5 (2), 1 (3), 2 (4), 3 (5), -3 (6).

обладать двумя полюсами, возникающими на частотах, при которых знаменатель в (7) обращается в нуль

$$\Omega_{1,2}^2 = \frac{(2 + C - \gamma^2) \pm [(C - \gamma^2)^2 - 4\gamma^2]^{1/2}}{2}, \quad (8)$$

где $\Omega = \omega/\omega_0$ и $\gamma = \Gamma/\omega_0$. Полюса возникают на оси действительных частот, если $(C - \gamma^2)^2 - 4\gamma^2 > 0$, т. е. при

$$\gamma^2 - 2\gamma > C > \gamma^2 + 2\gamma. \quad (9)$$

В большинстве реальных ситуаций $\gamma^2 \ll 2\gamma \equiv 2\Gamma/\omega_0$, и в этом случае условие (9) принимает следующий вид:

$$|C| > 2\gamma. \quad (10)$$

Из (8) следует, что один из полюсов возникает вблизи фононного резонанса $\omega_1 \approx \omega_0$ (что вполне естественно), а второй — вблизи частоты $\omega_2 \approx \omega_0(1+C)$, где в нуль обращается и величина κ_1 (см. (3)), т. е. происходит компенсация электронного и решеточного вкладов в нелинейную восприимчивость.

При невыполнении условия (9) у функции $k_{\max}(\omega)$ остается только одна особенность вблизи частоты ω_0 , где функция уже принимает вид аномальной дисперсии.

Для иллюстрации картины описываемых особенностей на рис. 2 приведены кривые $k_{\max}(\omega)$ локализации максимумов k -спектров, рассчитанные по формуле (7) при $\omega_L = 1.3\omega_0$ (т. е. $f/\epsilon_\infty = 0.69$) и различных значениях параметра C и затухания Γ . Поскольку эффект компенсации электронного и решеточного вкладов в нелинейную восприимчивость реализуется, согласно соотношению $\omega_{\min}^2 \approx \omega_0^2(1+C)$, в спектральной области верхней дисперсионной ветви поляритонов при

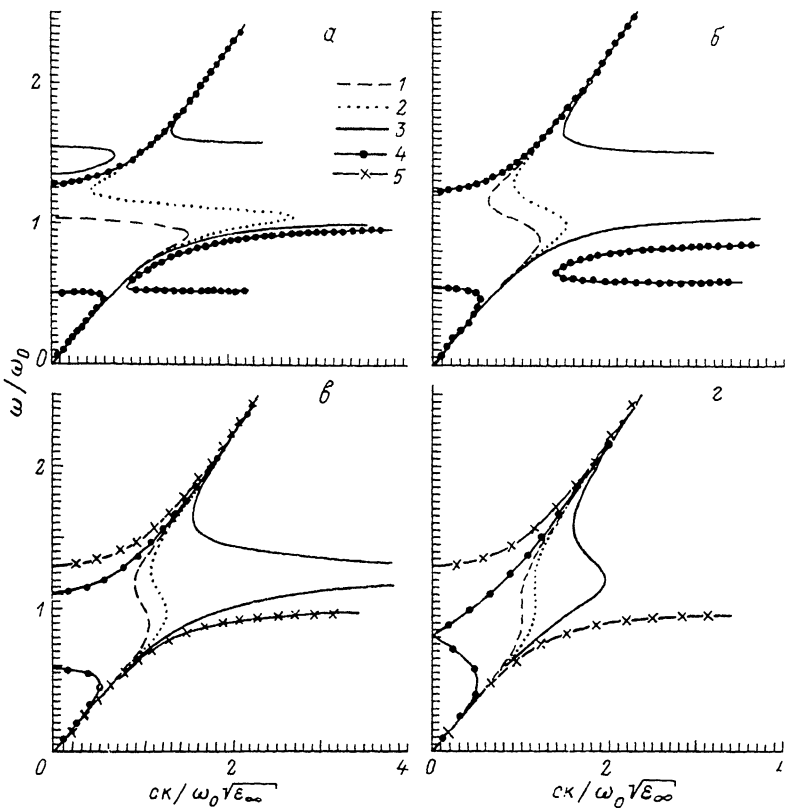


Рис. 2. Кривые локализации максимумов $k_{\max}(\omega)$ поляритонных k -спектров, рассчитанные при различных значениях постоянной Фауста—Генри C и затухания фононов Γ : $C = 0$ (1), 0.3 (2), 1.5 (3), -0.75 (4), 1000 (5).

