объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р17-85-938

Н.Н.Боголюбов (мл.), Е.К.Башкиров, Фам Ле Киен,
А.С.Шумовский

ДИНАМИКА СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ В ДВУХУРОВНЕВЫХ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ В КРИСТАЛЛЕ

Направлено в журнал "Теоретическая и
математическая физика"

1985

Обычно при исследовании сверхизлучения в двухуровневых макроскопических системах используют модели жестко закрепленных излучателей [I,2] либо представление о максвелловском газе излучателей [3,4]. Вместе с тем, в реальных кристаллах всегда существуют собственные колебания излучателей. В последнее время был выполнен ряд экспериментов по генерации сверхизлучения в примесных кристаллах [5-8]. В связи с интерпретацией этих экспериментов представляет интерес рассмотреть влияние рассеяния Мандельштама - Бриллюэна на параметры сверхизлучательных систем. Такая задача представляет интерес также в связи с проблемой создания сверхизлучательного лазера с сегнетоэлектрическим рабочим телом [9], в частности, для детектирования гравитационных волн [I0].

В теории сверхизлучения известна модель Томпсона [II,I2], в которой вклад за счет рассеяния света на фононах определяется в первом порядке разложения плотности по относительным смещениям ионов. В работах [II,I2] рассматривались лишь равновесные свойства такой модели. В нашей предыдущей работе [I3] для описания динамических свойств такой системы развивался метод частичного исключения бозонных переменных, предложенный в работе [I4]. В настоящей работе мы подробно исследуем процесс коллективного излучения в такой системе, а также рассмотрим влияние процессов излучения на динамику фононной подсистемы в кристалле.

Гамильтониан модели Томпсона имеет вид [II-I2]

$$
\begin{aligned}
H &= H_M + H_F + H_{MF}, \\
H_M &= \sum_f \hbar\omega_0 R_f^z + \sum_q \hbar\Omega_q b_q^+ b_q, \\
H_F &= \sum_k \hbar\omega_k a_k^+ a_k, \\
H_{MF} &= \sum_{k,f} g_k \left(a_k R_f^+ + a_k^+ R_f^-\right)\left\{1 + \frac{1}{\sqrt{N}}\sum_q \left(K_q b_q + K_q^* b_q^+\right)\right\}.
\end{aligned}
\tag{I}
$$

Здесь индекс f нумерует излучатели, расположенные в узлах кристаллической решетки ($f = 1, \ldots, N$); ω_0 - частота двухуровневого перехода в излучателе; $R_f^{\pm}$, R_f^{z} - операторы, описывающие f-излучатель; $a_k^+ (a_k)$ - оператор рождения (уничтожения) фотона с частотой ω_k, импульсом k и поляризацией e_ν, $b_q^+ (b_q)$ - оператор рождения (уничтожения) фонона с частотой Ω_q, импульсом q и поляризацией e_μ. Параметр диполь-фотонной связи имеет вид

$$g_k = \sqrt{\frac{2\pi \rho \hbar}{N \omega_k}} \langle + | j e_\nu | - \rangle ,$$

где j - оператор плотности тока перехода между верхним (+) и нижним (-) уровнями и ρ - плотность излучателей. Параметр диполь-фононной связи есть

$$K_q = \frac{k e_\mu}{\sqrt{2 M_i \Omega_q / \hbar}} ,$$

где M_i - масса иона. Подчеркнем, что в гамильтониане (I) подразумевается суммирование как по акустическим, так и по оптическим ветвям фононного спектра.

Следуя работе [I4], обозначим через $\mathcal{D}_t$ статистический оператор системы с гамильтонианом (I), удовлетворяющий уравнению Лиувилля

$$i\hbar \frac{\partial \mathcal{D}_t}{\partial t} = [H_t, \mathcal{D}_t] \tag{2}$$

с начальными условиями вида

$$\begin{gathered} \mathcal{D}_{t_0} = \rho(M)\, \mathcal{D}(F) , \\ \mathcal{D}(F) = e^{-H_F/\Theta} \Big/ \operatorname*{Sp}_{(F)} e^{-H_F/\Theta} , \\ \operatorname*{Sp}_{(M)} \rho(M) = 1 , \end{gathered} \tag{3}$$

соответствующими равновесному состоянию электромагнитного поля в момент времени $t = t_0$, причем взаимодействие поля с излучателями считается включенным в начальный момент времени t_0. Из (2) и (3) следует, что $\operatorname*{Sp}_{(M,F)} \mathcal{D}_t = 1$ и имеет место обычная нормировка для статистического оператора $\mathcal{D}_t$.

