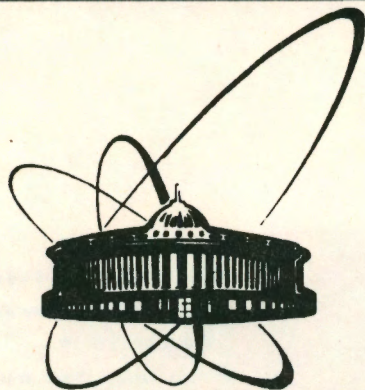


90-338



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Н 197

P17-90-338

Р.Г.Назмитдинов, А.В.Чижов

ДЕЙСТВИЕ СЖАТОГО СВЕТА
НА ВОЗБУЖДЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ

Направлено в журнал "Письма в ЖЭТФ"

1990

Недавние успехи в создании источников, позволяющих генерировать свет в сжатом состоянии [1,2], открывают возможность использования его уникальных свойств в спектроскопии твердых тел.

В настоящей работе мы рассмотрим основные эффекты, возникающие при действии интенсивного света в сжатом состоянии (накачка) на фоновые возбуждения в кристалле.

Простейший гамильтониан взаимодействия монохроматического света с кристаллом имеет вид [3]

$$H = \hbar\omega a^* a + \sum_q \left\{ \hbar\Omega_q b_q^* b_q - i\hbar D_q [a^* (b_q + b_q^*) - a (b_q + b_q^*)] \right\}, \quad (1)$$

где a^* (a) — операторы рождения (уничтожения) фотона, b^* (b) — соответствующие операторы поперечных фононов. Для простоты изложения мы ограничимся рассмотрением изотропного кристалла, в котором частоты Ω_q и константа взаимодействия D_q не зависят от поляризации. Отметим, что по математической структуре гамильтониан (1) является обобщением ряда стандартных моделей, используемых в квантовой оптике для исследования характеристик сжатого состояния света [4].

Будем считать, что в начальный момент времени t_0 свет находится в сжатом состоянии:

$$|\alpha, \xi\rangle = D(\alpha) S(\xi) |0\rangle,$$

$$S(\xi) = \exp\left\{\frac{1}{2}\xi^* a^2 - \frac{1}{2}\xi a^{*2}\right\}, \quad D(\alpha) = \exp\{\alpha a^* - \alpha^* a\}$$

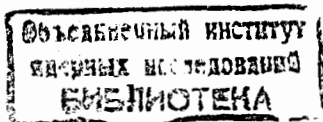
со средним числом фотонов

$$\langle a^* a \rangle_0 = \text{sh}^2 |\xi| + |\alpha|^2,$$

тогда как фононы находятся в состоянии теплового равновесия, которое описывается матрицей плотности

$$\rho = \prod_q \frac{\langle b_q^* b_q \rangle_0^{b_q^* b_q}}{(1 + \langle b_q^* b_q \rangle_0)^{1+b_q^* b_q}}$$

где



$$\langle b_q^* b_q \rangle_0 = \frac{1}{\exp\left\{\frac{\hbar\Omega_q}{k_B T}\right\} - 1},$$

и k_B — постоянная Больцмана, T — температура.

Исследуем эволюцию состояний системы (1), в частности, возможность перехода фононов в сжатое и субпуассоновское состояния. Отметим, что в субпуассоновском состоянии дисперсия числа квантов $\langle(\Delta n)^2\rangle$ меньше его среднего значения $\langle n \rangle$. Для определения характера состояния необходимо вычислить зависящие от времени дисперсии обобщенных импульсов $\langle(\Delta P_q)^2\rangle$ и координат $\langle(\Delta Q_q)^2\rangle$ фононов:

$$\langle(\Delta P_q)^2\rangle \equiv \langle P_q^2 \rangle - \langle P_q \rangle^2, \quad \langle(\Delta Q_q)^2\rangle \equiv \langle Q_q^2 \rangle - \langle Q_q \rangle^2, \quad (2)$$

$$P_q(t) = i \frac{b_q^*(t) - b_q(t)}{2}, \quad Q_q(t) = \frac{b_q^*(t) + b_q(t)}{2},$$

а также степень когерентности второго порядка [4]

$$g^{(2)}(t, t+\tau) = \frac{\langle b_q^*(t) b_q^*(t+\tau) b_q(t+\tau) b_q(t) \rangle}{\langle b_q^*(t) b_q(t) \rangle \langle b_q^*(t+\tau) b_q(t+\tau) \rangle}. \quad (3)$$