$a - \Gamma = 0.2\omega_0$, $б - 0.4\omega_0$, $в - 0.6\omega_0$, $г - 0.8\omega_0$.

$C > f/\epsilon_\infty$, в области нижней ветви при $-1 < C < 0$ и в области $LO-TO$ расщепления при $0 < C < f/\epsilon_\infty$, то при расчете были выбраны такие значения параметра C , которые отвечают трем указанным ситуациям, а также предельным случаям: $C = 0$ и $C = 1000$.

Кривые, приведенные, например, на рис. 2, a , показывают, насколько сильно могут изменяться кривые локализации максимумов k -спектров КР света на поляритонах при изменении только параметра C , но при неизменных параметрах фононного резонанса, т. е. при неизменной дисперсии поляритонов.

Кривые 1, 2 отвечают ситуации, когда условие (9) не выполняется. При этом наблюдается только одна особенность вблизи частоты ω_0 , причем кривая $k_{\max}(\omega)$ имеет «точку поворота» (испытывает резонанс «аномального типа»). При выполнении условия (9) «поворотная точка» исчезает и у функции $k_{\max}(\omega)$ появляются два полюса — один вблизи частоты ω_0 , а другой — в области компенсации электронного и решеточного вкладов в нелинейную восприимчивость ($\omega_{\min} \approx \omega_0(1+C)^{1/2} \approx 1.6\omega_0$ при $C = 1.5$ (кривые 3) и $\omega_{\min} \approx 0.5\omega_0$ при $C = -0.75$ (кривые 4). Интересно отметить, что «переход» от аномального поведения кривой $k_{\max}(\omega)$ к «двухполюсному» определяется только соотношением (9) между C и γ . Наличие же нулей зависит также и от силы осциллятора фононного резонанса или $LO-TO$ расщепления.

Сравнение рис. 2, а, б, в и г дает возможность понять характер изменения кривых локализации максимумов k -спектров по мере увеличения затухания оптических фононов при фиксированных значениях остальных параметров фононного резонанса. Откуда видно, в частности, как исчезают полюса у функции $k_{\max}(\omega)$ при нарушении соотношения (9) по мере возрастания затухания. Заметим, что кривая 5 (рис. 2, в, г), рассчитанная при $C = 1000$, по существу отвечает дисперсии поляритонов без затухания.

3. Форма линии k -спектров

Форма линии k -спектров КР света на поляритонах в общем случае, как уже отмечалось выше и ранее показано в [5], имеет вид интерференционного контура Фано. Обратимся теперь к вопросу о характере изменений k -спектров с частотой вблизи рассмотренных выше особенностей в поведении кривых локализации максимумов $k_{\max}(\omega)$. Вначале рассмотрим область компенсации электронного и решеточного вкладов в нелинейную восприимчивость. Общую качественную картину можно проследить, если обратиться к рис. 1. Прежде всего заметим, что при «переходе» по частоте ω значения $\omega_{\min} = \omega_0(1+C)^{1/2}$ происходит изменение знака величины χ_1 . Допустим, что вначале k -спектр записывается на частоте, при которой $q = 3$. Соответствующий контур является асимметричным с максимумом, слегка смещенным относительно $x = 0$, т. е. относительно дисперсионной кривой поляритонов (в данном рассмотрении значение $x = 0$ отвечает условию, когда волновой вектор $k = k_j - k_s$ лежит на кривой дисперсии поляритонов). По мере приближения частоты к области компенсации (т. е. $\omega \rightarrow 0$ и $q \rightarrow 0$) происходит уширение k -спектров и увеличение смещения их максимумов относительно дисперсионной кривой поляритонов. В непосредственной близости значения q к нулю смещение и уширение резко нарастают и становятся неопределенными при $q = 0$ ($\omega = \omega_{\min}$), а на дисперсионной кривой возникает «обращенная» линия. При переходе в область отрицательных значений q (χ_1 меняет знак) максимумы k -спектров вновь приближаются к дисперсионной кривой поляритонов, но с противоположной стороны (из области отрицательных значений x). Таким образом, картина поведения $k_{\max}(\omega)$ в области компенсации электронного и решеточного вкладов в нелинейную восприимчивость при выполнении условия (9) внешне должна напоминать «нормальный резонанс» (как это и видно из рис. 2), хотя в действительности никакого резонанса в этой области нет.