Пусть $\mathcal{O}(M)$ - произвольный оператор, действующий на собственные функции гамильтониана (I) только как на функции переменных, относящихся к системе излучателей и фононов. Уравнение движения для

среднего значения оператора $\mathcal{O}(M)$ в представлении Гейзенберга с помощью метода исключения бозонных переменных [I4] можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} &\frac{d}{dt} \langle \mathcal{O}_t \rangle + (i\hbar)^{-1} \langle [H_{M_t}, \mathcal{O}_t] \rangle = \\ &= \sum_k (g_k^2/\hbar^2) \int_{-\infty}^{t} d\tau\, e^{-i\omega_k (t-\tau)} \operatorname*{Sp}_{(M,F)} \Big\{ N_k \sum_{ff'} R_f^-(\tau) \times \\ &\times \Big\{ 1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q \big(K_q b_q(\tau) + K_q^* b_q^+(\tau) \big) \Big\} [\mathcal{O}_t, R_{f'}^+(t) \times \\ &\times \Big\{ 1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{q'} \big(K_{q'} b_{q'}(t) + K_{q'}^* b_{q'}^+(t) \big) \Big\}] + (1 + N_k) \sum_{ff'} [R_f^+(t) \times \\ &\times \Big\{ 1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q \big(K_q b_q(t) + K_q^* b_q^+(t) \big) \Big\}, \mathcal{O}_t] R_f^-(\tau) \times \\ &\times \Big\{ 1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{q'} \big(K_{q'} b_{q'}(\tau) + K_{q'}^* b_{q'}^+(\tau) \big) \Big\} \Big\} \mathcal{D}_{t_0} + \\ &+ \sum_k (g_k^2/\hbar^2) \int_{-\infty}^{t} d\tau\, e^{i\omega_k (t-\tau)} \operatorname*{Sp}_{(M,F)} \Big\{ N_k \sum_{ff'} [R_f^-(t) \times \\ &\times \Big\{ 1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q \big(K_q b_q(t) + K_q^* b_q^+(t) \big) \Big\}, \mathcal{O}_t] R_{f'}^+(\tau) \times \\ &\times \Big\{ 1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{q'} \big(K_{q'} b_{q'}(\tau) + K_{q'}^* b_{q'}^+(\tau) \big) \Big\} + (1 + N_k) \sum_{ff'} R_f^+(\tau) \times \\ &\times \Big\{ 1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q \big(K_q b_q(\tau) + K_q^* b_q^+(\tau) \big) \Big\} [\mathcal{O}_t, R_{f'}^-(t) \times \\ &\times \Big\{ 1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{q'} \big(K_{q'} b_{q'}(t) + K_{q'}^* b_{q'}^+(t) \big) \Big\} \Big\} \mathcal{D}_{t_0} , \end{aligned} \tag{4}$$

где $N_k = \exp(-\hbar\omega_k/2\Theta)/2\,\mathrm{sh}(\hbar\omega_k/2\Theta)$ и Θ - начальная температура газа фотонов.

Чтобы избавиться от интегралов в правой части уравнения (4), сделаем предположение о малости взаимодействия с фотонным полем, в силу которого

$$\begin{gathered} R_f^{\pm}(\tau) \cong R_f^{\pm}(t)\, e^{\mp i\omega_0 (t-\tau)} , \\ b_q^{\pm}(\tau) \cong b_q^{\pm}(t)\, e^{\mp i\Omega_q (t-\tau)} . \end{gathered}$$

