

ENSV TA FÜÜSIKA JA ASTRONOOMIA INSTITUUT
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АН ЭСТОНСКОЙ ССР
INSTITUTE OF PHYSICS AND ASTRONOMY,
ACADEMY OF SCIENCES OF ESTONIAN SSR

В. Г. ФЕДОСЕЕВ

АНОМАЛЬНЫЕ ОБЛАСТИ
В СПЕКТРАЛЬНОЙ
ПЛОТНОСТИ ЭКСИТОНА,
ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕГО
С ФОНОНАМИ II



TARTU 1970

Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР

Препринт FAI - 6 (1970)

В.Г. Федосеев

Аномальные области в спектральной плотности
экситона, взаимодействующего с фононами.

II. "Интерференционные" аномалии

Тарту 1970

С о д е р ж а н и е

1. Введение. Используемая модель	3
2. "Интерференционные" аномалии. Их величина	5
3. Структура "главных" для "интерференционной" аномалии диаграмм	10
4. Простейшие "интерференционные" аномалии	15
5. Заключение	22
Приложение	23
Литература	25
Диаграммы	26
Резюме (русс., англ.)	29

Tartu Riikliku Ülikooli
Raamatukogu

269623

ARHIIVKOGU

Институт физики и астрономии АН Эстонской ССР

Препринт FAI-6 (1970)

В. Федосеев. Аномальные области в спектральной плотности
экситона, взаимодействующего с фононами.
II. "Интерференционные" аномалии.

Печатается по постановлению РИСО АН ЭССР

I. Введение. Используемая модель

В предыдущей работе [1] был проанализирован один возможный тип аномалий в спектральной плотности экситона, взаимодействующего с фононами: аномалии, обусловленные особенностями Ван-Хова в смешанной экситон-фононной плотности. В настоящей работе будет рассмотрен другой тип аномалий - "интерференционные" аномалии. Оказывается, что "интерференционные" аномалии характерны только для одномерной модели кристалла (молекулярной цепочки). Такую модель вначале мы и рассмотрим. Затем покажем, что "интерференционные" аномалии не могут возникать в моделях с большим числом измерений (два или три).

Как и в работе [1] будем рассматривать только одну экситонную зону и одну фононную. Гамильтониан кристалла выберем в виде

$$H = H_e + H_L + H_{eL}, \quad (I)$$

$$H_e = \sum_{\kappa} E(\kappa) b^+(\kappa) b(\kappa), \quad (Ia)$$

$$H_L = \sum_{\kappa} \omega(\kappa) a^+(\kappa) a(\kappa), \quad (Iб)$$

$$H_{eL} = -i \left(\frac{2\pi A}{V} \right)^{1/2} \sum_{\kappa_1, \kappa} g(\kappa) b^+(\kappa_1) b(\kappa_1 - \kappa) [a(\kappa) - a^+(\kappa)], \quad (Iв)$$

$b^+(\kappa) b(\kappa)$ и $a^+(\kappa) a(\kappa)$ - операторы рождения (уничтожения) экситона и фонона. $E(\kappa)$ и $\omega(\kappa)$ - энергии экситона и фонона. Как и в [1] везде используются безразмерные единицы. $\hbar \equiv 1$. V - объем кристалла, $g(\kappa)$ - функция, определяющая экситон-фононное взаимодействие. A - харак-

терная константа экситон-фононной связи. Мы будем рассматривать случай слабой экситон-фононной связи, поэтому на A накладывается одно из условий:

$$\text{при } T < 1 \quad A \ll 1, \quad (2a)$$

$$\text{при } T > 1 \quad AT \ll 1. \quad (2б)$$

Как обычно, будем считать $E(k) \gg T$.

Спектральная плотность экситона с импульсом k_0 $I(k_0, E)$ с точностью до постоянного множителя совпадает с мнимой частью функции Грина экситона.

$$I(k_0, E) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma(k_0, E)}{(E - E(k_0) - \Delta(k_0, E))^2 + \Gamma^2(k_0, E)}, \quad (3)$$

где $\Delta(k_0, E)$ и $-\Gamma(k_0, E)$ - действительная и мнимая части массового оператора $M(k_0, E)$.

Массовый оператор может быть вычислен с использованием диаграммной техники. Тогда $M(k_0, E) = \sum_{\mathcal{P}} \sum_{\mathcal{N}} M_{\mathcal{P}}^{(\mathcal{N})}(k_0, E)$. Каждому члену суммы $M_{\mathcal{P}}^{(\mathcal{N})}(k_0, E)$ соответствует компактная диаграмма с $2\mathcal{N}$ вершинами (диаграмма \mathcal{N} -го порядка). Например, диаг. I - диаграмма третьего порядка, диаг. 2 - диаграмма пятого порядка. Индекс \mathcal{P} определяет топологическую структуру диаграммы \mathcal{N} -го порядка.

Величины $M_{\mathcal{P}}^{(\mathcal{N})}(k_0, E)$ вычисляются по известным правилам Феймана [2]. При этом каждому отрезку сплошной жирной линии ставится в соответствие полная функция Грина экситона, каждой пунктирной линии - фононная функция Грина, каждой вершине, изображенной точкой - величина $-i \left(\frac{A}{2\pi V}\right)^{1/2} g(k)$. В вершинах выполняются законы сохранения энергии и импульса. Производится интегрирование по энергиям и импульсам (после совершения предельного перехода от суммирования к интегрированию) промежуточных фононов.

Выполнив интегрирования по энергиям [3], получим

$$M_{\rho}^{(N)}(k_0, E) = A^N \int \dots \int \prod_{s=1}^N g^2(k_s) dk_s \sum_{\xi_s = \pm 1} |\eta(\xi_s \omega(k_s))| \times \\ \times \prod_{p=1}^{2N-1} \left[E - E(k_0 + \sum_{s(p)} \xi_{s(p)} k_{s(p)}) + \sum_{s(p)} \xi_{s(p)} \omega(k_{s(p)}) - \right. \\ \left. - M(k_0 + \sum_{s(p)} \xi_{s(p)} k_{s(p)}, E + \sum_{s(p)} \xi_{s(p)} \omega(k_{s(p)})) \right]^{-1} \quad (4)$$

В формуле (4) введены обозначения: $\eta(z) = [\exp(\frac{z}{T}) - 1]^{-1}$, $\xi_s = -1$ для процессов с рождением фонона и $\xi_s = 1$ для процессов с уничтожением. Суммирование по $s(p)$ включает суммирование по импульсам всех фононов, которым соответствуют пунктирные линии, пересекаемые вертикальным сечением, проходящим через p -ый отрезок сплошной линии.