Расчет k -спектров в конкретно рассматриваемой модели может быть проведен на основании соотношения (1), которое с учетом (3) и (4) в низкотемпературном пределе ($\hbar\omega \gg kT$) принимает следующий вид:

$$P(\omega, k) \sim \frac{\omega [f(k^2 c^2 / \omega^2 - \epsilon_\infty)^{-1} + C]^2}{[(\omega_0^2 - \omega^2) - f\omega_0^2(k^2 c^2 / \omega^2 - \epsilon_\infty)^{-1}]^2 + \omega^2 \Gamma^2}. \quad (11)$$

На рис. 3, а представлены k -спектры, рассчитанные при различных частотах поляритонов вблизи области компенсации электронного и решеточного вкладов в нелинейную восприимчивость. Параметры фононного резонанса (ω_0 , Γ , f и C) соответствуют приведенным на рис. 2, а кривым 4. Фрагменты этих кривых, полученные путем проекции максимумов k -спектров на $\omega-k$ плоскость, показаны точками на рис. 3. Штриховая линия k_{\min} отвечает локализации минимумов в k -спектрах в соответствии с соотношением (6). Динамика модельных спектров (рис. 3, а) в целом соответствует качественной картине, описанной выше на основе анализа контуров Фано. Здесь, однако, в высокочастотной области (по