Теперь уравнение (4) преобразуется к виду

$$
\begin{aligned}
&\frac{d}{dt}\langle \mathcal{O}_t\rangle + (i\hbar)^{-1}\langle [H_{M_t}, \mathcal{O}_t]\rangle = \\
&= \gamma_+ \sum_{ff'} \langle R_f^-[\mathcal{O}, R_{f'}^+]\rangle + \gamma_- \sum_{ff'}\langle [R_f^+, \mathcal{O}] R_{f'}^-\rangle + \\
&+ \gamma_- \sum_{ff'} \langle R_f^+[\mathcal{O}, R_{f'}^-]\rangle + \gamma_+ \sum_{ff'}\langle [R_f^-, \mathcal{O}] R_{f'}^+\rangle + \\
&+\sum_{kqq'ff'} \tilde{\gamma}_+^{q} N^{-1} K_q K_{q'}^* \langle R_f^- b_q [\mathcal{O}, R_{f'}^+ b_{q'}^+]\rangle + \\
&+\sum_{kqq'ff'} \tilde{\gamma}_+^{q'} N^{-1} K_q K_{q'}^* \langle [R_f^- b_q, \mathcal{O}] R_{f'}^+ b_{q'}^+\rangle + \\
&+\sum_{kqq'ff'} \tilde{\gamma}_-^{q'} N^{-1} K_q K_{q'}^* \langle [R_f^+ b_q, \mathcal{O}] R_{f'}^- b_{q'}^+\rangle + \\
&+\sum_{kqq'ff'} \tilde{\gamma}_-^{q} N^{-1} K_q K_{q'}^* \langle R_f^+ b_q [\mathcal{O}, R_{f'}^- b_{q'}^+]\rangle + \\
&+\sum_{kqq'ff'} \tilde{\tilde{\gamma}}_+^{q} N^{-1} K_q^* K_{q'} \langle R_f^- b_q^+ [\mathcal{O}, R_{f'}^+ b_{q'}]\rangle + \\
&+\sum_{kqq'ff'} \tilde{\tilde{\gamma}}_+^{q'} N^{-1} K_q^* K_{q'} \langle [R_f^- b_q^+, \mathcal{O}] R_{f'}^+ b_{q'}\rangle + \\
&+\sum_{kqq'ff'} \tilde{\tilde{\gamma}}_-^{q'} N^{-1} K_q^* K_{q'} \langle [R_f^+ b_q^+, \mathcal{O}] R_f^- b_{q'}\rangle + \\
&+\sum_{kqq'ff'} \tilde{\tilde{\gamma}}_-^{q} N^{-1} K_q^* K_{q'} \langle R_f^+ b_q [\mathcal{O}, R_{f'}^- b_{q'}^+]\rangle .
\end{aligned}
\qquad (5)
$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$
\begin{aligned}
&\gamma_+ = \pi \sum_k (N_k/\hbar^2) g_k^2\, \delta(\omega_k - \omega_0), \\
&\gamma_- = \pi \sum_k \{(1+N_k)/\hbar^2\} g_k^2\, \delta(\omega_k - \omega_0), \\
&\tilde{\gamma}_+^{qk} = \pi (N_k/\hbar^2) g_k^2\, \delta(\omega_k - \omega_0 - \Omega_q), \\
&\tilde{\gamma}_-^{qk} = \pi \{(1+N_k)/\hbar^2\} g_k^2\, \delta(\omega_k - \omega_0 - \Omega_q), \\
&\tilde{\tilde{\gamma}}_+^{qk} = \pi (N_k/\hbar^2) g_k^2\, \delta(\omega_k - \omega_0 + \Omega_q), \\
&\tilde{\tilde{\gamma}}_-^{qk} = \pi \{(1+N_k)/\hbar^2\} g_k^2\, \delta(\omega_k - \omega_0 + \Omega_q).
\end{aligned}
\qquad (6)
$$

При выводе (5) из (4) мы пренебрегли быстроосциллирующими членами вида $R_f^\pm R_{f'}^\pm$, $b_q R_f^\pm R_{f'}^\mp$, $b_q^+ R_f^\pm R_{f'}^\mp$, $b_q^+ b_{q'}^+$, $b_q b_{q'}$. Полагая далее $\mathcal{O} = R_z \equiv \sum_f R_f^z$, $\sum_{f\neq f'} R_f^+ R_{f'}^-$, $b_q^+ b_q$, получим с учетом расщеплений

