

УДК 621.315

©1993

НИЗКОЧАСТОТНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ПРОВОДНИКАХ С МЯГКОЙ ФОНОННОЙ МОДОЙ

Е. Н. Долгов, Е. Я. Шерман

Предложен способ оптического наблюдения мягкой фононной моды, основанный на изучении спектров комбинационного рассеяния света. Показано также, что в квазиодномерной системе возможны проявляющиеся в широкой области температур и переданных частот резонансные явления, связанные с топологией почти плоских поверхностей Ферми.

Переход Пайерлса или структурный фазовый переход является универсальным явлением физики квазиодномерных проводников. Предвестником этого перехода при высоких температурах является так называемая мягкая фононная мода или гигантская аномалия Кона, т.е. резкий, зависящий от температуры T , провал в зависимости частоты фононов от импульса k в части зоны Бриллюэна (ЗБ), обусловленный тем, что поверхности Ферми (ПФ) в этих соединениях являются почти плоскими.

Точка фазового перехода (температура T_p) отвечает обращению в нуль перенормированной фононной частоты $\Omega(k)$ для одной или нескольких фононных мод в одной из точек на поверхностях $k_{\parallel} \approx 2p_F$ (k_{\parallel} — продольный импульс фонона, p_F — фермиевский импульс). Ниже точки перехода T_p в системе развивается деформация решетки с пайерлсовским волновым вектором $k_{\parallel} \approx \pm 2p_F$. При этом в электронном спектре открывается щель и система переходит в состояние Пайерлса-Фрелиха или в состояние с волной зарядовой плотности (ВЗП), обладающее рядом необычных свойств.

Здесь необходимо указать, что, несмотря на принципиальную простоту происходящего перехода, физика ВЗП представляется значительно более сложной, чем, например, физика обычных трехмерных сверхпроводников. Одна из очевидных причин этой сложности кроется в том, что фазовый переход сильно затрагивает как подсистему фононов, так и электронов, связывая их в единую коллективную моду ВЗП. Необходимым шагом в исследовании низкотемпературной фазы нам представляется изучение свойств фононного спектра (мягкой моды).

В простейшей модели мягкой моды область наиболее сильного смягчения занимает лишь малую часть ЗБ (такая модель описывается в рамках теории Гинзбурга-Ландау [1]). С другой стороны, в настоящее время есть основания считать, что, несмотря на малую область смягчения, эти

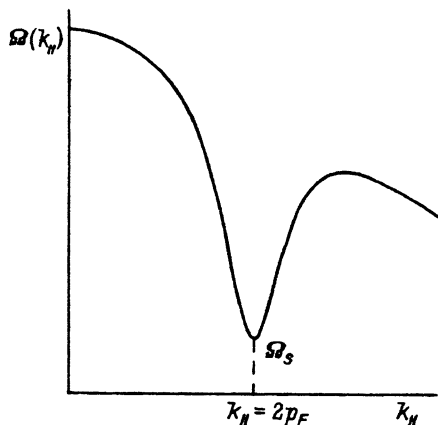


Рис. 1. Схематический вид мягкой моды при $k_{\perp} = 0$.

Мы предполагаем, что качественно этот вид сохраняется и при конечных k_{\perp} .

моды вносят существенный вклад в кинетические свойства одномерных проводников в широкой области температур [2-5]. Поэтому вопрос о прямом экспериментальном наблюдении мягких фононных мод представляет интерес, но еще не решен окончательно ввиду большого количества экспериментальных трудностей.

Так, например, структурный фазовый переход в кристаллах TTF-TCNQ, происходящий при $T_p = 53$ К, сопровождается появлением уже при $T \approx 150$ К диффузного рассеяния рентгеновских лучей, что может быть интерпретировано как появление мягкой моды уже при сравнительно высоких температурах, однако произвести оценку ее параметров из экспериментальных данных нельзя. С другой стороны, в NbSe_3 , в котором происходят два фазовых перехода при 145 и 59 К, наблюдать диффузное рассеяние не удалось, хотя рассеяние, соответствующее статической деформации с пайерлсовским волновым вектором, наблюдалось. При этом в аналогичном соединении TaS_3 диффузное рассеяние выше температуры перехода наблюдается [6-9].