Здесь операторы рассматриваются в представлении Гейзенберга, а усреднение проводится со статистическим оператором начального состояния. Сжатому состоянию соответствует условие

$$\langle(\Delta O)^2\rangle < \frac{1}{4},$$

где $O \equiv P_q$ или Q_q ; а субпуассоновскому —

$$g^{(2)}(t, t+\tau) < 1.$$

Явная зависимость от времени операторов $b(b^*)$ определяется посредством канонического преобразования, приводящего гамильтониан (1) к диагональному виду,

$$\begin{aligned} b_q(t) &= U^* \alpha(t) - V \alpha^*(t) + \sum_p \left(G_{qp}^* \beta_p(t) - F_{qp} \beta_p^*(t) \right) = \\ &= u(t) a(0) + v(t) a^*(0) + \sum_p \left(g_{qp}(t) b_p(0) + f_{qp}(t) b_p^*(0) \right), \end{aligned}$$

где коэффициенты u , v , g_{qp} и f_{qp} являются функциями, зависящими от параметров взаимодействия гамильтониана и времени, и легко могут быть получены непосредственным вычислением. Вследствие того, что основную роль в рассматриваемом случае играют резонансные процессы взаимодействия света с фононами [5], в представленных расчетах мы ограничились учетом членов с $q = k$, где k — волновой вектор поля накачки.

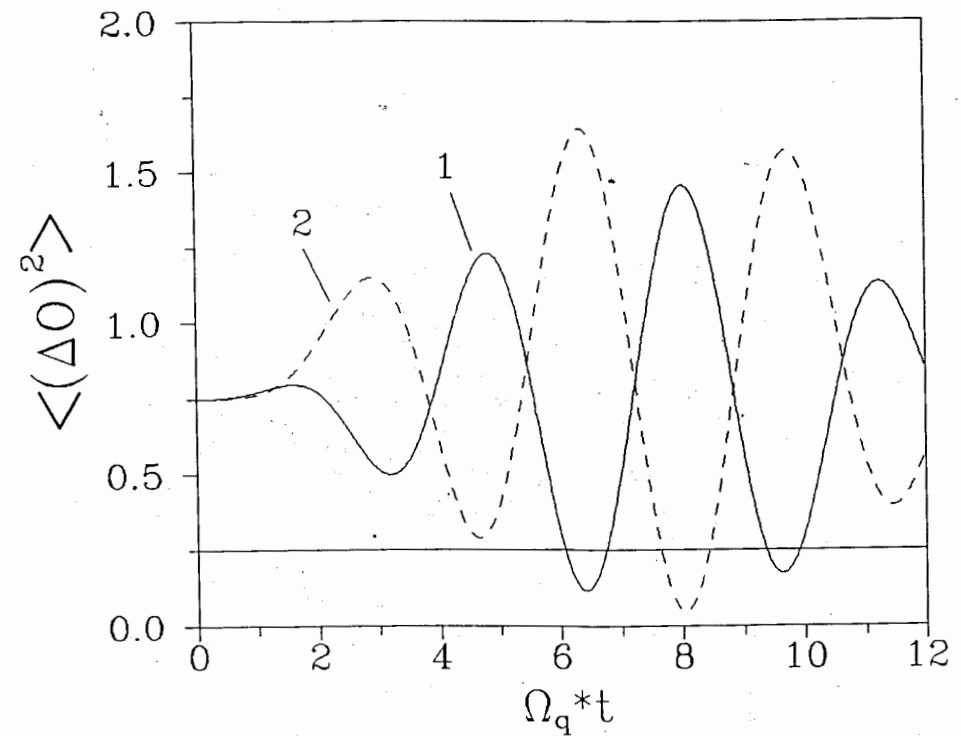
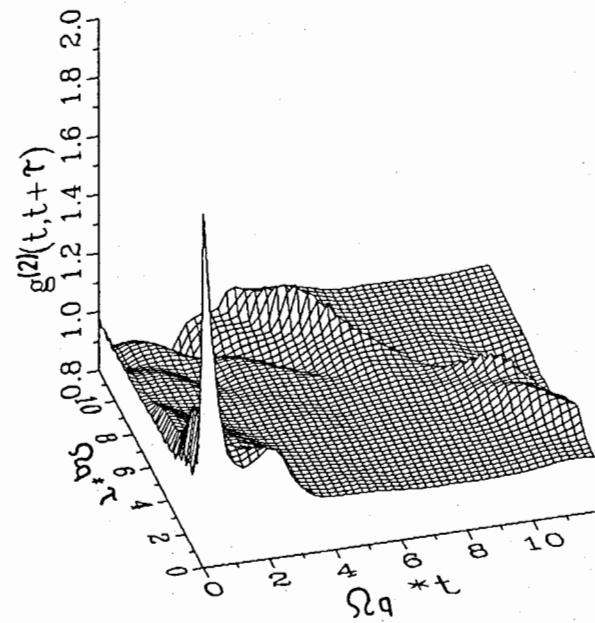
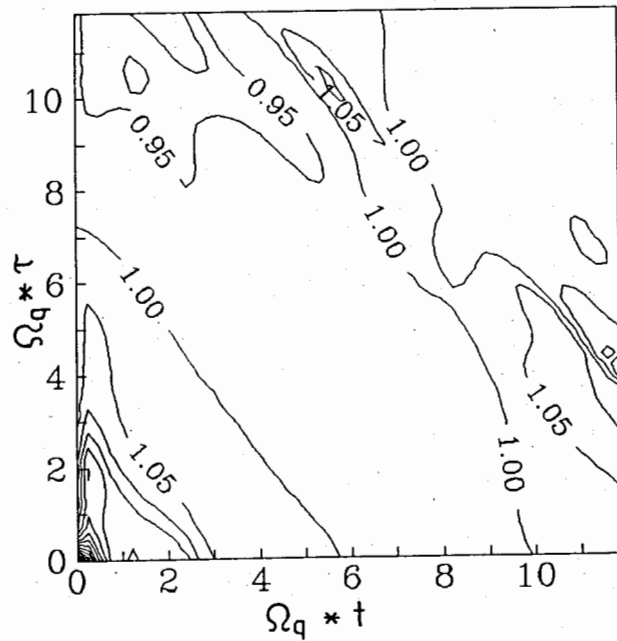