$$
\begin{aligned}
&\langle b_q^+ b_{q'} R_f^z R_{f'}^\pm R_{f''}^\mp\rangle = n_q \langle R_f^z R_{f'}^\pm R_{f''}^\mp\rangle\, \delta_{qq'}, \\
&\langle R_f^z R_{f'}^\pm R_{f''}^\mp\rangle = \langle R_f^z\rangle\langle R_{f'}^\pm R_{f''}^\mp\rangle, \quad (f\neq f', f''), \\
&\langle b_q^+ b_{q'} R_f^\pm R_{f'}^\mp\rangle = n_q\langle R_f^\pm R_{f'}^\mp\rangle\, \delta_{qq'} \\
&\langle b_q b_{q'}^+ R_f^\pm R_{f'}^\mp\rangle = (1+n_q)\langle R_f^\pm R_{f'}^\mp\rangle\, \delta_{qq'}, \\
&n_q = \langle b_q^+ b_q\rangle
\end{aligned}
$$

системы самосогласованных уравнений, описывающих динамику системы излучатели + фононы:

$$
\begin{aligned}
\frac{d}{dt}\langle R_z\rangle = &\Big\{\Gamma_+ + N^{-1}\sum_q\big[\tilde{\Gamma}_+^q(1+n_q) + \tilde{\tilde{\Gamma}}_+^q n_q\big]\Big\}\Big(\frac{N}{2} - \langle R_z\rangle\Big) - \\
&- \Big\{\Gamma_- + N^{-1}\sum_q\big[\tilde{\Gamma}_-^q(1+n_q) + \tilde{\tilde{\Gamma}}_-^q n_q\big]\Big\}\Big(\frac{N}{2} + \langle R_z\rangle\Big) + \\
&+\Big\{\Gamma_+ - \Gamma_- + N^{-1}\sum_q\big[(\tilde{\Gamma}_+^q - \tilde{\Gamma}_-^q)(1+n_q) + (\tilde{\tilde{\Gamma}}_+^q - \tilde{\tilde{\Gamma}}_-^q) n_q\big]\Big\} \times \\
&\times \sum_{f\neq f'}\langle R_f^+ R_{f'}^-\rangle,
\end{aligned}
\qquad (7)
$$

$$
\begin{aligned}
\frac{dn_q}{dt} = &N^{-1}\big\{\tilde{\Gamma}_+^q(1+n_q) - \tilde{\tilde{\Gamma}}_+^q n_q\big\}\Big(\frac{N}{2} - \langle R_z\rangle\Big) + \\
&+N^{-1}\big\{\tilde{\tilde{\Gamma}}_-^q(1+n_q) - \tilde{\Gamma}_-^q n_q\big\}\Big(\frac{N}{2} + \langle R_z\rangle\Big) + \\
&+N^{-1}\big\{(\tilde{\Gamma}_+^q + \tilde{\tilde{\Gamma}}_-^q)(1+n_q) - (\tilde{\tilde{\Gamma}}_+^q + \tilde{\Gamma}_-^q) n_q\big\}\sum_{f\neq f'}\langle R_f^+ R_{f'}^-\rangle,
\end{aligned}
\qquad (8)
$$

$$
\frac{d}{dt}\sum_{f\neq f'}\langle R_f^+ R_{f'}^-\rangle = -2\langle R_z\rangle \frac{d}{dt}\langle R_z\rangle . \qquad (9)
$$

Здесь $\Gamma_\pm = 2\gamma_\pm$, $\tilde{\Gamma}_\pm^q = 2\sum_k \tilde{\gamma}_\pm^{qk}|K_q|^2$, $\tilde{\tilde{\Gamma}}_\pm^q = 2\sum_k \tilde{\tilde{\gamma}}_\pm^{qk}|K_q|^2$.

Из уравнения (9) получаем

$$\sum_{f\neq f'}\langle R_f^+ R_{f'}^- \rangle = C - \langle R_z\rangle^2 , \qquad (10)$$

где C - константа, определяемая начальными условиями. Выберем в качестве начального состояния атомной системы такое состояние, в котором все излучатели полностью инвертированы и поперечная макроскопическая поляризация системы равна нулю, т.е. $\langle R_f^z\rangle_0 = \frac{1}{2}$ и $\langle R_f^+ R_{f'}^-\rangle_0 = 0$. Тогда $C = N^2/4$.

