

между статистически независимыми модами, что еще более осложняет структуру поля, приводя к его стохастизации (ср. [5]).

Данная картина, полученная на основании численного машинного анализа, качественно вполне согласуется с более ранними аналитическими расчетами [4]. С помощью программ, подготовленных в данной работе, можно во всех деталях воспроизвести численными методами полную весьма сложную структуру сверхизлучения как функцию геометрии и параметров среды, дополнив спектральный анализ матрицы распространения разработанной ранее программой расчета временной эволюции. Однако, к сожалению, пока неясен вопрос, является ли такой количественный анализ единственно приемлемым, или и на уровне тонкой структуры существуют адекватные качественные методы анализа, выводимые из точных уравнений динамики.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М., 1978, с. 175—194.
2. Vrehen Q. H. F., Hixspoor H. M., Gibbs H. M. Quantum beats in superfluorescence of cesium vapour.— Phys. Rev. Lett., 1977, 38, p. 764—766.
3. Ressayre E., Tallet A. Quantum theory for superfluorescence.— Phys. Rev. Lett., 1978, 30, p. 1239—1247.
4. Гришанин Б. А. Тезисы докладов IV Всес. конф. по ког. и нел. опт. Л., 1978; Коллективные квантовые особенности релаксации нелинейных поляритонных возбуждений.— Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1980, 20, № 2, с. 56—63.
5. Бразовский А. А. Канд. дис. Новосибирск, 1977, 155 с.

Поступила в редакцию  
26.07.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1980, т. 21, № 5

УДК 535.375.54

**В. М. ИВАНОВ, П. В. МИТЮШЕВ, А. Н. ПЕНИН**

### **РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ПОЛЯРИТОНАХ В ОБЛАСТИ НЕСВЯЗАННЫХ ДВУХЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИИ В КРИСТАЛЛЕ ФОРМИАТА ЛИТИЯ**

В предлагаемой работе сообщается об исследовании взаимодействия поляритонов с двухчастичными несвязанными состояниями (НС) методом спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) на поляритонах.

Кристалл формиата лития  $\text{LiHCOO} \cdot \text{H}_2\text{O}$  (LFMH) имеет группу симметрии  $mm2$ , оптически двуосен. Спектры СПР в LFMH описаны в работах [1, 2].

Несвязанные многочастичные состояния характеризуются двумя значениями квазиимпульса  $\hbar\mathbf{k}_1$  и  $\hbar\mathbf{k}_2$  [3]. Заметное взаимодействие НС с поляритоном, характеризуемым квазиимпульсом  $\hbar\mathbf{k}$ , имеет место в случае, когда векторная сумма  $\mathbf{k}' = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$  близка к волновому вектору поляритона  $\mathbf{k}$ . Причем условие

$$\mathbf{k}' \sim \mathbf{k}$$

может быть удовлетворено в принципе бесконечным множеством комбинаций  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ , величины которых меняются от 0 до размера первой зоны Бриллюэна решетки.

Ширина зоны несвязанных двухчастичных состояний, таким образом, определяется энергетическим диапазоном фононов, образовав-

ших НС, и их пространственной дисперсией во всей зоне Бриллюэна. Распределение интенсивности комбинационного рассеяния внутри зоны — частотно-волновая зависимость тензора комбинационного рассеяния — будет определяться функцией плотности состояния фононов также по всей зоне Бриллюэна.

Влияние зоны НС на поляритоны в спектрах СПР выражается в появлении немонотонного хода перестроечной кривой (перестроечная кривая — линия максимумов интенсивности рассеяния, определяемых условием

$$\frac{\partial P}{\partial \theta} \Big|_{\omega=\text{const}} = 0,$$

где  $\theta$  — угол рассеяния,  $\omega$  — частота рассеянной волны,  $P$  — интенсивность), что вызвано немонотонностью хода дисперсионной кривой поляритона  $k(\omega)$  внутри зоны НС. Кроме немонотонного хода кривой, характеризуемого участками с аномальной дисперсией ( $\frac{\partial k}{\partial \omega} < 0$ ) на дисперсионной кривой могут появляться разрывы. Согласно [4] частоты, соответствующие этим особенностям, совпадают с частотами точек Ван-Хова в распределении плотности состояний фононов.

В проведенном эксперименте на основании спектров СПР были определены дисперсионная кривая  $k(\omega)$  и показатель преломления для поляритона в частотной области 2000—2500  $\text{см}^{-1}$  при различных направлениях вектора  $\mathbf{k}$  относительно кристаллографических осей. Плоскость треугольника волновых векторов сигнала, поляритона и накачки совпадала с плоскостью  $ZOX$  (101) кристалла. Электрические векторы поляритона  $\mathbf{e}_p$  и сигнала  $\mathbf{e}_s$  были направлены вдоль оси  $OY$  кристалла и не меняли ориентации. Исследовалось изменение  $k(\omega)$  и  $n(\omega)$  при изменении угла  $\varphi$  между вектором  $\mathbf{k}$  и осью  $OZ$  кристалла. Поскольку направление электрических векторов поляритона и сигнала не меняется, все изменения в спектрах определяются изменением направления волнового вектора поляритона.