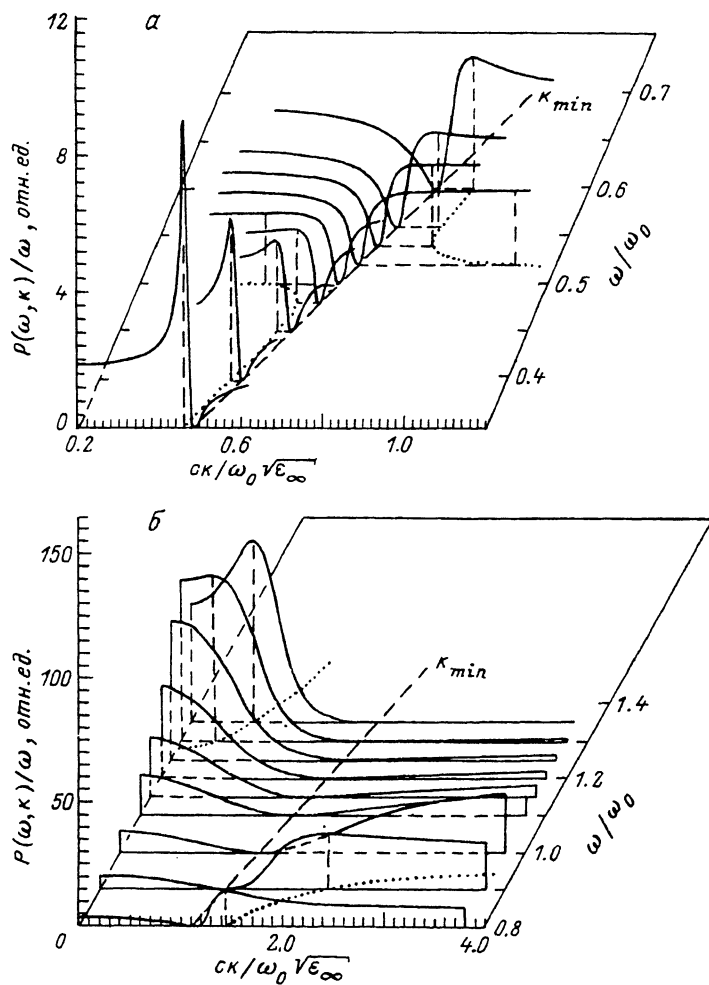


Рис. 3. Фрагменты зависимостей k -спектров от частоты поляритонов, рассчитанные по формуле (11) при $\omega_L = 1.3\omega_0$, $\Gamma = 0.2\omega_0$ и $C = -0.75$, когда частота поляритонов изменяется в области компенсации электронного и решеточного вкладов в нелинейную восприимчивость (а) и в окрестности частоты фононного резонанса (б).

Точками показаны кривые локализации максимумов k -спектров, которые отвечают кривым 4 на рис. 2, а.

отношению к «частоте компенсации») не происходит столь же сильное сужение k -спектров, как в низкочастотной области, что обусловлено проявлением частотной зависимости затухания поляритонов — при увеличении частоты поляритонов (приближении к фононному резонансу) увеличивается фононная доля в поляритонах.

На рис. 3, б приведены аналогичные k -спектры, но в окрестности частоты фононного резонанса, где кривая $k_{\max}(\omega)$ испытывает «нормальный резонанс». Видно, что по мере приближения частоты поляритонов к ω_0 происходит смещение максимумов в область больших k , сопровождаемое сильным уширением k -спектров. Интересно, что в области, где $k_{\max}(\omega)$ является мнимой (где эта функция не имеет смысла, так как, по определению, k может принимать только

действительные значения), рассеяние проявляется в виде «центрального k -пика», который переходит в смещенный при $\omega \gg \omega_{LO}$ ($=1.3\omega_0$), и далее, что уже естественно, смещение увеличивается с ростом частоты поляритонов.

4. Заключение

Из результатов проведенного анализа следует, что кривые локализации максимумов k -спектров КР света на поляритонах могут иметь «необычный» вид, т. е. значительно отличаться от кривых дисперсии поляритонов. Прежде всего это относится к области компенсации электронного и решеточного вкладов в нелинейную восприимчивость, в которой функция $k_{\max}(\omega)$ может испытывать разрыв (из-за наличия полюса). Эффект компенсации («зануления» интенсивности рассеяния на определенной частоте поляритонов) неоднократно наблюдался во многих кристаллах (см., например, обзор [1]), однако о наблюдении каких-либо особенностей в поведении частотно-угловых спектров в этой области спектров фактически не упоминалось. Это связано с тем, что отмечаемая особенность «разыгрывается» в непосредственной близости к частоте компенсации, где интенсивность рассеяния чрезвычайно низка и для ее наблюдения требуется специальная постановка эксперимента. Уровень сигнала в этой области приблизительно соответствует амплитуде «обращенной» линии при $\omega = \omega_{\min}$ (рис. 3, a) и определяется, как следует из (5), величиной мнимой части кубичной нелинейной восприимчивости γ_2 на частоте $\omega = \omega_{\min}$. В связи с этим обнаружение рассматриваемой особенности значительно облегчается, когда эффект компенсации реализуется вблизи достаточно широких фононных резонансов. Это означает, что электронный вклад в нелинейную восприимчивость должен преобладать над решеточным, т. е. фононные линии должны быть слабыми в КР. Заметим, что в работе [5] именно в таких условиях в k -спектрах наблюдались контуры типа Фано, включая «обращенную» линию в условиях компенсации. Измерения положений максимумов соответствующих спектров при малом шаге по частоте вблизи частоты ω_{\min} , по-видимому, позволили бы обнаружить обсуждаемую здесь особенность в поведении функции $k_{\max}(\omega)$.