Таким образом, мы получили замкнутую систему самосогласованных уравнений, описывающую сверхизлучательный процесс в диполь-фононной системе. Найти аналитическое решение системы уравнений (7)-(9) в общем случае не представляется возможным. Поэтому рассмотрим некоторые частные случаи, когда такие аналитические решения могут быть получены.

Пусть в начальный момент времени $t=t_0$ фононное поле характеризуется равновесным статистическим оператором

$$\rho_{ph} = \exp\{-\beta\sum_q \hbar\Omega_q b_q^+ b_q\} / Sp\exp\{-\beta\sum_q \hbar\Omega_q b_q^+ b_q\}, \ \beta = \Theta^{-1}.$$

Пренебрежем обратным влиянием электромагнитного поля на фононное поле кристалла, предполагая, что фононное поле достаточно сильное и мало возмущается излучением. В этом случае мы можем считать, что число фононов в каждой моде остается неизменным в процессе сверхизлучения: $n_q = const$. Тогда нетрудно исследовать влияние фононного поля на динамику излучения и поглощения света кристаллом. Из (7), (10) в случае $n_q = const$ получаем

$$\frac{dx}{dt} = (\gamma_1-\gamma_2)\frac{N}{2} - (\gamma_1+\gamma_2)x + N^2(\gamma_1-\gamma_2)\left(\frac{1}{4}-N^{-2}x^2\right). \qquad (11)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$x = \langle R_z\rangle, \quad \gamma_1 = \Gamma_+ + N^{-1}\sum_q\left[\tilde\Gamma_+^q(1+n_q) + \tilde{\tilde\Gamma}_+^q n_q\right],$$

$$\gamma_2 = \Gamma_- + N^{-1}\sum_q\left[\tilde\Gamma_-^q(1+n_q) + \tilde{\tilde\Gamma}_-^q n_q\right].$$

Решение уравнения (11) есть

$$\left|\frac{x-x_1}{x-x_2}\right| = e^{\varphi(t-t_D)}, \qquad (12)$$

где $\varphi = \left[N^2(\gamma_2-\gamma_1)^2 + 2N(\gamma_2-\gamma_1)^2 + (\gamma_1+\gamma_2)^2\right]^{1/2}$,

$x_{1,2} = \frac{\gamma_1+\gamma_2\pm\varphi}{2(\gamma_2-\gamma_1)}$ - корни многочлена второй степени, стоящего в правой части уравнения (11).

Постоянная t_D может быть найдена из начальных условий. Легко заметить, что $x_1 > N/2 > 0 > x_2$. Для области $x > x_2$, соответствующей процессам излучения в системе, решение (12) принимает вид

$$x = x_2 + \frac{x_1-x_2}{1+\exp\{\varphi(t-t_D)\}}, \qquad (13)$$

где $$t_D = \frac{1}{\varphi}\ln\frac{x_0-x_2}{x_1-x_0}, \qquad (x_0 = x(t_0)) \qquad (14)$$

есть время задержки сверхизлучательного импульса.

Учитывая, что интенсивность излучения фотонов (на резонансной, суммарной и разностной частотах) определяется соотношением

$$I = \frac{d}{dt}\sum_k \hbar\omega_k\langle a_k^+ a_k\rangle = -\hbar\Omega\frac{dx}{dt},$$

имеем

$$I(t) = \hbar\Omega\frac{x_1-x_2}{4}\varphi\,\mathrm{sech}^2\frac{\varphi}{2}(t-t_D). \qquad (15)$$

Отсюда видно, что учет рассеяния света на фононах ведет к ускорению процессов излучения за счет вклада переходов с участием фононов. Соответственно из (14) следует, что время задержки уменьшается. Оценим вклад фононов в динамику процесса. Для простоты предположим, что в начальный момент времени в системе нет фотонов, т.е. все $N_k = 0$ (случай спонтанного коллективного излучения). Тогда в уравнении (11) $\gamma_1 = 0$. Представим коэффициент γ_2 в следующем виде

$$\gamma_2 = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{T}, \qquad (16)$$

где $\tau^{-1} = \Gamma_-$,

$$T^{-1} = N^{-1}\sum_q\left[\tilde\Gamma_-^q(1+n_q) + \tilde{\tilde\Gamma}_-^q\right].$$