Схематический вид мягкой моды приведен на рис. 1. Фактические параметры изображенного провала неизвестны, более того, они сильно зависят от конкретного вещества и температуры. При модельном вычислении эти параметры также определяются выбранной моделью фазового перехода. Тем не менее, несмотря на эти трудности, можно утверждать, что фононная частота существенно смягчается лишь в небольшой части ЗБ (и это свойство модельно независимо). В пользу этого свидетельствуют слабые размытые аномалии теплоемкости в точках фазовых переходов (см., например, [6,10]).

Однако, как уже упоминалось выше, даже эти небольшие участки сильного смягчения могут вызвать значительные аномалии в кинетических свойствах. Это связано с тем, что в силу топологических свойств почти плоских ПФ наиболее сильно с электронами взаимодействует большой (по сравнению с трехмерным случаем) фазовый объем фононов ($2p_F$ -фононы). Доля этих $2p_F$ -фононов может быть оценена как $\max(T, t_{\perp})/E_F \ll 1$, где t_{\perp} — поперечный интеграл перекрытия или величина «гофрировки» почти плоских ПФ, E_F — энергия Ферми. В дальнейшем мы будем различать понятия «мягкие фононы» и «самые мяг-

кие фононы". Если пользоваться моделью [1,3], то малый фазовый объем фононов, смягчившихся до частот $\Omega \sim \Omega_0 g_{\text{ph}} (g_{\text{ph}}^2 \ll 1$ — безразмерная константа электрон-фононного взаимодействия; Ω_0 — неперенормированная фононная частота в точке максимального смягчения; см. ниже), дает вклад в кинетические свойства, сравнимый с вкладом всех остальных $2p_F$ -фононов, существенных для кинетических свойств. Эти фононы, доля которых от всех $2p_F$ -фононов порядка g_{ph}^2 , мы будем называть мягкими. Хотя интерпретация кинетических свойств рассматриваемых соединений весьма противоречива, нам представляется весьма вероятным, что именно мягкие фононы определяют кинетические свойства в широкой области температур $T \sim T_p$.

Кроме того, в окрестности точки перехода выделяется еще меньший объем самых мягких фононов, частоты которых порядка $\Omega_0 g_{\text{ph}} \tau^{1/2}$, где $\tau = (T - T_p)/T_p$. Таким образом, доля мягких фононов порядка $g_{\text{ph}} \max(t_{\perp}, T)/E_F$, а самых мягких — $g_{\text{ph}} \max(t_{\perp}, T)\tau^{3/2}/E_F$. Ниже мы предлагаем новый способ оптического наблюдения мягкой фононной моды, основанный на изучении комбинационного рассеяния света (КРС). Существенное смягчение фононных мод способствует усилению электрон-фононного взаимодействия и увеличению чисел заполнения фононного состояния. Эти факторы, даже конкурируя с малым фазовым объемом, могут привести к существенному росту интенсивности двухфононного рассеяния в окрестности перехода и экспериментальному обнаружению мягкой моды.

Спектроскопия КРС широко применяется при изучении структурных фазовых переходов. Однако при этом исследуется рассеяние на длинноволновых "мягких" флуктуациях параметра порядка, усиливающихся в окрестности перехода [10]. В нашем случае будут исследованы коротковолновые фононы с импульсами порядка граничного волнового вектора БЗ.

1. Интенсивность и форма линии двухфононного комбинационного рассеяния

Как известно, методом однофононного комбинационного рассеяния света можно исследовать лишь предельно длинноволновые колебания с длинами волн порядка длины волны возбуждающего излучения ($\lambda \sim 10^3 \text{ \AA}$). Обусловлено это необходимостью выполнения в процессе рассеяния законов сохранения энергии и импульса

$$\mathbf{k} + \mathbf{q}_1 = \mathbf{q}_0, \quad (1)$$

$$\omega(\mathbf{q}_1) + \Omega(\mathbf{k}) = \omega(\mathbf{q}_0), \quad (2)$$

где \mathbf{k} — импульс фонона; $\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_0$ — импульсы рассеянного и падающего фотонов соответственно; $\omega(\mathbf{q})$ — частота фотона.