2. "Интерференционные" аномалии. Их величина

Пусть при энергии E_i а также определенных значениях R импульсов k_{2i}^0 и величин ξ_{2i} ($i=1, 2, \dots, R \leq N$) m выражений $E - E(k_0 - \sum_{2i(p)} \xi_{2i(p)} k_{2i(p)} + \sum_{2i(p)} \xi_{2i(p)} \omega(k_{2i(p)}) - \Delta(k_0 + \sum_{2i(p)} \xi_{2i(p)} k_{2i(p)}, E + \sum_{2i(p)} \xi_{2i(p)} \omega(k_{2i(p)}))$ в правой части (4) одновременно обращаются в нуль. Соответствующие отрезки на диаграммах мы будем называть "нулевыми".

Как и в работе [1] нас везде будут интересовать узкие области ($\sim A$) переменных E и k_{2i} . Будем предполагать, что в этих областях массовые операторы конечных экситонов не содержат никаких аномалий. Тогда их изменением можно пренебречь так как

$$\left| \frac{\partial}{\partial E} M(k_0 + \sum_{2i(p)} \xi_{2i(p)} k_{2i(p)}, E + \sum_{2i(p)} \xi_{2i(p)} \omega(k_{2i(p)})) \right| \sim A, \\ E = E_i, k_{2i(p)} = k_{2i}^0$$

$$\left| \frac{\partial}{\partial k_{2i}} M(k_0 + \sum_{2i(p)} \xi_{2i(p)} k_{2i(p)}, E + \sum_{2i(p)} \xi_{2i(p)} \omega(k_{2i(p)})) \right| \sim A. \\ E = E_i, k_{2i(p)} = k_{2i}^0$$

Обозначим $\Gamma(K_0 + \sum_{\alpha(p)} \xi_{\alpha(p)} K_{\alpha(p)}, E + \sum_{\alpha(p)} \xi_{\alpha(p)} \omega(K_{\alpha(p)}) = \Gamma_p, \Gamma_p \sim A$.

Произведем разложение знаменателей в формуле (4), соответствующих "нулевым" отрезкам

$$\begin{aligned} & E - E(K_0 + \sum_{\alpha(p)} \xi_{\alpha(p)} K_{\alpha(p)}) + \sum_{\alpha(p)} \xi_{\alpha(p)} \omega(K_{\alpha(p)}) - \\ & - M(K_0 + \sum_{\alpha(p)} \xi_{\alpha(p)} K_{\alpha(p)}, E + \sum_{\alpha(p)} \xi_{\alpha(p)} \omega(K_{\alpha(p)})) = \quad (5) \\ & = E - E_i - \sum_{\alpha(p)} \mathcal{V}_i^{(p)} (K_{\alpha(p)} - K_2^c) + i \Gamma_p, \end{aligned}$$

где $\mathcal{V}_i^{(p)} = \frac{\partial}{\partial K_2} [E(K_0 + \sum_{\alpha(p)} \xi_{\alpha(p)} K_{\alpha(p)}) + \sum_{\alpha(p)} \xi_{\alpha(p)} \omega(K_{\alpha(p)})] \Big|_{K_{\alpha(p)} = K_2^c}$

Выделим часть массового оператора, которая получается при интегрировании в формуле (4) по всем K_2 в узкой области $|K_2 - K_2^c| \leq A^{1-\delta}$ ($0 < \delta < 1$).

"Ненулевые" знаменатели в указанной области изменяются незначительно, и для них можно положить $K_2 = K_2^c$

То же самое можно сделать для функций $g^2(K_2)$, после чего интегрирование в (4) по \mathcal{R} выделенным импульсам производится независимо от интегрирования по остальным $\mathcal{N}-\mathcal{R}$ импульсам и суммирования по соответствующим этим импульсам индексам ξ_s .

Подставим (5) в (4) и произведем интегрирование по произвольной переменной K_2 . Если $m > \mathcal{R}$, то мы совершим незначительную ошибку, продолжив пределы интегрирования по всем K_2 до $\pm\infty$. После этого замкнем контур интегрирования в верхней или нижней полуплоскости. Отличный от нуля результат получится, если переменная K_2 входит в несколько форм (5), и если не все стоящие перед этой переменной коэффициенты ($\mathcal{V}_i^{(p)}$ при разных p) имеют одинаковый знак. После выполнения интегрирования по всем \mathcal{R} переменным окажется, что часть массового оператора, получающаяся при интегрировании в формуле (4) по малым окрестностям переменных K_2 вблизи точек K_2^c , равна сумме членов, каждый из которых имеет вид

$$\tilde{M}_{\varphi}^{(m)}(k_0, E) \sim A^N [a(E - E_i) + i \sum_p \beta_p \Gamma_p]^{-(m-R)}, \quad (4a)$$

(при $m - R > 0$).

Обратим внимание на следующее обстоятельство. При $T \rightarrow 0$. $\tilde{M}_{\varphi}^{(m)}(k_0, E)$ будет отлично от нуля, если все $\xi_i = -1$. Оказывается, что при этом условии среди величин Γ_p найдется хоть одна, которая не стремится к нулю, когда $T \rightarrow 0$ (см. Приложение).

Поскольку все $\Gamma_p \sim A$, то

$$\tilde{M}_{\varphi}^{(m)}(k_0, E) \sim A^{N+R-m}. \quad (4б)$$

Рассмотрим, когда "интерференционные" аномалии будут выделяться на регулярном фоне, определяемом диаграммами низших порядков. Пусть каждый "нулевой" знаменатель содержит импульсы не менее L фононов ($L \leq N$). Это означает, что на диаграмме вертикальное сечение, проходящее через любой "нулевой" отрезок сплошной линии пересечет не менее L пунктирных линий. Такая диаграмма даст вклад в область спектра, которая сформирована процессами с рождением или уничтожением не менее L реальных фононов. Среди диаграмм L -го порядка обязательно найдутся такие, которые дадут вклад в рассматриваемую область, поэтому особенность может быть выделена, если

$$|\tilde{M}_{\varphi}^{(m)}(k_0, E)| \gtrsim A^L, \quad (6)$$

что с учетом (4б) приводит к соотношению

$$N + R - m \leq L. \quad (7)$$

На любой диаграмме вертикальное сечение, проходящее через $L - 1$ крайних отрезков сплошной линии (левых или правых) пересекает менее L фононных линий. Диаграмма

N -го порядка содержит $2N-1$ отрезков. Поэтому всегда

$$m \leq (2N-L) + 1. \quad (8)$$

Если $R < N$, то существует более жесткое ограничение на m . Действительно, пусть ни одно вертикальное сечение из проходящих через "нулевые" отрезки не пересечет R_1 , пунктирных линий ($R_1 = N-R$). Тогда рассмотрим диаграмму $N-R_1$ порядка, которая получается после убирания из исходной этих линий. Повторяя предыдущие рассуждения, получим, что для такой диаграммы

$$m \leq 2(N-L-R_1) + 1. \quad (8a)$$

Число "нулевых" отрезков на исходной диаграмме не должно превышать число таковых на полученной, поскольку на исходной диаграмме не могут появиться отрезки, не содержащиеся на полученной после убирания R_1 линий, если они не "накрыты" одной из R_1 линий. При $R_1=0$ соотношение (8a) переходит в соотношение (8).