Параметр τ имеет смысл времени спонтанного распада отдельного излучателя, а добавка T возникает за счет диполь-фононного взаимодействия. Переходя в (I6) от суммирования к интегрированию по K, получим

$$\tau^{-1} = \frac{4}{3}\frac{\omega_0^3 d^2}{\hbar c^3},$$

$$\Gamma_-^q = \frac{2}{9}\frac{\omega_0^2 d^2}{M\Omega_q c^5}\left(\omega_0+\Omega_q\right)^3, \qquad (I7)$$

$$\tilde{\tilde{\Gamma}}{}_-^q = \frac{2}{9}\frac{\omega_0^2 d^2}{M\Omega_q c^5}\left(\omega_0-\Omega_q\right)^3.$$

С помощью выражений (I6),(I7) находим

$$T^{-1} = \frac{2\omega_0^2 d^2}{9MNc^5}\sum_q \frac{(1+n_q)(\omega_0+\Omega_q)^3 + n_q(\omega_0-\Omega_q)^3}{\Omega_q}. \qquad (I8)$$

Предполагая наличие лишь одной оптической моды с частотой

$$\Omega_q = \begin{cases} \Omega & q \le q_m \\ 0 & q > q_m \end{cases}$$

и заменяя в (I8) суммирование интегрированием по q, получим

$$T^{-1} = \frac{\omega_0^5 d^2 \rho^{-1}}{9\pi^2 M\Omega c^5}\, q_m^3 \operatorname{cth}\frac{1}{2}\beta\Omega.$$

Тогда

$$\tau/T = \frac{\rho^{-1} q_m^3}{12\pi^2}\left(\frac{\hbar\omega_0}{Mc^2}\right)\left(\frac{\hbar\omega_0}{\hbar\Omega}\right)\operatorname{cth}\frac{1}{2}\beta\Omega. \qquad (I9)$$

Для молекулярных кристаллов, как показывают оценки, $\tau/T \ll 1$ /I5/. Это означает, что излучение на суммарной и разностной частотах не ведет к заметному изменению общей интенсивности излучения.

Представляет интерес также исследование влияния излучения на фононное поле. Поскольку для реальной экспериментальной ситуации $\tau/T \ll 1$, мы можем при исследовании динамики фононов использовать в правой части уравнения (8) для переменной X $(X \equiv \langle R_z \rangle)$ решение (I3). Ограничимся, как и в предыдущем случае, рассмотрением процесса спонтанного коллективного излучения $(N_k = 0)$. В этом случае выражение (I3) примет вид

$$X = -\frac{N}{2} + \frac{1+N}{1+\exp\{\gamma_2(1+N)(t-t_D)\}},$$

$$t_D = \tau_R \ln N, \quad \tau_R = 1/\gamma_2(1+N).$$

Уравнение (8) для среднего числа фононов n_q для случая коллективного спонтанного распада есть

$$\frac{d}{dt}n_q = (\alpha_q - \beta_q n_q)\frac{1}{4}(1+N)^2 \operatorname{sech}^2 (t-t_D)/2\tau_R, \qquad (20)$$

где $\alpha_q = N^{-1}\tilde{\tilde{\Gamma}}{}_-^q$, $\beta_q = N^{-1}\left(\Gamma_-^q - \tilde{\tilde{\Gamma}}{}_-^q\right)$.

Отсюда

$$n_q(t) = \frac{\alpha_q}{\beta_q} + \left[n_q(0) - \frac{\alpha_q}{\beta_q}\right]\times \qquad (21)$$

$$\times\exp\left\{-\frac{\beta_q(1+N)}{2\gamma_2}\left[\operatorname{th}\frac{t-t_D}{2\tau_R} + \operatorname{th}\frac{t_D}{2\tau_R}\right]\right\}.$$

При $t\to\infty$ из (21) имеем

$$n_q(\infty) \simeq \frac{\alpha_q}{\beta_q} + \left[n_q(0) - \frac{\alpha_q}{\beta_q}\right]\exp\left\{-\frac{\beta_q N}{\gamma_2}\right\}. \qquad (22)$$

При условии $n_q(0) > \frac{\alpha_q}{\beta_q}$ имеем из (22), что мода с частотой Ω_q затухает со временем, а при условии $n_q(0) < \frac{\alpha_q}{\beta_q}$ мода с частотой Ω_q усиливается в процессе коллективного излучения.

