объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P2-84-468

В.Бужек,* М.В.Алешин

О РАСПРОСТРАНЕНИИ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ

Направлено в журнал "Теоретическая и математическая физика"

* Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

1984

Настоящая работа посвящена решению модельной задачи о распространении когерентного излучения в кристалле. Рассмотрим эту задачу в той же постановке, что и в [1-4]. В упомянутых работах исследовалась эволюция одно- и двухфотонных пакетов в кристалле; там была переведена на "квантовый язык" "теорема погашения" Эвальда-Озеена.

Изучение процесса распространения в кристалле излучения, которое в начальный момент времени находится в когерентном состоянии /КС/, важно по двум причинам. Во-первых, из всех квантовомеханических состояний излучения оно наиболее близко к классической электромагнитной волне /см., напр. [5] /. Во-вторых, лазер [6], работающий на значительном превышении порога, генерирует излучение, находящееся в КС.

Гамильтониан взаимодействия между полем фотонов* и кристаллом в дипольном приближении можно записать так:

$$H_{\text{вз.}} = H^{+} + H^{-} = \sum_{f=-\infty}^{\infty} \{ \bar{N}_f V_f \int d^3k\, Q^{(+)}(\vec{k})\, a^{(+)}(\vec{k})\, e^{it(\omega-\omega_0) - i\vec{k}\vec{x}_f} + N_f \bar{V}_f \int d^3k\, Q^{(-)}(\vec{k})\, a^{(-)}(\vec{k})\, e^{-it(\omega-\omega\ ) + i\vec{k}\vec{x}_f} \}, \qquad /1/$$

где сумма ведется по всем центрам: $x_f = \{af_1, af_2, af_3\}$; a есть постоянная решетки. $\bar{V}_f, \bar{N}_f (V_f, N_f)$ представляют собой операторы рождения /уничтожения/ атома номер f в возбужденном и основном состояниях соответственно. Они подчиняются следующим коммутационным соотношениям: $[V_f, \bar{V}_\ell]_- = [N_f, \bar{N}_\ell]_- = \delta_{f\ell}$. Операторы $a^{(+)}(\vec{k})$ $(a^{(-)}(\vec{k}))$ описывают испускание /поглощение/ фотона с импульсом $\vec{k}$ и удовлетворяют коммутационному соотношению $[a^{(-)}(\vec{k}), a^{(+)}(\vec{q})]_- = \delta^3(\vec{k}-\vec{q})$; с - числовые функции $Q^{(\pm)}(\vec{k})$, играющие роль формфакторов, выражаются через волновые функции возбужденного и основного состояний атома /см., напр., [7] /.

Постановка рассматриваемой задачи такова: в начальный момент времени $t = 0$ излучение находится в КС, и все атомы не возбуждены. Найти, как распространяется излучение при $t > 0$.

---

*Так же, как и в [1,4], в дальнейшем не будем рассматривать поляризационные эффекты. Поэтому "реальные" фотоны заменим безмассовыми, бесспиновыми бозонами, которые для простоты далее будем называть фотонами.

Вектор начального состояния представим так:

$$|\alpha(0)> \equiv |\alpha_{\text{нач.}}> = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{n!} e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2} [\int d^3k\, f^{(1,0)}(\vec{k})\, a^{(+)}(\vec{k})]^n |\Phi> =$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{n!} e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2} |\Psi^{(n,0)}_{\text{нач.}}> = \exp\{-\frac{1}{2}|\alpha|^2 + \alpha \int d^3k\, f^{(1,0)}(\vec{k})\, a^{(+)}(\vec{k})\}|\Phi>, \qquad /2/$$

где $|\Phi>$ - вектор физического вакуума.

Начальная пакетная функция $f^{(1,0)}(\vec{k})$ нормирована на единицу: $\int d^3k\,|f^{(1,0)}(\vec{k})|^2 = 1$. В соответствии с этим и норма состояния $|\alpha_{\text{нач.}}>$ равна единице. Если $f^{(1,0)}(\vec{k}) = N\delta^3(\vec{k}-\vec{p})$, то для вектора начального состояния получим

$$|\alpha_{\text{нач.}}>_{\vec{p}} = \exp\{-\frac{1}{2}|\alpha N|^2 + \alpha N a^{(+)}(\vec{p})\}|\Phi>. \qquad /3/$$

Такое состояние является собственным состоянием оператора уничтожения $a^{(-)}(\vec{p})$, его принято называть когерентным состоянием поля излучения [8]. Состояние /2/ является его обобщением.