Подставляя (8a) в (7), получим

$$L + 2R_1 \leq 1 \quad (9)$$

что приводит к условиям $R_1=0$ ($R=N$), $L=1$.

Особого рассмотрения требует случай, когда импульсы нескольких фононов входят во все формы (5) только в виде определенной комбинации (например, для эйнштейновской модели фононов несколько импульсов могут входить во все формы (5) в виде суммы). Графически это означает, что сечение, проходящее через "нулевой" отрезок пересекает или все пунктирные линии данной группы или ни одной из них. Для того, чтобы исследуемая диаграмма была компактной необходимо, чтобы среди этой группы линий нашлась по крайней мере одна, которая пересекается с одной

или несколькими линиями, не принадлежащими группе. Уберем из диаграммы все остальные линии группы. Если группа содержала R_2 линий, то полученная диаграмма имеет порядок $N - R_2 + 1$. Легко видеть, что число "нулевых" отрезков на исходной диаграмме N -го порядка не может превышать число "нулевых" отрезков на полученной диаграмме $N - R_2 + 1$ -порядка. Для этого нужно заметить, что отрезки исходной диаграммы, лежащие между двумя левыми (правыми) вершинами, принадлежащими линиям выделенной группы, не могут быть "нулевыми". Без ограничения общности можно считать, что все остальные $N - R_2$ линий пересекаются сечениями, проходящими через "нулевые" отрезки. Тогда получаем соотношение для числа "нулевых" отрезков на диаграмме $N - R_2 + 1$ порядка

$$M \leq 2(N - M) + 1, \quad (8б)$$

где M - наибольшее из двух чисел L и R_2 . (8б) не может быть равенством при $R_2 = L$, поскольку по крайней мере одна из линий выделенной группы пересечена линией, группе не принадлежащей. Подставляя (8б) в (7), получаем

$$L \geq 2M - R_2, \quad (9а)$$

что противоречно.

Таким образом на основании (9) мы приходим к выводу, что "интерференционные" аномалии существенны лишь в области однофононных переходов \ast), причем вклад диаграммы N -го порядка нужно учитывать, если в формуле (4) все $2N - 1$ знаменателей обращаются в нуль в некоторой точке K_s^s, E_s , при определенных значениях индексов ξ_s .

\ast) Участки спектра, где производная $\partial M_{\varphi}^{(N)}(k, E) / \partial E$ сравнима с $\partial M_{\varphi}^{(N)}(k, E) / \partial E$ могут быть и в области двухфононных процессов ($L = 2$).

При этом, как видно из (46), $\tilde{M}_{\rho}^{(M)}(\kappa_0, E) \sim A$.

Если $|E - E(\kappa_0)| \gg A$, то спектральная плотность в аномальном участке будет отличаться от мнимой части массового оператора в этом участке только постоянным множителем.

Условие обращения в нуль $2N-1$ знаменателей приводит к системе $2N-1$ уравнений с $N+1$ неизвестными (N импульсов фононов κ_s и энергия E). Эта система в общем может быть разрешена для $N=2$. При $N>2$ только для специальных диаграмм можно получить систему уравнений в которой число независимых уравнений равно числу неизвестных.

3. Структура "главных" для "интерференционной" аномалии диаграмм

Понижение числа независимых уравнений может произойти, если некоторые значения $\epsilon_s \kappa_s$ равны между собой. Объединим в группы пунктирные линии, которым соответствуют одинаковые значения $\epsilon_s \kappa_s$. Пусть имеется g таких групп. Тогда система уравнений, служащая для определения параметров "нулевой" точки (κ_s^0, E_0) будет содержать $g+1$ свободных переменных. Группы будем характеризовать индексом q ($q=1, 2, \dots, g$). Число линий в каждой группе обозначим через N_q ($\sum_{q=1}^g N_q = N$). Будем называть два отрезка сплошной линии эквивалентными, если сечения, проходящие через них, пересекут равные количества пунктирных линий каждой из групп. Формы (5), соответствующие эквивалентным отрезкам, одинаковы. Поэтому число независимых уравнений равно числу неэквивалентных отрезков, и из $2N-1$ уравнений независимых будет столько, сколько имеется неэквивалентных отрезков на диаграмме. Мы покажем, что для компактной диаграммы число неэквивалентных отрезков не может быть меньше $g+1$, и определим вид

диаграмм, на которых число неэквивалентных отрезков равно $g + 1$.

С этой целью будем рассматривать наряду с исходной (g - диаграммой) также диаграмму, которая получается из исходной после удаления всех групп пунктирных линий от $g_1 + 1$ -ой до g -ой (g_1 - диаграмма). Покажем, что $g_1 + 1$ -диаграмма содержит неэквивалентных "несвободных" отрезков по крайней мере на один больше, чем g_1 -диаграмма. (Отрезок мы называем "свободным", если вертикальное сечение, проходящее через него, не пересекает ни одной пунктирной линии.) Действительно, отрезки неэквивалентные на g_1 -диаграмме, останутся неэквивалентными и на $g_1 + 1$ -диаграмме, если на них не попадают вершины $g_1 + 1$ -ой группы. С другой стороны любая вершина $g_1 + 1$ -ой группы, попадая на произвольный отрезок g_1 -диаграммы, превращает его в два неэквивалентных (числа линий $g_1 + 1$ -ой группы, пересекаемые вертикальными сечениями, проходящими через эти отрезки, отличаются на единицу). Общее число неэквивалентных отрезков увеличится по крайней мере на единицу. Этот вывод сохраняется, если все вершины $g_1 + 1$ -ой группы или окажутся крайними, или попадут на один из "свободных" отрезков. Действительно, в этом случае на $g_1 + 1$ -диаграмме появляются отрезки, "накрытые" только линиями $g_1 + 1$ -ой группы. Таких отрезков нет на g_1 -диаграмме.