Равенства (1) и (2) верны в прозрачных кристаллах. В металлах могут излучаться фононы с импульсами $1/\kappa$, где κ — глубина проникновения света в кристалл.

Для двухфононного рассеяния ситуация существенно иная: требуется обращение в нуль только суммарного импульса пары излучаемых фононов $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = 0$ (импульсом фотона здесь пренебрегаем), т.е. в процессе

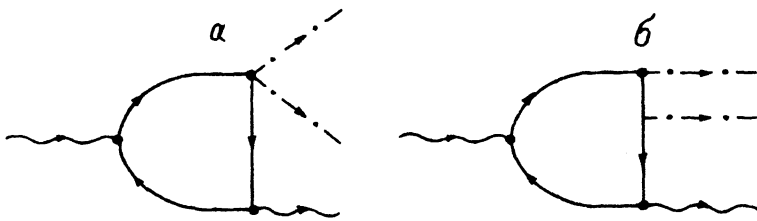


Рис. 2. Вершины, описывающие возможные двухфононные процессы.

Волнистые линии соответствуют фотонам, сплошные — электронам, штрихпунктирные — фононам. *a* — процесс, соответствующий ангармоническому электрон-фононному взаимодействию; *b* — процесс второго порядка по линейному электрон-фононному взаимодействию. Вдали от резонанса обе диаграммы дают вклады одного порядка.

рассеяния могут излучаться два фонона с противоположными импульсами, причем сами k_1 и k_2 могут принимать любое значение в ЗБ. Именно эти процессы и будут рассматриваться ниже. Интенсивность рассеяния на данной переданной частоте Ω' определяется возможностью излучения фононов, для которых $\Omega(k) = \Omega'/2$.

Запишем гамильтониан электрон-фононного взаимодействия в виде суммы двух слагаемых

$$\hat{H}_{e,p} = \hat{H}_1 + \hat{H}_2, \quad (3)$$

$$\hat{H}_1 = \sum C_1 (1/M\Omega(\mathbf{q}))^{1/2} (\hat{b}_{-\mathbf{q}}^+ + \hat{b}_{\mathbf{q}}) \hat{c}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ \hat{c}_{\mathbf{k}} \quad (4)$$

— линейный вклад по электрон-фононному взаимодействию. Здесь C_1 — константа электрон-фононного взаимодействия; $\hat{b}_{-\mathbf{q}}^+$, $\hat{b}_{\mathbf{q}}$, $\hat{c}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+$ и $\hat{c}_{\mathbf{k}}$ — операторы фононного и электронного поля соответственно; M — масса элементарной ячейки,

$$\hat{H}_2 = \sum C_2 \frac{1}{M(\Omega(\mathbf{q}_1)\Omega(\mathbf{q}_2))^{1/2}} (\hat{b}_{\mathbf{q}_1}^+ \hat{b}_{\mathbf{q}_2}^+ + \hat{b}_{\mathbf{q}_1}^+ \hat{b}_{\mathbf{q}_2} + \hat{b}_{\mathbf{q}_1} \hat{b}_{\mathbf{q}_2}) \hat{c}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ \hat{c}_{\mathbf{k}} \quad (5)$$

— вклад, квадратичный по операторам фононного поля; C_2 — константа ангармонического взаимодействия. Векторы \mathbf{q} , \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 удовлетворяют законам сохранения импульса.

Одновременное излучение в процессе КРС двух фононов (рис. 2, *a*) обусловлено ангармонизмом решетки, т.е. гамильтонианом \hat{H}_2 . На рис. 2, *b* представлен эффект второго порядка по линейному электрон-фононному взаимодействию (гамильтониану \hat{H}_1).