В представлении Фарри эволюция вектора состояния описывается уравнением Шредингера, которое дополнено членом $i\delta(t)|\alpha_{\text{нач.}}>$, учитывающим начальное условие

$$i\frac{\partial|\alpha(t)>}{\partial t} = H_{\text{вз.}}|\alpha(t)> + i\delta(t)|\alpha_{\text{нач.}}>. \qquad /4/$$

Подразумевается, что в правой части /4/ берется свертка всех операторов поглощения в $H_{\text{вз.}}$ и соответствующих операторов испускания из $|\alpha(t)>$. Потребовав, чтобы при $t\to-\infty$ вектор $|\alpha(t)>$ обращался в нуль, мы, благодаря добавлению в правую часть /4/ члена $i\delta(t)|\alpha_{\text{нач.}}>$, учтем начальные условия [9].

В соответствии с записью вектора начального состояния /2/ $|\alpha_{\text{нач.}}>$ представим $|\alpha(t)>$ в виде

$$|\alpha(t)> = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{n!} e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2} |\Psi(t)>^{(n,0)}, \qquad /5/$$

где

$$|\Psi(t)>^{(n,0)} = \sum_{k=0}^{n} |\Psi^{(n-k,k)}(t)>,$$

$$|\Psi^{(m,k)}(t)> = \sum_{\ell_1\ldots\ell_k} \bar{V}_{\ell_1}\ldots\bar{V}_{\ell_k} N_{\ell_1}\ldots N_{\ell_k} \int d^3k_1\ldots d^3k_m \,*$$

$$*\, F^{(m,k)}_{\{\ell_1\ldots\ell_k\}}(\{\vec{k}_1,\ldots,\vec{k}_m\};t)\, a^{(+)}(\vec{k}_1)\ldots a^{(+)}(\vec{k}_m)|\Phi>. \qquad /6/$$

Непосредственным вычислением можно убедиться, что ожидания операторов физических величин зависят только от функций, симметризованных /символ $\{\ \}$/ по своим параметрам - в отдельности по импульсам фотонов и по номерам возбужденных центров.

Благодаря свойствам гамильтониана /1/ уравнение Шредингера /4/ разбивается на систему уравнений относительно векторов $|\Psi(t)>^{(n,0)}$:

$$i\frac{\partial|\Psi(t)>^{(n,0)}}{\partial t} = H_{\text{вз.}}|\Psi(t)>^{(n,0)} + i\delta(t)|\Psi^{(n,0)}_{\text{нач.}}>;\ n\geq 1, \qquad /7/$$

и решение задачи об эволюции излучения в когерентном состоянии сводится к задаче о распространении в кристалле n-фотонного пакета.

Из свойств гамильтониана /1/ далее следует, что уравнение /7/ для вектора $|\Psi(t)>^{(n,0)}$ распадается на систему уравнений относительно векторов $|\Psi^{(m,k)}(t)>$:

$$i\frac{\partial|\Psi^{(m,k)}(t)>}{\partial t} = H^{(+)}|\Psi^{(m-1,k+1)}(t)> + H^{(-)}|\Psi^{(m+1,k-1)}(t)> +$$

$$+\ i\delta(t)\,\delta_{k0}|\Psi^{(n,0)}_{\text{нач.}}>;\quad 0\leq m,\ k\leq n;\quad m+k=n. \qquad /8/$$

Подставляя в /8/ выражения /6/ и /1/, получим систему с-численных уравнений относительно коэффициентных функций $F^{(m,k)}_{\{\ell_1\ldots\ell_k\}}(\{\vec{k}_1,\ldots,\vec{k}_m\};t)$. В энергетическом представлении

$$F^{(m,k)}_{\{\ell_1\ldots\ell_k\}}(\{\vec{k}_1\ldots\vec{k}_m\};t) =$$

$$= \frac{i}{2\pi}\int d\epsilon\, e^{i(\omega_1+\ldots+\omega_m+k\omega_0-\epsilon)t} F^{(m,k)}_{\{\ell_1\ldots\ell_k\}}(\{\vec{k}_1,\ldots\vec{k}_m\};\epsilon) \qquad /9/$$