Поскольку 1 -диаграмма содержит хотя бы один неэквивалентный "несвободный" отрезок, то g -диаграмма содержит не меньше g неэквивалентных "несвободных" отрезков.

Докажем, что g неэквивалентных "несвободных" отрезков может содержать только приводимая g -диаграмма.

Выясним, когда число неэквивалентных "несвободных" отрезков при переходе от g_1 - к $g_1 + 1$ -диаграмме увеличится не больше, чем на единицу. В этом случае все $g_1 + 1$ -вершины должны попасть на эквивалентные отрезки

G_1 -диаграммы. Если они попадут на n неэквивалентных отрезков G_1 -диаграммы, то это приведет, как следует из вышесказанного, к появлению на G_{1+1} -диаграмме не менее n дополнительных "несвободных" неэквивалентных отрезков. Как следствие этого необходимо, чтобы была равна нулю разность чисел левых и правых вершин G_{1+1} -ой группы, лежащих левее произвольной левой вершины этой группы (правее произвольной правой вершины). Это означает что линии G_{1+1} -ой группы не должны пересекаться между собой и не должны "накрывать" друг друга (диаг.3).

Если это не так, то рассмотрим две левые G_{1+1} -вершины: крайнюю левую ($M1$ на диаг. I) и вершину, левее которой расположено левых G_{1+1} -вершин на одну больше, чем правых ($M2$ на диаг. I). На G_{1+1} -диаграмме отрезки, примыкающие ко второй вершине, будут накрываться одной и двумя G_{1+1} -линиями. Отрезок, примыкающий к первой вершине слева не будет накрываться ни одной G_{1+1} -линией. Если на G_1 -диаграмме отрезки, на которые попадают рассматриваемые G_{1+1} -вершины, были эквивалентны, то на G_{1+1} -диаграмме мы получаем три неэквивалентных отрезка, т.е. число неэквивалентных отрезков увеличится на два. Этот вывод не изменится, если исходные отрезки на G_1 -диаграмме были "свободными".

Таким же образом нетрудно доказать, что, если найдется вершина, слева от которой расположено левых G_{1+1} -вершин на n больше, чем правых, то G_{1+1} -диаграмма содержит по меньшей мере на n неэквивалентных "несвободных" отрезков больше, чем G_1 -диаграмма.

Предположим теперь, что на G -диаграмме пересекаются некоторые линии, принадлежащие различным группам. Выделим некоторую замкнутую совокупность пересекающихся линий (т.е. совокупность линий, ни одна из которых не пересекается с остальными). Если G -диаграмма не является компактной, то выделенная совокупность может "накры-

ваться" комплексом линий. Пусть крайняя линия, например, левая, (l_1 на диаг. 2) в этой совокупности принадлежит q -ой группе. Над отрезком, на который попадает левая вершина этой линии, проходят лишь линии "накрывающего" комплекса, над отрезком, на который попадает правая вершина, проходят также линии, которые данная линия пересекает. Поэтому соответствующие отрезки оказываются неэквивалентными, и, следовательно, убрав из диаграммы q -ю группу линий, мы понизим число неэквивалентных отрезков по крайней мере на 2. Группы пунктирных линий можно перенумеровать так, чтобы q -я группа стала g -ой. Тогда мы получаем, что при переходе от $g-1$ -диаграммы к g -диаграмме число неэквивалентных отрезков увеличится на два, и, следовательно, на исходной диаграмме содержится не меньше $g+1$ неэквивалентных отрезков. На компактной диаграмме не может быть ни одной пунктирной линии, не пересекающейся с другими, следовательно, компактная диаграмма не может содержать меньше $g+1$ неэквивалентных "несвободных" отрезков.

Рассмотрим теперь, какой вид имеют компактные g -диаграммы, содержащие $g+1$ неэквивалентных отрезков. Уберем из такой диаграммы группу линий, которой принадлежит одна из крайних вершин (будем считать эту группу g -ой). Вершина, соединенная пунктирной линией с выбранной крайней, обязательно попадает не на "свободный" отрезок. Следовательно, убрав g -ю группу, мы понизим число неэквивалентных "несвободных" отрезков по меньшей мере на 2, и оставшаяся $g-1$ -диаграмма должна иметь $g-1$ неэквивалентных отрезков, в силу чего не может содержать пересекающихся линий. Заметим, что при $g > 2$ вторая крайняя вершина также должна принадлежать g -ой группе. Если это не так, то, повторив рассуждения относительно обеих групп, которым принадлежат крайние вершины, мы приходим к заключению, что линии групп, которым не принадлежат крайние вершины, не пересекаются ни с одной линией.

На $g-1$ -диаграмме линии двух произвольных групп (будем считать их $g-2$ -ой и $g-1$ -ой) могут или "накрывать" друг друга, или располагаться "независимо" (диаг. 4а, 4б, 4в, 4г).

Участки, изображенные на диаг. 4в и 4г, не могут существовать вместе, т.к. они содержат три неэквивалентных отрезка, следовательно, при переходе от $g-3$ - к g -диаграмме в этом случае появятся три дополнительных неэквивалентных отрезка. По этой же причине не могут вместе существовать участки 4а и 4г, 4б, и 4в. Одновременное существование участков 4а и 4б привело бы к тому, что при переходе от $g-3$ - к g -диаграмме появилось бы не меньше пяти дополнительных неэквивалентных отрезков (диаг. 5). Эти же соображения запрещают совместное существование участков 4а и 4в, 4б и 4г. Таким образом, из двух произвольных групп линий одна должна быть "внутренней" по отношению к другой.

Учитывая это, не трудно определить вид $g-1$ -диаграмм, удовлетворяющих требуемым свойствам. Пронумеруем группы так, чтобы "внутренние" имели меньший номер чем "внешние". Очевидно $N_{q_1} \geq N_{q_2}$ при $q_1 < q_2$ ($q_2 < g$). Тогда N_1 линий первой группы должны быть расположены "независимо" друг от друга (диаг. 3). N_2 линий "накрывают" различные комбинации линий первой группы. При этом вершины 2-ой группы располагаются на "свободных" отрезках 1-диаграммы и обязательно парами (диаг. 6а, б, с). Аналогично вершины третьей группы располагаются парами на "свободных" отрезках 2-диаграммы и т.д. до $g-1$ -ой группы. Вершины g -группы располагаются парами на всех отрезках между левой и правой вершинами первой группы, кроме того две g -вершины являются крайними (диаг. 6а, б, с). Таким образом $N_g = N_1 + 1$.