Значительные изменения вида кривых $k_{\max}(\omega)$ должны происходить и в окрестности частоты фононного резонанса при нарушении условий (9) или (10). В связи с этим интересными, по-видимому, представляются исследования температурных зависимостей k -спектров вблизи частот фононных резонансов в случаях, когда $|C|/2\gamma \approx 1$, так как температурная зависимость $\gamma(T)$ будет приводить к изменению соотношения $|C|/2\gamma$. Чрезвычайно интересными объектами с этой точки зрения являются, в частности, кристаллы с сильно задемпфированными мягкими модами, у которых величина постоянной Фауста—Генри лежит в интервале $-1 < C < 0$, т. е. эффект компенсации реализуется в области спектра нижней дисперсионной ветви поляритонов.

В заключение отметим, что проведение анализа k -спектров было вызвано целым рядом наблюдаемых в эксперименте особенностей в поведении частотно-угловых спектров КР света в многоатомных кристаллах вблизи слабых в КР и достаточно широких фононных резонансов. В некоторых случаях даже качественная интерпретация этих особенностей вызывает определенные трудности. В то же время представленный анализ показал, что именно вблизи слабых и широких фононных резонансов кривые локализации максимумов k -спектров могут принимать «необычный» вид. Это вселяет надежду на возможность интерпретации некоторых особенностей без привлечения каких-либо дополнительных эффектов.

Хотя анализ проводился в приближении одного фононного резонанса, что ограничивает область применимости полученных результатов, качественные выводы остаются в силе и в случае многоатомных кристаллов при рассмотрении

области, удаленной от других фоновых резонансов. При этом под электронными вкладами в восприимчивости следует понимать «фоновые» восприимчивости, в которые наряду с электронными дают вклад и все фоновые резонансы, за исключением рассматриваемого. «Фоновые» восприимчивости будут обладать небольшой дисперсией, которую можно учесть.

Список литературы

- [1] Поливанов Ю. Н. // УФН. 1978. Т. 126. № 2. С. 185—238.
- [2] Coffinet J. P., DeMartini F. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. N 2. p. 60—64.
- [3] Акципетров О. А., Гергиев Г. М., Митюшева И. В., Михайловский А. Г., Пенин А. Н. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 7. С. 2027—2029.
- [4] Лескова Т. А., Маврин Б. Н., Стерин Х. Е. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 12. С. 3653—3659.
- [5] Chekhova M. V., Lartinskaia T. V., Penin A. N. // Optics Commun. 1989. V. 73. N 5. P. 361—364.
- [6] Henry C. H., Garrett C. G. B. // Phys. Rev. 1968. V. 171. N 3. P. 1058—1064.
- [7] Benson H. J., Mills D. L. // Phys. Rev. Ser. B. 1970. V. 1. N 12. P. 4835—4847.
- [8] Клышко Д. Н., Куцов В. Ф., Пенин А. Н., Полковников Б. Ф. // ФЭТФ. 1972. Т. 62. № 5. С. 1846—1852.
- [9] Giallorenzi T. G. // Phys. Rev. Ser. B. 1972. V. 5, N 6. P. 2314—2325.
- [10] Barker A. S., Loudon R. // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. N 1. P. 18—47.
- [11] Агранович В. М., Гинзбург В. Л. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 3. С. 1243—1253.
- [12] Faust W. L., Henry C. H. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. N 25. P. 1265—1268.
- [13] Fano U. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 6. P. 1866—1878.
- [14] Breit G., Wigner E. // Phys. Rev. 1936. V. 49. N 7. P. 519—531.

Институт общей физики РАН
Москва

Поступило в Редакцию
6 мая 1991 г.

- [16] Hubbard J. // Proc. Roy. Soc. A. 1963. V. 276. P. 238.
- [17] Ionova G. V., Nikolaev A. V. // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. V. 162. P. 451.
- [18] Anderson P. W. // Phys. Rev. 1961. V. 124. P. 41.
- [19] Лозовик Ю. Е., Юдсон В. И. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 5. С. 1613.
- [20] Копаев Ю. В., Тимеров Р. Х. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. С. 290.
- [21] Andreev B. V., Kostrubov Yu. N. // Int. J. Mod. Phys. B. 1991. V. 5. P. 2271.

Институт физической химии РАН
Москва

Поступило в Редакцию
13 февраля 1992 г.