На рис. 1 изображены дисперсионные зависимости для трех значений угла  $\varphi$ : 68°, 79°, 82°. Для всех трех углов наблюдаются участки с разрывами и аномальной дисперсией, наиболее выраженные из которых имеют частоты 2277, 2300, 2325, 2350, 2360, 2370  $\text{см}^{-1}$  (ошибка измерения  $\pm 5 \text{ см}^{-1}$ ). Однако величины «скачков» дисперсионной кривой, характеризующие вклад данной особой точки в  $n_p$  (этот вклад определяет эффективную силу осциллятора данной особой точки), меняются в зависимости от угла  $\varphi$  (рис. 2). При этом суммарный вклад зоны НС остается неизменным. Основное влияние на  $n_p(\omega)$  и  $k(\omega)$  оказывают две особые точки, одна из которых имеет частоту 2370  $\text{см}^{-1}$  при всех значениях  $\varphi$ , а другая изменяет свою частоту от 2320  $\text{см}^{-1}$  при  $\varphi=68^\circ$  до 2300  $\text{см}^{-1}$  при  $\varphi=79^\circ$  и 2270  $\text{см}^{-1}$  при  $\varphi=82^\circ$ . При этом с ростом  $\varphi$  наблюдается рост влияния низкочастотной особой точки и уменьшение влияния высокочастотной.

Подобные аномалии в ходе дисперсионных кривых качественно объясняются в рамках теории В. М. Аграновича (см., например, [4]). Согласно этой теории при возмущении поляритона с фиксированным  $\mathbf{k}$  зоной НС величина отклонения частоты поляритона от невозмущенного состояния определяется выражением

$$\Delta\omega = \omega - \omega' \sim \Gamma^2(\mathbf{k}) I(\omega, \mathbf{k}),$$

где  $\omega'$  — частота возмущенного поляритона,  $\Gamma$  — константа ангармо-

низма, определяющая величину взаимодействия поляритона с НС,

$$I(\omega, \mathbf{k}) = V. p. \int \frac{g(\omega', \mathbf{k}) d\omega'}{\omega - \omega'},$$

$g(\omega', \mathbf{k})$  — функция плотности состояний в зоне НС.

В особых точках функции  $g(\omega, \mathbf{k})$  функция  $I(\omega, \mathbf{k})$  имеет экстремумы. Положение особых точек дисперсионной кривой, таким образом, определяется распределением плотности состояний фононов по зоне Бриллюэна и положением точек Ван-Хова. Зависимость частоты одной

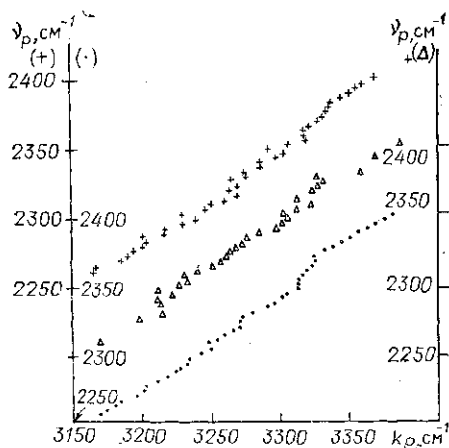


Рис. 1. Дисперсионные кривые формиата лития в области частот зоны НС при различных углах  $\varphi$  между волновым вектором поляритона и осью  $OZ$  кристалла:  $\varphi = 68^\circ$  ( $\cdot$ ),  $79^\circ$  ( $\Delta$ ) и  $82^\circ$  ( $+$ )

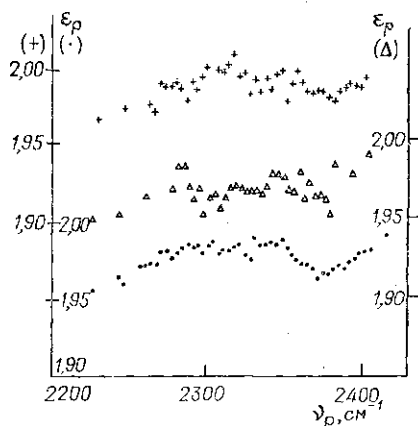


Рис. 2. Дисперсия диэлектрической проницаемости формиата лития в области частот зоны НС при различных углах  $\varphi$ :  $\varphi = 68^\circ$  ( $\cdot$ ),  $79^\circ$  ( $\Delta$ ) и  $82^\circ$  ( $+$ )

из особых точек от  $\varphi$  при отсутствии этой зависимости у других показывает, что наблюдаемая зона состоит из нескольких зон НС. А особая точка, меняющая свою частоту, образована фононами с заметной анизотропией. Величина вклада особой точки в  $n_p$  определяется функцией  $\Gamma(\mathbf{k})$  и зависит как от величины  $\mathbf{k}$ , так и от его направления.