Понаем теперь, что "интерференционные" аномалии не возникают в двух- и трехмерных моделях кристаллов. В таких моделях, если на компактной диаграмме N -го порядка

имеется g групп линий, то по-прежнему наименьшее число неэквивалентных отрезков окажется равным $g+1$. Однако теперь это приведет к системе $g+1$ уравнений с $j \cdot g + 1$ ($j = 2, 3$) независимыми переменными. Такая система разрешима в некотором интервале значений E и определяет $g+1$ комбинаций компонент g импульсов. Следовательно, для того, чтобы все $2N-1$ знаменателей обращались в нуль, потребуется, чтобы не меньше $N+1$ комбинаций компонент N импульсов принимали определенные значения. Столько же переменных (кроме E) будут содержать все формы (5). Тогда, повторяя рассуждения, приведенные для одномерной модели, мы получим, что $\tilde{M}(\bar{k}_0, E)$ не будет превышать A^2 для однофононных процессов (однако будет давать вклад в области спектра, величина которой не зависит от A). Эти поправки можно не учитывать.

4. Простейшие "интерференционные" аномалии

Проанализируем наиболее простой пример рассмотренных аномалий: аномалии, возникающие из-за того, что при некоторой энергии E_i система может существовать в двух двухчастичных состояниях (экситон + фонон с импульсом K_1^0 и экситон + фонон с импульсом K_2^0 *) и в трехчастичном состоянии (экситон + фонон с импульсом K_1^0 + фонон с импульсом K_2^0). В этом случае при расчете массового оператора должна быть учтена бесконечная последовательность членов, соответствующая диаг. 8. Будем считать $T=0$.

*) При $K_1^0 = K_2^0$ двухчастичное состояние будет одно.

а) одинаковые фононы

В этом случае E_c и K^0 определяются из системы уравнений

$$E - E(k_0 - k) - \omega(k) = 0, \quad (10a)$$

$$E - E(k_0 - 2k) - 2\omega(k) = 0. \quad *) \quad (10b)$$

В приближении эффективной массы система уравнений (10) дает:

а) для эйнштейновской модели фонона ($\omega(k) = \omega_0$)

$$K^0 = \frac{1}{3} [|k_0| - \sqrt{k_0^2 - 6m\omega_0}] \delta(k_0), \quad (11a)$$

$$E_c = E(0) + \frac{5k_0^2}{18m} + \frac{2}{3}\omega_0 - \frac{2k_0^2}{9m} \sqrt{1 - \frac{6m\omega_0}{k_0^2}}, \quad (12)$$

где m - эффективная масса экситона, ω_0 - энергия фонона, $\delta(k_0) = 1$ при $k_0 > 0$, $\delta(k_0) = -1$ при $k_0 < 0$, $E(0)$ - энергия дна экситонной зоны. Второе решение системы (10) не удовлетворяет условию $v^{(2p+1)}/v^{(2p)} < 0$. Это же условие накладывает на K_0 ограничения

$$\frac{k_0^2}{2m} > 4\omega_0 \quad (m > 0), \quad (13a)$$

$$\frac{k_0^2}{2|m|} > \omega_0 \quad (m < 0). \quad (13b)$$

б) для дебаевской модели фонона кроме тривиального решения $K^0 = 0$, $E_c = k_0^2/2m$

$$K_{(\pm)}^0 = \frac{2}{3} (k_0 \mp mc) \theta[\pm(k_0 \mp mc)], \quad (11b)$$

*) Учет действительных частей экситонов с импульсами $k_0 - k$ и $k_0 - 2k$ приведет к изменению E_c и K^0 на величину $\sim A$.

$$E_i^{(2)} = \left[E(0) + \frac{\kappa_0^2}{18m} \pm \frac{8\kappa_0 c}{9} - \frac{4mc^2}{9} \right] \theta \left[\pm (\kappa_0 \mp mc) \right], \quad (126)$$

где c - скорость звука.

Диаграмме N -го порядка соответствует выражение

$$\tilde{M}^{(N)}(\kappa_0, E) = \frac{(-2i\gamma_1)^N}{\left[(E - E_i) \left(1 - 2 \frac{v^{(2)}}{v^{(1)}} \right) + i(\Gamma_2 - 2 \frac{v^{(2)}}{v^{(1)}} \Gamma_1) \right]^{N-1}} \quad (N > 1), \quad (4в)$$

$$\tilde{M}^{(1)}(\kappa_0, E) = -i\gamma_1, \quad (4г)$$

$$v^{(1)} = v^{(2p+1)} = \frac{\partial}{\partial \kappa} \left[E(\kappa_0 - \kappa) + \omega(\kappa) \right] \Big|_{\kappa = \kappa^0},$$

$$v^{(2)} = v^{(2p)} = \frac{\partial}{\partial \kappa} \left[E(\kappa_0 - \kappa^0 - \kappa) + \omega(\kappa) \right] \Big|_{\kappa = \kappa^0}.$$

$v^{(1)}$ и $v^{(2)}$ представляют собой разности групповых скоростей экситона и фонона в обоих возможных конечных состояниях, $v^{(1)}/v^{(2)} < 0$.

$$\gamma_1 = \pi A g^2(\kappa^0) |v^{(1)}|^{-1}, \quad \Gamma_1 = \Gamma(\kappa_0 - \kappa^0, E_i - \omega(\kappa^0)),$$

$$\Gamma_2 = \Gamma(\kappa_0 - 2\kappa^0, E_i - 2\omega(\kappa^0)).$$

Экситон с импульсом $\kappa_0 - \kappa^0$ и энергией $E_i - \omega(\kappa^0)$ может распадаться с излучением фонона с энергией $\omega(\kappa^0)$. Поэтому

$$\Gamma_1 = - \frac{v^{(2)}}{v^{(1)}} \gamma_1 + \gamma. \quad (13)$$

γ отлична от нуля, если существуют некоторые другие каналы распада этого экситона. Подставив (13) в (4в), мы видим, что ряд $\tilde{M}(\kappa_0, E) = \sum_{N=1}^{\infty} \tilde{M}^{(N)}(\kappa_0, E)$ сходится при всех E .

$$\tilde{M}(\kappa_0, E) = -i\gamma_1 \left[1 - \frac{4i\gamma_1}{(E - E_i) \left(1 - 2 \frac{v^{(2)}}{v^{(1)}} \right) + i(\Gamma_2 + 4\gamma_1 + \gamma)} \right] \quad (14)$$

Из формул (3) и (4д) видно, что спектральная плотность экситона с импульсом K_0 (которая вдали от резонансной области с точностью до A^2 пропорциональна $\int_{Im} M(K_0, E)$) содержит провал лоренцовой формы с минимумом при $E = E_c$.