Таким образом, на основе точной иерархии кинетических уравнений (5) удалось описать влияние рассеяния на фононах на процесс спонтанного когерентного излучения в кристалле. При этом оказывается, что:

а) наличие такого рассеяния приводит к ускорению процессов высвечивания и уменьшению времени задержки сверхизлучательного импульса;

б) излучение на суммарной и разностной частотах не ведет к заметному изменению общей интенсивности излучения.

На основе той же иерархии уравнений (5) описана динамика фононной подсистемы в процессе спонтанного сверхизлучения в кристалле. В зависимости от температуры системы и соотношения кинетических коэффициентов $\bar{\Gamma}_-^q$ и $\tilde{\Gamma}_-^q$ возможно как усиление, так и ослабление фононной моды с частотой Ω_q.

В заключение отметим, что в настоящей работе были исследованы только некоторые особенности сверхизлучательной генерации в кристаллах. Более детальное рассмотрение процесса на основе иерархии (5) является предметом последующих исследований.

Литература

1. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. УФН, 1980, 31, вып.4, с.653.
2. Gross M., Haroche S. Phys.Repts., 1982, 93, N 5, p.301.
3. Боголюбов Н.Н.(мл.), Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ТМФ, 1982, 53, №1, с.108.
4. Боголюбов Н.Н. (мл.), Плечко В.Н., Шумовский А.С. ЭЧАЯ, 1984, 14, вып.6, с.1443.
5. Набойкин Ю.В., Самарцев В.В., Силаева Н.Б. Изв. АН СССР, сер. физ., 1983,47, №7, с.1328.
6. Зиновьев П.В. и др. ЖЭТФ, 1983, 85, №6 (12), с.1945.
7. Florian R., Schwan L.O., Schmid D. Sol.St.Comm., 1982, 42, N 1, p.55.
8. Florian R., Schwan L.O., Schmid D. Phys.Rev., 1984, A29, N 9, p.2709.
9. Башкиров Е.К., Боголюбов Н.Н. (мл.), Шумовский А.С. ТМФ, 1983, 56, №3, с.395.
10. Боголюбов Н.Н., Шавохина Н.С., Шумовский А.С. В кн.: Проблемы квантовой теории поля. ОИЯИ, Д2-84-436, Дубна, 1984, с.425.
11. Thompson B.V. J.Phys.C. 1970, 3, N 8, L 147.
12. Thompson B.V. J.Phys.A. 1975, 8, N 1, p.126.
13. Башкиров Е.К., Сорокина Е.М., Фам Ле Киен, Шумовский А.С. Краткие сообщения ОИЯИ, 1984, №2, с.8.
14. Bogolubov N.N. (Jr.), Fam Le Kien, Shumovsky A.S. Physica, 1984, 128A, p.82.
15. Давыдов А.С. Теория твердого тела. М.: "Наука", 1976, 639 с.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 декабря 1985 года.

Вниманию организаций и лиц, заинтересованных в получении публикаций Объединенного института ядерных исследований

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Боголюбов Н.Н.(мл.) и др. Р17-85-938

Динамика сверхизлучательных процессов в двухуровневых макроскопических системах в кристалле

На основе метода частичного исключения бозонных переменных получена и исследована точная иерархия кинетических уравнений для двухуровневой кристаллической системы, взаимодействующей с электромагнитным полем, с учетом рассеяния фотонов на фононах. Показано, что наличие рассеяния на фононах ведет к уменьшению времени задержки сверхизлучательного импульса. Определены интенсивности излучения на основной суммарной и разностной частотах. Изучено влияние процессов излучения на динамику фононной подсистемы.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Bogolubov N.N.(jr.) et al. P17-85-938

Dynamics of Superradiance Processes in Two-Level Macroscopic System in a Crystal

The method of partial elimination of boson variables is used to obtain exact hierarchy of kinetic equations for a two-level crystalline system interacting with an electromagnetic field taking into account photon scattering on phonons. It is shown that the scattering on phonons reduces the time of hindrance of the superradiance impulse. Intensities of radiation on the fundamental sum and difference frequencies are determined. The influence of radiation processes on the dynamics of the phonon subsystem is studied.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985