В большинстве случаев обе диаграммы (рис. 2) дают сравнимые вклады в интенсивность рассеянного света. Они описывают процессы, в которых возбужденный падающим фотоном из валентной зоны в зону проводимости электрон испускает два фонона и фотон с измененной частотой и переходит обратно в валентную зону. Диаграмма *b* более сложна, чем диаграмма *a*, поскольку содержит дополнительное виртуальное электронное состояние. При специально подобранной частоте падающего света это состояние может оказаться «резонансным», что приведет к увеличению интенсивности рассеяния света [11]. Ниже мы вернемся к рассмотрению этой возможности.

Поскольку диаграммы (рис. 2) отвечают излучению реальных фононов [11], то для каждой фоновой моды спектральная плотность интенсивности стоксовой компоненты рассеянного света при малом затухании фононов может быть определена с помощью золотого правила Ферми

$$\rho(\Omega') = \int d^3\mathbf{k}_1 d^3\mathbf{k}_2 |F(\omega, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)|^2 \delta(\Omega' - \Omega(\mathbf{k}_1) - \Omega(\mathbf{k}_2)) \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) (1 + n_1)(1 + n_2), \quad (6)$$

где n_1, n_2 — числа заполнения фоновых состояний с \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 соответственно; $\Omega(\mathbf{k})$ — закон дисперсии фононов; ω — частота падающего света ($\omega \gg \Omega'$); $F(\omega, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ — эффективный матричный элемент, соответствующий данному процессу. Он включает в себя как электрон-фононное взаимодействие, так и электронные переходы, формирующие данный процесс рассеяния.

В адиабатическом приближении (когда частоты электронных переходов существенно больше фоновых) он может быть представлен в виде произведения величин, соответствующих электронной и фоновой подсистемам

$$F(\omega, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = P(\omega, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \alpha(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2), \quad (7)$$

$\alpha(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ — матричный элемент, описывающий электрон-фононное взаимодействие. Его зависимость от частот излучаемых фононов, как это следует из (3)–(5), имеет вид

$$\alpha(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = g_i(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) (\Omega(\mathbf{k}_1)\Omega(\mathbf{k}_2))^{-1/2}. \quad (8)$$

Вид $g_i(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ определяется типом рассматриваемых процессов, а вид $P(\omega, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ — электронной структурой кристалла. Для оценки интенсивности рассеяния не интересуемся зависимостью от геометрии рассеянного света и опускаем соответствующие индексы.

Переданная частота при этом лежит в интервале от $2\Omega_{\min}$ до $2\Omega_{\max}$, где Ω_{\min} и Ω_{\max} — минимальная и максимальная частоты данной фоновой моды в БЗ.

Применим (3) к изучению КРС в системах с мягкой модой. Главная трудность состоит в том, что параметры мягкой моды (ее закон дисперсии и затухание) неизвестны. Поэтому мы выберем простую модель, параметры которой можно определить на основе физических соображений, изложенных в [1]. Запишем, ограничившись квадратичными членами, закон дисперсии в окрестности точки максимального смягчения в виде

$$\Omega(\delta, \mathbf{k}_\perp) = g_{ph} \Omega_0 \tau^{1/2} + \zeta_\perp k_\perp^2 + \zeta_\parallel \delta^2 + i\gamma, \quad (9)$$

$\delta = k_\parallel - 2p_F$, ζ_\perp и ζ_\parallel — поперечная и продольная дисперсии мягкого фонона, γ — его затухание.

Согласно [1],

$$\begin{aligned} \zeta_\perp &\sim a_\perp^2 \frac{\Omega_0^2}{\Omega_S}, \\ \zeta_\parallel &\sim \frac{1}{\Omega_S} \frac{v_F^2}{T_p^2}, \end{aligned} \quad (10)$$

v_F — фермиевская скорость, a_{\perp} — постоянная решетки. Ниже обозначаем

$$\Omega_S = g_{ph}\Omega_0\tau^{1/2}. \quad (11)$$

Всюду, где не оговорено особо, мы подразумеваем, что $T_p \gg \Omega_S$, т.е. числа заполнения мягких фононов велики.