Заметим, что такой же провал возникает и в спектральной плотности достаточно широких пакетов из двухчастичных состояний, обладающих суммарным импульсом K_0 . Как хорошо известно [4, 5], аномалии в спектре двухчастичных состояний могут быть связаны с изменением времени прохождения одной частицы вблизи другой из-за взаимодействия между частицами.

Действительно, пусть в момент времени $t=0$ было приготовлено состояние

$$|n_0\rangle = \int dk f(k) e^{ikn_0} b^+(k_0 - k) a^+(k) |0\rangle, \quad (14)$$

$f(k)$ — быстро спадающая при больших $|k|$ не осциллирующая функция с широкой Δk . Ширина функции $f(k)$ определяется шириной обоих пакетов, если один из них гораздо уже другого, то она приближенно равна ширине последнего. Пусть максимум $f(k)$ K_m расположен вблизи K^0 ,

$$|K_m - K^0| \ll \Delta k. \quad \int |f(k)|^2 dk = 1.$$

Если $\Delta k |n_0| \gg 1$, то приготовленное состояние будет представлять собой экситонный и фононный пакеты, разделенные расстоянием n_0 . Будем предполагать, что ширина пакета в узельном представлении много меньше длины свободного пробега экситона относительно фонона в обоих конечных состояниях.

Найдем время, которое электронное и колебательное возбуждения проводят на расстоянии, не превышающем $\Delta n/2$.

В момент времени t амплитуда $A_n(t)$ двухчастичного состояния, в котором электронное и колебательное возбуждения центрированы на отдельных узлах с расстоя-

нием \hbar между ними, будет:

$$A_n(t) = (2\pi\hbar)^{-1/2} \int d\alpha \exp(-i\alpha n) \langle \alpha | \exp(-i\hbar t) | n_0 \rangle, \quad (15)$$

где

$$|\alpha\rangle = \beta^*(\kappa_0 - \alpha) \alpha^\dagger(\alpha) |0\rangle. \quad (16)$$

Полное время, которое возбуждения проводят на расстоянии $n \leq \Delta n/2$ ($\Delta n \gg a$, где a постоянная цепочки)

$$T = \sum_{n=-\Delta n/2}^{\Delta n/2} \int_0^t dt' |A_n(t')|^2. \quad (17)$$

Функцию $\langle \alpha | \exp(-i\hbar t) | n_0 \rangle$ в формуле (15) можно выразить через четырехчастичную функцию Грина

$$\langle \alpha | \exp(-i\hbar t) | n_0 \rangle = i G_{\alpha n_0}(t) = \frac{i}{2\pi\hbar} \int dE G_{\alpha n_0}(E). \quad (18)$$

Чтобы получить $G_{\alpha n_0}(E)$, нужно просуммировать "главные" диаграммы (диаг. 9а, 9б). Соответственно диаг. (9а) и (9б) $G_{\alpha n_0}(E)$ распадается на сумму двух частей:

$$G_{\alpha n_0}(E) = G_{\alpha n_0}^c(E) + G_{\alpha n_0}^{\tilde{c}}(E), \quad (19)$$

$$G_{\alpha n_0}^{\tilde{c}}(E) = f(\alpha) [E - E(\kappa_0 - \alpha) - \omega(\alpha) + i\Gamma_1]^{-1}, \quad (19a)$$

$$G_{\alpha n_0}^c(E) = -2i(\Gamma_1 - \gamma) f(\kappa_0) \left| \frac{\mathcal{V}^{(2)}}{\mathcal{V}^{(1)}} \right| \exp(i\kappa_0 n) \times \quad (19b)$$

$$\times \frac{(E - E_i)(1 - \frac{\mathcal{V}^{(2)}}{\mathcal{V}^{(1)}}) + i(\Gamma_2 - \frac{\mathcal{V}^{(2)}}{\mathcal{V}^{(1)}} \Gamma_1)}{(E - E_i)(1 - 2 \frac{\mathcal{V}^{(2)}}{\mathcal{V}^{(1)}}) + i(\Gamma_2 - 4 \frac{\mathcal{V}^{(2)}}{\mathcal{V}^{(1)}} \Gamma_1)} \times$$

$$\times [(E-E_i) - v^{(2)}(x - \kappa^0) + i\Gamma_1]^{-1} \times$$

$$\times [(E-E_i)(1 - 2\frac{v^{(2)}}{v^{(1)}}) - v^{(2)}(x - \kappa^0) + i(\Gamma_2 - \frac{v^{(2)}}{v^{(1)}}\Gamma_1)]^{-1}.$$

Будем рассматривать времена, малые по сравнению с временами жизни экситона

$$t \ll \Gamma_1^{-1}, \quad (20a)$$

$$t \ll \Gamma_2^{-1}. \quad (20б)$$

При таких временах, как видно из формул (19а,б) система представляет собой суперпозицию движущихся с относительной скоростью $v^{(2)}$ и расплывающихся экситонного и фононного пакетов и почти монохроматической плоской волны

$$A_n(t) = A_n^o(t) + A_n^c(t). \quad (21)$$

Их интерференция приводит к уменьшению времени, проводимого электронным и колебательным возбуждениями на расстоянии $|n| \leq \Delta n / 2$.

Выберем для простоты функцию $f(\kappa)$ в виде

$$f(\kappa) = (\Delta\kappa)^{-1/2} \quad (|\kappa - \kappa_m| \leq \Delta\kappa / 2), \quad (22)$$

$$f(\kappa) = 0 \quad (|\kappa - \kappa_m| > \Delta\kappa / 2).$$

Пусть t много меньше времени расплывания пакетов. Тогда приближенно

$$A_n^{(1)}(t) = \left(\frac{2\pi}{\Delta\kappa}\right)^{1/2} \mathcal{D}(n_0 - n - v^{(2)}t) \exp[i(\kappa^0(n_0 - n) - E_c t)] \quad (23a)$$

$\mathcal{D}(n_0 - n - v^{(2)}t)$ - "размазанная" δ -функция.

$$\mathcal{D}(n_0 - n - v^{(2)}t) = (\Delta\kappa)^{1/2} \quad \text{при } (|n_0 - n - v^{(2)}t| \ll \Delta\kappa), \quad (24)$$

$$\mathcal{D}(n_0 - n - v^{(2)}t) = 0 \quad \text{при } (|n_0 - n - v^{(2)}t| \gg \Delta\kappa).$$