Рис. 1. Временная эволюция дисперсий обобщенной координаты (1) и импульса (2) для параметров системы $\omega = \Omega_q = 2,5$; $D_q = 0,5$ и начальных состояний полей $\langle a^* a \rangle_0 = 101$ ($\xi = \text{Arsh } 1$, $\alpha = 10$); $\langle b_q^* b_q \rangle_0 = 1$ ($\hbar\Omega_q/k_B T = \ln 2$).

Результаты расчетов, представленные на рис. 1, показывают появление сжатия как у обобщенной координаты, так и у обобщенного импульса фононов в процессе эволюции системы. Иначе говоря, в определенные периоды времени в системе возникают состояния с подавленными по сравнению с вакуумным состоянием флуктуациями данных величин. Что свидетельствует о возникновении специфического упорядочения колебательного движения ионов кристалла. Расчет корреляционной функции (3) показывает (см. рис. 2), что взаимодействие со сжатым светом приводит к изменению статистических свойств фононов. Стартуя от хаотического (суперпуассоновского) состояния, в процессе эволюции система в определенные отрезки времени может перейти в субпуассоновское состояние. При этом субпуассоновскому поведению корреляционной функции (3) отвечает сжатое состояние (см. рис. 1 и 2). Так как субпуассоновское состояние обладает весьма малыми флуктуациями числа фотонов [4], т.е. близко к состоя-



а



б

Рис. 2. зависимость корреляционной функции фононов от времени и временной задержки (а) и ее топограмма (б) при тех же параметрах, что и на Рис. 1.

нию фока, то имеет место стремление системы к состоянию фононного конденсата (на резонансной частоте). Переход фононов в такое состояние вследствие фотон-фононной корреляции можно наблюдать по характеру люминесценции.

Авторы выражают глубокую благодарность А.С.Шумовскому за плодотворные обсуждения и поддержку.

Литература

1. Slusher R.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **55**, 2409.
2. Wu L. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, **7**, 2520.
3. Ильинский Ю.А., Келдыш Л.В. Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом. М.: издательство МГУ, 1989.
4. Перина Я. Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений. М.: Мир, 1987.
Килин С.Я. Квантовая оптика. Поля и их детектирование. Минск: Наука і техника, 1990.
5. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 мая 1990 года.

Назмитдинов Р.Г., Чижов А.В.
Действие сжатого света
на возбуждения в кристалле

P17-90-338

Установлена зависимость квантовых флуктуационных и статистических свойств поляритонов от начальных условий и параметров взаимодействия.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1990

Перевод авторов

Nazmitdinov R.G., Chizhov A.V.
An Influence of Squeezed Light
on Excitations in a Crystal

P17-90-338

The dependence of quantum fluctuations and statistical properties of polaritons on initial conditions and interaction parameters is determined.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1990