Поскольку точка максимального смягчения фононной моды является точкой минимума зависимости $\Omega(\mathbf{k})$, в ней плотность состояний фононного спектра обращается в нуль. Поэтому для частот $\Omega > 2\Omega_S$ и $|\Omega - 2\Omega_S| \gg \gamma$ получаем спектральную плотность вида

$$\rho(\Omega') = A \frac{T_p^3}{\Omega^4} (\Omega - 2\Omega_S)^{1/2} \Omega_S^{3/2}, \quad (12)$$

A — константа, зависящая от электронной структуры.

Таким образом, наличие минимума функции $\Omega(\mathbf{k})$ приводит, вообще говоря, к появлению в спектральной плотности резкого асимметричного пика с изломом слева. Принято считать, что наличие выше упомянутой особенности в фононном спектре приводит лишь к излому [12-14]. Видимо, такое упрощение оправдано для осцилляции при произвольном значении частоты и при существовании других фононных мод, способных сгладить максимум. Если же в системе есть узкая мягкая мода, частота которой меньше всех остальных оптических частот и существенно зависит от температуры, то именно этот пик может служить индикатором мягкой моды.

В упрощенном виде предлагаемая нами картина выглядит следующим образом. При некоторой температуре $T > T_p$ от левого края двухфонового спектра отделяется небольшой, но резкий пик. При понижении температуры интенсивность широкой полосы двухфонового КРС, вообще говоря, падает. Пик, связанный с мягкой модой, сдвигается в сторону низких частот и сужается. Об его интенсивности нельзя сделать однозначных выводов. Она может и расти, и падать. Это зависит от конкретной картины смягчения, т.е. от зависимости параметров спектра от температуры. Однако в любом случае интенсивность пика, связанного с мягкой модой, падает медленнее, чем интенсивность двухфононной полосы, что облегчает его выделение. Наконец, при τ , стремящемся к нулю, пик сдвигается к нулю по закону $\tau^{1/2}$, а его интенсивность растет пропорционально τ^{-1} . Столь быстрое возрастание интенсивности вне области основного двухфононного рассеяния делает реальным обнаружение эффекта. Как уже упоминалось, высокий критический индекс обусловлен тем, что процесс двухфононный, а числа заполнения мягких фононов велики. Очевидно, этот индекс может быть еще больше, если смягчение происходит не в точке, а на линии или даже на плоскости.

Нетрудно видеть, что при в окрестности точки перехода пик формируется самыми мягкими фононами (рис. 1). Вероятно, именно КРС может дать возможность прямого наблюдения этих фононов, так как их вклад в термодинамические величины очень мал, а их проявления в транспортных свойствах весьма неоднозначны. (В простых моделях самые мягкие фононы могут привести к расходимости лишь в производной сопротивления $d\rho/dT \sim \tau^{-1/2}$ [3]).

В области температур $T \sim T_p$ пик формируется мягкими фононами с частотами $\Omega \sim g_{ph}\Omega_0$ и волновыми векторами с $k_{\perp} \sim g_{ph}/a_{\perp}$. Изучение

параметров этих фононов весьма важно, так как весьма вероятно, что они вносят значительный вклад в кинетические коэффициенты.

Необходимо упомянуть также и о фононном затухании, которое для мягких фононов может быть одного порядка с частотой. Роль затухания двойственна. С одной стороны, оно будет сглаживать все особенности, ограничивая, например, рост максимума спектральной плотности при приближении к точке перехода. С другой стороны, заметное затухание обеспечивает отличную от нуля интенсивность $\rho(\Omega')$ при $\Omega' < 2\Omega_S(\tau)$. Иначе говоря, затухание понижает высоту пика, но расширяет его в область низких частот.