При $\Delta n \gg 2\sqrt{\gamma} / \Delta k$

$$\sum_{n=-\Delta n/2}^{\Delta n/2} \mathcal{D}(n_0 - n - v^{(2)}t) \cong \Theta(n_0 - n - v^{(2)}t), \quad (24a)$$

$$A_n^c(t) = -2 \left(\frac{2\sqrt{\gamma}}{\Delta k} \right)^{1/2} \frac{(\Gamma_1 | \frac{v^{(2)}}{v^{(2)}} | - \gamma)}{|v^{(2)} - 2v^{(2)}|} \exp[i(k^0 n_0 \cdot n) - E_c t]. \quad (23b)$$

В соответствии с формулами (23а, б) время t можно разбить на две части

$$T = T_0 + \Delta T, \quad (25)$$

$$T_0 = \sum_{n=-\Delta n/2}^{\Delta n/2} \int_0^t |A_n^c(t')|^2 dt', \quad (26)$$

$$\Delta T = \sum_{n=-\Delta n/2}^{\Delta n/2} \int_0^t [A_n^c(t') (A_n^0(t'))^* + (A_n^c(t'))^* A_n^0(t') + |A_n^c(t')|^2] dt'. \quad (27)$$

T_0 представляет собой время, которое возбуждения провели бы в области $|n| \leq \Delta n / 2$, если бы не было взаимодействия между ними.

При $|n_0 - v^{(2)}t| \gg \Delta n$

$$T_0 = \frac{\Delta n}{v^{(2)}} \Theta(n_0 - v^{(2)}t). \quad (26a)$$

T_0 равно классическому времени пролета расстояния Δn .

$$\begin{aligned} \Delta T = & - \frac{8\sqrt{\gamma}}{\Delta k} \frac{\Delta n}{v^{(2)}} \frac{(\Gamma_1 | \frac{v^{(2)}}{v^{(2)}} | - \gamma)}{v^{(2)} - 2v^{(2)}} \Theta(n_0 - v^{(2)}t) + \\ & + \frac{8\sqrt{\gamma}}{\Delta k} \Delta n \cdot t \frac{(\Gamma_2 | \frac{v^{(2)}}{v^{(2)}} | - \gamma)^2}{(v^{(2)} - 2v^{(2)})^2}. \end{aligned} \quad (27a)$$

В соответствии с условиями (20а), (20б) второй член гораздо меньше первого при $n_0 - v^{(2)}t > 0$. Таким образом, интерференция пакетов с плоской волной приводит к расталкиванию пакетов.

б) Различные фононы

В этом случае κ_1^0 , κ_2^0 и E_i определяются из системы трех уравнений:

$$E - E(\kappa_0 - \kappa_1) - \omega(\kappa_1) = 0, \quad (28a)$$

$$E - E(\kappa_0 - \kappa_2) - \omega(\kappa_2) = 0, \quad (28б)$$

$$E - E(\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2) - \omega(\kappa_1) - \omega(\kappa_2) = 0. \quad (28в)$$

Для $\tilde{M}(\kappa_0, E)$ получаем

$$\tilde{M}(\kappa_0, E) = \frac{1}{2} \frac{(B_1 + B_2)(Z + B_1)(Z + B_2) - (B_1 - B_2)Z}{Z^2 - B_1 B_2} \quad (4с)$$

Здесь $B_1 = -i \frac{2\gamma_1 A g^2(\kappa_1^0)}{|v_1^{(1)}|}$, $B_2 = -i \frac{2\gamma_1 A g^2(\kappa_2^0)}{|v_2^{(2)}|}$,

$$Z = \left(1 - \frac{v_1^{(2)}}{v_1^{(1)}} - \frac{v_2^{(2)}}{v_2^{(1)}}\right)(E - E_i) + i \left(\Gamma - \frac{v_1^{(2)}}{v_1^{(1)}} \Gamma_1 - \frac{v_2^{(2)}}{v_2^{(1)}} \Gamma_2\right),$$

$$v_{1,2}^{(1)} = \frac{\partial}{\partial \kappa} [E(\kappa_0 - \kappa) + \omega(\kappa)] \Big|_{\kappa = \kappa_{1,2}}, \quad v_{1,2}^{(2)} = \frac{\partial}{\partial \kappa} [E(\kappa_0 - \kappa_{2,1}^0 - \kappa) + \omega(\kappa)] \Big|_{\kappa = \kappa_{1,2}},$$

$$\Gamma_{1,2}^{(1)} = \Gamma(\kappa_0 - \kappa_{1,2}^0, E_i - \omega(\kappa_{1,2}^0)), \quad \Gamma^{(2)} = \Gamma(\kappa_0 - \kappa_1^0 - \kappa_2^0, E_i - \omega(\kappa_1^0) - \omega(\kappa_2^0)).$$

Аномалия теперь уже не будет представлять собой впадину лоренцевой формы, в общем, в аномальном участке будет два максимума и два минимума.

5. Заключение

"Интерференционные" аномалии, рассмотренные в настоящей работе, являются интересным свойством одномерных кристаллов. Положение их определяется (с точностью до A) только структурой экситонной и фононной зон. Для

расчета формы спектральной плотности в области аномалий должен быть учтен бесконечный ряд "пересекающихся" диаграмм.

Нужно отметить, что при высоких температурах аномальным будет самый важный участок в спектральной плотности - область вблизи энергии $E(k_0)$ (область резонанса в спектре поглощения). Расчет спектральной плотности в этом случае встречается значительные трудности.

Автор выражает благодарность В.В.Хижнякову за обсуждения.

Рукопись поступила в
издательский совет
10 августа 1970г.

П р и л о ж е н и е

Покажем, что при $T \rightarrow 0$ не все $\Gamma_p \rightarrow 0$, если $\tilde{M}(k_0, E)$ не содержит множителей $h(k_s)$. Выделим группу пунктирных линий (их число обозначим через \mathcal{S}), соответствующие которым импульсы входят в "нулевые" знаменатели только совместно друг с другом, но не с импульсами, не принадлежащими группе, причем выделенную группу нельзя разбить на две или несколько подгрупп, обладающих теми же свойствами.

Рассмотрим "скелетную" диаграмму \mathcal{S} -го порядка, содержащую пунктирные линии только выделенной группы.

