

ДЕЙСТВИЕ СЖАТОГО СВЕТА НА ВОЗБУЖДЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ

Р. Г. Назмитдинов, А. В. Чижов

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

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 фононные возбуждения в кристалле.

Простейший гамильтониан взаимодействия монохроматического света с кристаллом имеет вид ³:

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

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

$$\langle b_q^+ b_q \rangle_0 = \frac{1}{\exp\{\hbar\Omega_q/k_B T\} - 1},$$

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 $\langle (\Delta Q_q)^2 \rangle$

$$\begin{aligned} \langle (\Delta P_q)^2 \rangle &\equiv \langle P_q^2 \rangle - \langle P_q \rangle^2, & \langle (\Delta Q_q)^2 \rangle &\equiv \langle Q_q^2 \rangle - \langle Q_q \rangle^2, \\ P_q(t) &= i \frac{b_q^+(t) - b_q(t)}{2}, & Q_q(t) &= \frac{b_q^+(t) + b_q(t)}{2}, \end{aligned} \quad (2)$$

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,

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

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 фононами⁵, в представленных расчетах мы ограничились учетом членов с $q = k$, где k – волновой вектор поля накачки.

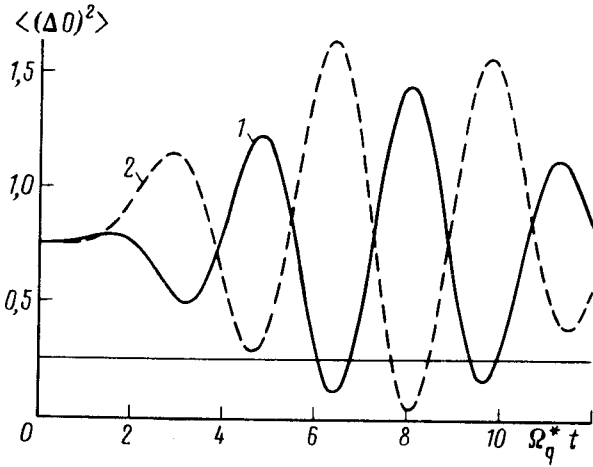


Рис. 1. Временная эволюция дисперсий обобщенных координаты (1) и импульса (2) для параметров системы $\omega = \Omega_q = 2,5$; $D_q = 0,5$ и начальных состояний поля $\langle a^+ a \rangle_0 = 101$ ($\xi = \text{Arsh } 1$, $\alpha = 10$); $\langle b_q^+ b_q \rangle_0 = 1$ ($\hbar \Omega_q / k_B T =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

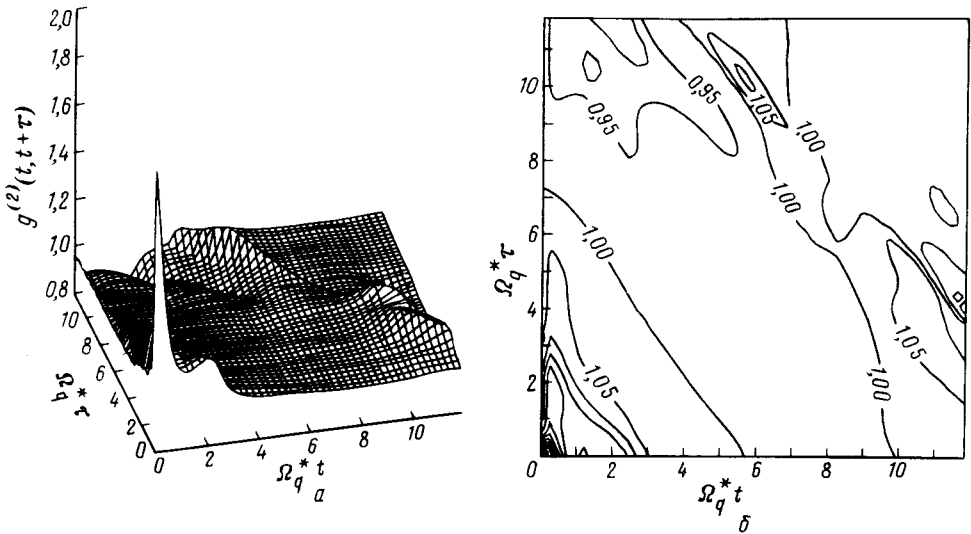


Рис. 2. Зависимость корреляционной функции фононов от времени и временной задержки (а) и ее топограмма (б) при тех же параметрах, что и на рис. 1

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 рис. 2). Так

как субпуассоновское состояние обладает весьма малыми флуктуациями числа фотонов ⁴, т.е. близко к состоянию 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. *Shusher 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: Навука і тэхніка, 1990.
5. *Агранович В.М., Гинзбург В.Л.* Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1965.