Наконец, вернемся к упомянутому выше случаю резонанса. Полученные нами формулы описывают ситуацию, когда падающий фотон "выбивает" электрон из валентной зоны, переводя его в зону проводимости. При этом возможна ситуация, когда выбитый электрон оказывается вблизи ПФ. Несмотря на отсутствие достоверной информации о зонной структуре вещества, в квазиодномерной ситуации есть основания ожидать, что изменение частоты падающего света ω может привести к резким изменениям в спектрах КРС. Это свойство, обусловленное именно квазиодномерным характером электронного спектра, т.е. топологией почти плоских ПФ, легко может быть усмотрено из диаграммы рис. 2,б.

Эта диаграмма содержит три гриновские функции, соответствующие зоне проводимости, которые могут быть велики в резонансных условиях (поскольку рис. 2,а содержит лишь две такие функции, то его вклад является менее резонансным). Они пропорциональны $1/(\omega - \Delta)$ (если пренебречь фононной частотой), где $\Delta(p_{\parallel}, p_{\perp})$ — расстояние между зоной проводимости и валентной зоной в данной точке БЗ. В квазиодномерной ситуации зависимость Δ от поперечного импульса может быть слабой. Поэтому при $\omega \approx \Delta(p_F)$ ($\Delta(p_F)$ — расстояние от ПФ до валентной зоны) три указанные гриновские функции велики в достаточно большой части ЗБ, что приведет к росту интенсивности рассеянного света. Поскольку частоты фононов значительно меньше характерных электронных энергий, то резонансными окажутся $2p_F$ -фононы независимо от их смягчения. Этот процесс аналогичен наблюдавшимся в кристаллах высокотемпературных сверхпроводников $\text{M}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ особенностям однофононного резонансного рассеяния [15], но имеет более резкий резонансный характер.

Таким образом, если мода еще не смягчилась (например, при высоких температурах), то резонансным окажется рассеяние в интервале перекрывающихся частот, ограниченном минимальной и максимальной частотой $2p_F$ -фононов. Этот интервал частот попадает в полосу двухфононного спектра ($2\Omega_{\min}, 2\Omega_{\max}$). При наличии достаточного смягчения резонансный интервал существенно расширяется в область низких частот, т.е. можно ожидать сильных особенностей рассеяния как в значительной части двухфононной полосы, так и слева от нее. Мы считаем, что спектр КРС будет иметь сложную структуру в весьма широкой области частот. Его параметры нуждаются в дополнительном исследовании. В простых моделях интенсивность рассеяния зависит от частоты падающего фотона как $I \sim 1/(\omega - \Delta)^4$.

Итак, предложенный нами метод в принципе позволяет выделить вклад мягкой фононной моды в спектрах двухфононного комбинационного

рассеяния. При этом специфика квазиодномерного металла проявляется уже в существовании мягкой фоновой моды и связанным с ней изменением плотности состояний. Наличие мягкой моды в случае достаточного смягчения должно проявиться в виде характерного узкого низкочастотного пика в спектральной плотности интенсивности. При T , стремящемся к T_p , пик сдвигается в сторону низких частот и сужается, а его интенсивность быстро растет.

Отдельно рассмотрен случай резонансного рассеяния, связанный с топологией почти плоских ПФ. Интенсивность рассматриваемого нами процесса рассеяния существенно зависит от частоты возбуждающего света и может иметь резонансные особенности внутри основной полосы двухфонного спектра даже при отсутствии смягчения моды, а развившееся смягчение может дать сложный спектр в широкой области частот.