эта система принимает вид

$$m!k!(\epsilon-\omega_1-\ldots-\omega_m-k\omega_0)F^{(m,k)}_{\{\ell_1\ldots\ell_k\}}(\{\vec{k}\ldots\vec{k}\};\epsilon) =$$

$$= (m-1)!(k+1)!\sum_{j=1}^{m}\sum_{\ell_{k+1}} Q^{(+)}(\vec{k}_j)\, F^{(m-1,k+1)}_{\{\ell_1\ldots\ell_k,\ell_{k+1}\}}(\{\vec{k}_1,\ldots,\vec{k}_j,\ldots,\vec{k}_m\};\epsilon)\, e^{-i\vec{k}_j\vec{x}_{\ell_{k+1}}} +$$

$$+ (m+1)!(k-1)!\sum_{j=1}^{k}\int d^3q\, Q^{(-)}(\vec{q})\, F^{(m+1,k-1)}_{\{\ell_1,\ldots,\ell_j,\ldots\ell_k\}}(\{\vec{k}_1,\ldots,\vec{k}_m,\vec{q}\};\epsilon)\, e^{i\vec{q}\vec{x}_{\ell_j}} +$$

$$+ n!\delta_{k0} f^{(1,0)}(\vec{k}_1)\ldots f^{(1,0)}(\vec{k}_n);\quad m+k=n;\ 0\leq m,\ k\leq n, \qquad /10/$$

где

$$F(\vec{k}_1,\dots,\vec{k}_{j-1},\vec{k}_j,\vec{k}_{j+1},\dots,\vec{k}_m) \equiv F(\vec{k}_1,\dots,\vec{k}_{j-1},\vec{k}_{j+1},\dots,\vec{k}_m) .$$

Если далее умножить каждое из этих уравнений на $\exp\{-i(\vec{p}_1\vec{x}_{\ell_1} + \dots + \vec{p}_k\vec{x}_{\ell_k})\}$, просуммировать по $\ell_1,\dots,\ell_k$ и ввести обозначения

$$F^{(m,k)}(\{\vec{k}_1\dots\vec{k}_m\},\{\vec{p}_1\dots\vec{p}_k\};\epsilon) =$$

$$= \sum_{\ell_1\dots\ell_k} F^{(m,k)}_{\{\ell_1\dots\ell_k\}}(\{\vec{k}_1\dots\vec{k}_m\};\epsilon)\exp\{-i(\vec{p}_1\vec{x}_{\ell_1} + \dots \vec{p}_k\vec{x}_{\ell_k})\}, \qquad /11/$$

то из /10/ получим систему уравнений относительно функций $F^{(m,k)}(\{\},\{\};\epsilon)$. Для возникающих при этом решеточных сумм используем соотношение [/10/]

$$\sum_{\ell=-\infty}^{\infty} e^{-i\vec{k}\vec{x}_\ell} = \rho\sum_{\ell=-\infty}^{\infty}\delta^3(\vec{k}-\vec{g}_\ell), \qquad /12/$$

где $\rho = (2\pi/a)^3$; a^3 - плотность узлов решетки; g_ℓ - вектор обратной решетки, имеющий компоненты $\{\frac{2\pi}{a}\ell_1, \frac{2\pi}{a}\ell_2, \frac{2\pi}{a}\ell_3\}$.

Получаемые с учетом /12/ уравнения для $F^{(m,k)}(\{\},\{\};\epsilon)$ имеют вид

$$m!k!(\epsilon-\omega_1-\dots-\omega_m-k\omega_0)F^{(m,k)}(\{\vec{k}_1,\dots\vec{k}_m\},\{\vec{p}_1,\dots,\vec{p}_k\};\epsilon) =$$

$$= (m-1)!(k+1)!\sum_{j=1}^{m} Q^{(+)}(\vec{k}_j)F^{(m-1,k+1)}(\{\vec{k}_1,\dots,\vec{k}_j,\dots,\vec{k}_m\},\{\vec{p}_1,\dots,\vec{p}_k,\vec{k}_j\};\epsilon)+$$

$$+\rho(m+1)!(k-1)!\sum_{\ell}\sum_{j=1}^{k} Q^{(-)}(\vec{p}_j+\vec{g}_\ell)F^{(m+1,k-1)}(\{\vec{k}_1,\dots,\vec{k}_m,\vec{p}_j+\vec{g}_\ell\}, \qquad /13/$$

$$,\{\vec{p}_1,\dots,\vec{p}_j,\dots,\vec{p}_k\};\epsilon) + n!\,\delta_{k0}\,f^{(1,0)}(\vec{k}_1)\dots f^{(1,0)}(\vec{k}_n) .$$

Систему уравнений /13/ можно решать методом последовательных итераций с нулевым приближением:

$$F_0^{(m,k)}(\{\vec{k}_1,\dots,\vec{k}_m\},\{\vec{p}_1,\dots,\vec{p}_k\};\epsilon) = \delta_{k0}\,\frac{f^{(1,0)}(\vec{k}_1)\dots f^{(1,0)}(\vec{k}_n)}{(\epsilon-\omega_1-\dots-\omega_n)} .$$

Решения представим в виде сумм итерационных рядов:

$$F^{(m,k)}(\{\},\{\};\epsilon) = \sum_{a=0}^{\infty} F_a^{(m,k)}(\{\},\{\};\epsilon),$$