Для того, чтобы после интегрирования по всем \mathcal{S} импульсам хотя бы в одном из получающихся выражений типа (4а) все Γ_p стремились к нулю при $T \rightarrow 0$, нужно, чтобы для "скелетной" диаграммы по крайней мере в $\mathcal{S}+1$ знаменателях мнимая часть стремилась к нулю (была бы пропорциональна $h(k_s)$) (\mathcal{S} знаменателей, которые при приравнении

к нулю служат уравнениями для определения значений K_2^0 в полюсах, и один, в который эти значения подставляются). Предположим, что "нулевыми" окажутся два соседних отрезка "скелетной" диаграммы: ρ -ый и $\rho+1$ -ый, и пусть вертикальное сечение, проходящее через $\rho+1$ -ый отрезок, пересекает на одну пунктирную линию больше, чем вертикальное сечение, проходящее через ρ -ый отрезок. Тогда в формуле (4) этим отрезкам будут соответствовать знаменатели

$$E - E(k_0 - \sum_{S(P)} K_{S(P)}) - \sum_{S(P)} \omega(K_{S(P)}) +$$

$$+ i \Gamma(k_0 - \sum_{S(P)} K_{S(P)}, E - \omega(K_{S(P)}))$$

и

$$E - E(k_0 - \sum_{S(P)} K_{S(P)} - K_c) - \sum_{S(P)} \omega(K_{S(P)}) - \omega(K_c) +$$

$$+ i \Gamma(k_0 - \sum_{S(P)} K_{S(P)} - K_c, E - \sum_{S(P)} \omega(K_{S(P)}) - \omega(K_c)),$$

где K_c - импульс, соответствующий пунктирной линии, вершина которой разделяет рассматриваемые отрезки. Если оба знаменателя обращаются в нуль при $E = E_i$, то всегда возможен распад экситона, обладающего импульсом $k_0 - \sum_{S(P)} K_{S(P)}$, с рождением фонона, обладающего импульсом K_c^0 , т.к. в первом порядке

$$\Gamma_{\rho,1} = \pi A \int g^2(k) (n(k)+1) \delta(E_i - E(k_0 - \sum_{S(P)} K_{S(P)} - k) - \omega(k)) dk + \text{член} \sim n(k).$$

Аналогично, всегда будет возможен распад экситона, обладающего импульсом $k_0 - \sum_{S(P+1)} K_{S(P+1)}$, с рождением фонона, если вертикальное сечение, проходящее через ρ -ый отрезок пересекает на одну пунктирную линию больше, чем вертикальное сечение, проходящее через $\rho+1$ -ый отрезок.

Таким образом для "скелетной" диаграммы из двух соседних "нулевых" отрезков одному обязательно соответствует $\Gamma_\rho \sim n(k) + 1$. На диаграмме ξ -го порядка может быть не больше ξ отрезков, среди которых нет ни одной пары соседних, поэтому только в ξ знаменателях Γ_ρ не может

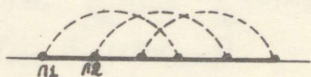
быть пропорционально $n(n+1)$.

Если на "нулевые" отрезки "скелетной" диаграммы ξ -го порядка попадают другие вершины, то это приводит только к тому, что среди $2\xi-1$ отрезков не все могут быть "нулевыми" (по определению), структура же "нулевых" знаменателей не изменится, следовательно, число знаменателей, в которых $\Gamma_p \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$, может только уменьшиться.

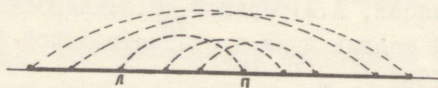
Л и т е р а т у р а

1. В.Федосеев, Preprint, FAI - 3 - 70, Tartu, 1970.
2. А.А.Абрикосов, Л.М.Горьков, И.Е.Дзялошинский, Методы квантовой теории поля в статистической физике, Физматгиз, 1962.
3. В.М.Агранович, Ю.В.Конобеев, ФТТ, 6, 83, 1964.
4. M.L.Goldberg, K.M.Watson, Collision Theory, John Wiley and Sons, Inc., New York, London, Sydney, 1964; (имеется перевод: М.Гольдберг, К.Ватсон, Теория столкновений, "Мир", Москва, 1967).
5. А.И.Базь, Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов, Рассеяния, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, "Наука", Москва, 1966.

Диаграммы



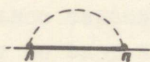
диаг. 1



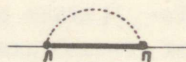
диаг. 2



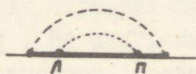
диаг. 3



диаг. 4а



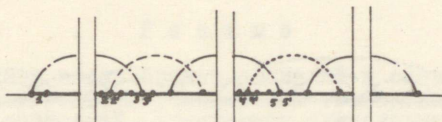
диаг. 4б



диаг. 4в



диаг. 4г



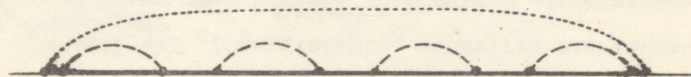
диаг. 5



диаг. 6а



диаг. 6б



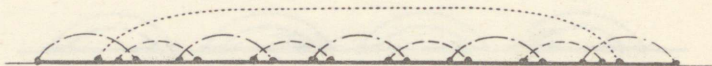
диаг. 6в



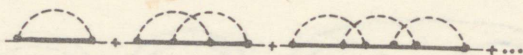
диаг. 7а



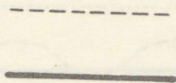
диаг. 76



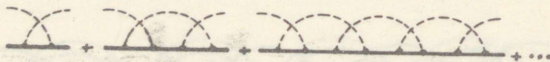
диаг. 7в



диаг. 8



диаг. 9а



диаг. 9б

Резюме

Проведено исследование аномалий в спектральной плотности экситона, обусловленных совпадением энергии нескольких состояний, обладающих одинаковым импульсом и состоящих из экситона и некоторого числа фононов.

Показано, что эти аномалии ("интерференционные") существенны лишь для одномерной модели кристалла в области однофононных процессов.

Определена структура диаграмм, которые должны быть приняты во внимание при исследовании "интерференционных" аномалий.

Рассмотрены простейшие "интерференционные" аномалии.

Summary

The study of the anomalies in the spectral density of the exciton due to the coincidence of the energy of several states which have a similar impulse and consist of the exciton and a number of phonons is carried out.

It is shown that these ("interferential") anomalies are essential only for the onedimensional crystal model in the region of one-phonon processes.

The structure of the diagrams is determined which have to be taken into account at studying "interferential" anomalies.

The simplest "interferential" anomalies are examined.

Цена 12 коп.