Возможно, это резонансное рассеяние позволит выяснить один из нерешенных вопросов физики квазиодномерных проводников, связанный с существованием и ролью так называемых либронных мод. Суть дела состоит в том, что в ряде соединений типа ТТФ-ТСNQ возможно существование низкочастотных либронных возбуждений, связанных с вращением больших плоских органических молекул [16]. Возможно, эти возбуждения дают существенный вклад в проводимость и в интенсивность КРС на частотах $\Omega \sim 35 \div 65 \text{ см}^{-1}$. Специфика этих либронных мод, по-видимому, состоит в том, что возможны лишь процессы одновременного излучения двух либронов (рис. 2,а). Однако мягкая фоновая мода может быть выделена на фоне двухлибронных процессов из-за своей температурной и резонансной зависимости. Если процессы, изображенные на рис. 2,б, запрещены (например, в силу условий симметрии), то резонансная зависимость, связанная с либронами, будет существенно слабее, чем для мягких фононов. Иначе говоря, обнаружение сильной резонансной зависимости в КРС является убедительным аргументом в пользу того, что обычные линейные вклады по электрон-фононному взаимодействию (гамильтониан \hat{H}_1 в формулах (3)–(5)) весьма существенны в рассматриваемых соединениях, а вклад либронных мод сравнительно мал.

Коснемся кратко проблемы предельно низкочастотного рэлеевского рассеяния в окрестности перехода (центральный пик спектральной плотности). В нашем подходе возможно описание увеличения интенсивности рассеяния на несмещенной частоте, если в диаграммах рис. 2 рассмотреть процессы с излучением одного фона и поглощением другого. Однако эти вопросы требуют отдельного рассмотрения.

В заключение отметим, что приведенные в тексте формулы позволяют не только выделить вклад мягкой моды, но и определить ее параметры, в частности относительную часть ЗБ, в которой происходит существенное смягчение. Большое разнообразие свойств уже синтезированных соединений позволяет надеяться на обнаружение этого эффекта.

Кроме того, полученные нами результаты можно применить к любым низколежащим модам. Как известно, особенности Ван Хова содержит любой фоновый спектр. Для их выделения обычно используются спектры КРС при сравнительно низких температурах [12,13]. Наши результаты позволяют сделать несколько неожиданный вывод, заключающийся в том, что при высоких температурах некоторые особенности Ван Хова, например точка минимума, могут проявиться более отчетливо. Другими словами, если при низких температурах в спектре КРС имеется из-

лом, похожий на особенность Ван Хова, то при высоких температурах он может трансформироваться в узкий асимметричный пик. Такой метод выделения особенности может быть полезным для низколежащих частот.

Список литературы

- [1] Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 1. С. 397-417.
- [2] Vom M.C., Staib A. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N 18. P. 11930-11933.
- [3] Горьков Л.П., Долгов Е.Н., Лебедь А.Г. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. № 82. С. 613-630.
- [4] Kaveh M. // J. Phys. C. 1981. V. 14. N 3. P. L465.
- [5] Долгов Е.Н., Никомаев Е.С. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 1. С. 133-145.
- [6] Evrard R.P., van Doren V.E. Highly Conducting One-Dimensional Solids / Ed J.T. Devreese. N.Y.: Plenum Press, 1979. P. 422.
- [7] Roucau C., Ayroles R., Monceau P. et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 1980. V. 62. P. 483-493.
- [8] Hodeau J.L., Marezio M., Roucau C. et al. // J. Phys. C. 1978. V. 11. P. 4117-4134.
- [9] Gruner G. Charge Density Waves in Solids / Ed. L.P. Gor'kov. Elsevier Science Publishers B.V., 1989.
- [10] Scott J.F. // Rev. Mod. Phys. 1974. V. 46. N 1. P. 83-128.
- [11] Сб. "Рассеяние света в твердых телах" / Под ред. М. Кардоны. М.: Мир, 1979. 392 с.
- [12] Бирман Дж. Пространственная симметрия и оптические свойства твердых тел. Т. 2. М.: Мир, 1978. 352 с.
- [13] Пуле А., Матъе Ж.П. Колебательные спектры и симметрия кристаллов. М.: Мир, 1973. 437 с.
- [14] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 583 с.
- [15] Мисочко Ш.В., Шерман Е.Я. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. № 1. С. 330-336.
- [16] Weger M., Gutfreund H. // Comments Solid State Phys. 1978. V. 8. N 6. P. 135-146.

Московский
физико-технический институт
Долгопрудный
Московская обл.

Поступило в Редакцию
29 октября 1992 г.