Восстановление вида  $\Gamma(\mathbf{k})$  является трудной задачей ввиду того, что наблюдаемая зона НС представляет собой наложение зон, образованных различными парами фононов.

Применение теории [4] для описания структуры зоны НС и дисперсионной кривой в кристалле формиата лития, как и в других сложных кристаллах с большим числом атомов в элементарной ячейке, может носить только качественный характер.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акципетров О. А., Георгиев Г. М., Михайловский А. Г., Пенин А. Н., Митюшева И. В. Двухфононные состояния в спектре формиата лития.— Физ. тв. тела, 1975, 17, с. 2027—2030. Акципетров О. А., Китаева Г. Х., Пенин А. Н. Спонтанное параметрическое рассеяние света и рассеяние света на поляритонах в кристаллах формиата и дейтерированного формиата лития.— Физ. тв. тела, 1977, 19, № 1, с. 127—132.
2. Кузнецова Л. И., Кулевский Л. А., Поливанов Ю. Н., Прохоров К. А. Рассеяние света на поляритонах в кристалле формиата лития.— Квант. электроника, 1975, № 2, № 9, с. 2095—2098.

3. Агранович В. М. Эффекты сильного агармонизма в спектрах комбинационного рассеяния света.— В кн. А. Пулс, Ж. П. Матье. Колебательные спектры и симметрия кристаллов. М., 1973, с. 408—433.
4. Агранович В. М. Бифононы и ферми-резонанс на поляритонах в спектрах комбинационного рассеяния света.— В сб. Современные проблемы спектроскопии комбинационного рассеяния света. М., 1978, с. 12—23.

Поступила в редакцию  
07.09.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, т. 21, № 5

УДК 621.384.633

Л. А. САРКИСЯН

## УСКОРЕНИЕ В КОЛЬЦЕВОМ ЦИКЛОТРОНЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДО РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭНЕРГИЙ

В последние годы предложен ряд проектов ускорительных комплексов с целью получения тяжелых ионов (вплоть до урана) релятивистских энергий [1—4] для исследования фундаментальных свойств ядерной материи (например, ядра в сверхплотном состоянии [5]).

В работе [1] рассмотрен ускорительный комплекс тяжелых ионов, состоящий из источника ионов низкой зарядности (15 кэВ/нуклон), линейного ускорителя (0,6 МэВ/нуклон) и каскада из двух циклотронов, повышающих последовательно энергию всех ионов до 10 и 300 МэВ/нуклон. Заряд и число ионов в секунду в последней ступени следующие: уран — 73;  $1,4 \cdot 10^{13}$ ; ксенон — 46; криптон — 32; аргон — 17;  $3 \cdot 10^{14}$ . Вакуум  $10^{-7}$  мм рт. ст. Аналогичная схема ускорения принята в работе [2].

В работе [3] ускорительный комплекс состоит из источника ионов (15 кэВ/нуклон), линейного ускорителя (10 МэВ/нуклон) и двух синхротронов (ТИС'а и синхрофазотрона ОИЯИ), последовательно повышающих энергию ионов (250 и 3400 МэВ/нуклон для урана и 860 и 4100 МэВ/нуклон для ионов с  $A/z=2$ ). Особенность работы синхротрона ТИС'а состоит в одновременном ускорении ионов с переменной зарядностью. Радиус орбиты ТИС'а — 25 м. Максимальное число частиц в импульсе —  $10^8$ — $10^{11}$  при частоте циклов 1—3 Гц (ТИС) и 0,1 Гц (синхрофазотрон). Вакуум  $10^{-7}$  мм рт. ст. В работе [4] для получения тяжелых ионов с энергией до 1 ГэВ/нуклон (до урана включительно) рассмотрен ускорительный комплекс НУМАТРОН, состоящий из линейного ускорителя с энергией до 10 МэВ/нуклон, накопительного кольца и синхротрона. Средний ток ионов  $\sim 0,01$ — $0,001$  мкА (вакуум  $10^{-10}$  мм рт. ст.). Сопоставление проектов показывает, что достижимый средний ток ионов в циклотронах на  $\sim 2$ —3 порядка будет выше, чем в синхротронах. Что же касается конечной энергии, то она может быть увеличена от 200—500 МэВ/нуклон до 1—2 ГэВ/нуклон на основе кольцевого циклотрона с происхождением целых резонансов по радиальным бетатронным колебаниям ( $Q_r = 2, 3, 4, \dots$ ), предложенного автором в 1970 г. для генерации  $K$ -мезонов [6]. Моделирование динамики движения протонов по полным уравнениям на ЭВМ показало, что благодаря эффекту сильного после-резонансного затухания с ростом радиуса орбиты возбужденных в целом резонансе амплитуд свободных радиальных колебаний заряженных частиц в магнитном поле с пространственной вариацией возможно