где функции $F_a^{(m,k)}(\{\},\{\};\epsilon)$ определяются из рекуррентных соотношений

$$m!k!(\epsilon-\omega_1-\dots-\omega_m-k\omega_0)F_a^{(m,k)}(\{\vec{k}_1,\dots,\vec{k}_m\},\{\vec{p}_1,\dots,\vec{p}_k\};\epsilon) =$$

$$=(m-1)!(k+1)!\sum_{j=1}^{m}Q^{(+)}(\vec{k}_j)F^{(m-1,k+1)}(\{\vec{k}_1,\dots,\vec{k}_j,\dots,\vec{k}_m\},\{\vec{p}_1,\dots,\vec{p}_k,\vec{k}_j\};\epsilon) +$$

$$+\rho(m+1)!(k-1)!\sum_{\ell}\sum_{j=1}^{k}Q^{(-)}(\vec{p}_j+\vec{g}_\ell)F_{a-1}^{(m+1,k-1)}\times$$

$$\times(\{\vec{k}_1,\dots,\vec{k}_m,\vec{p}_j+\vec{g}_\ell\},\{\vec{p}_1,\dots,\vec{p}_j,\dots,\vec{p}_k\};\epsilon) ; \qquad a\geq 1 .$$

Решения для функций $F_a^{(m,k)}$ заметно упрощаются, если их рассматривать в длинноволновом приближении. Такой переход оправдан, если формфакторы $Q^{(\pm)}(\vec{k})$ отличны от нуля лишь в области $|\vec{k}| \ll 1/a$, т.е. когда длина волны излучения больше периода решетки. В оптическом диапазоне для реальных кристаллических решеток реализуется как раз этот случай. При этом нужно учесть, что начальные пакеты должны быть построены из таких волн, волновые векторы которых относятся к той области значений, где формфакторы не обращаются в нуль. Пренебрегая ориентационными эффектами в атоме /т.е. $Q^{(\pm)}(\vec{k}) = Q^{(\pm)}(|\vec{k}|)$/, можем в экспоненциальном приближении использовать соотношение

$$|Q(\vec{k}+\vec{g}_\ell)|^2 = \begin{cases} 0; & \ell \neq 0 \\ |Q(|\vec{k}|)|^2 = |Q(\omega_0)|^2 \equiv Q^2; & \ell = 0. \end{cases} \qquad /14/$$

В приближении /14/ итерационный ряд для функции $F^{(m,k)}$ можно формально просуммировать. После перехода к временному представлению /9/ получаем *

$$F^{(m,k)}(\{\vec{k}_1,\dots,\vec{k}_m\},\{\vec{p}_1,\dots,\vec{p}_k\};t) = \frac{(m+k)!}{m!k!}F^{(1,0)}(\vec{k}_1,t)\dots F^{(1,0)}(\vec{k}_m,t)\,*$$

$$F^{(0,1)}(\vec{p}_1,t)\dots F^{(0,1)}(\vec{p}_k,t), \qquad /15/$$

где функции $F^{(1,0)}(\vec{k},t)$, $F^{(0,1)}(\vec{p},t)$ являются решениями /в длинноволновом пределе/ задачи о распространении в кристалле однофотонного пакета и имеют вид

---

* Детальные выкладки для случая $n=2$ см. в [/4/].

$$F^{(1,0)}(\vec{k},t) = \frac{f^{(1,0)}(\vec{k})\, e^{i(\frac{\omega-\omega_0}{2})t}}{\Delta_\omega}\left[\Delta_\omega \cos\Delta_\omega t - i\left(\frac{\omega-\omega_0}{2}\right)\sin\Delta_\omega t\right];$$

$$F^{(0,1)}(\vec{k},t) = \frac{f^{(1,0)}(\vec{k})\, e^{-i(\frac{\omega-\omega_0}{2})t}}{i\Delta_\omega}\cdot \rho Q^{(-)}(\vec{k}) \sin\Delta_\omega t,$$

где $\Delta_\omega = \sqrt{\left(\frac{\omega-\omega_0}{2}\right)^2 + \rho Q^2}$.

Таким образом, при условии, что начальная пакетная функция n-фотонного пакета имеет вид $f^{(1,0)}(\vec{k}_1)\dots f^{(1,0)}(\vec{k}_n)$, и в длинноволновом приближении решение задачи об эволюции n-фотонного пакета полностью определяется через решение однофотонной задачи. Поскольку функции $F^{(m,k)}$ можно интерпретировать как амплитуды вероятности нахождения системы в состоянии с m фотонами и k возбужденными атомами, то из /15/ видно, что в бесконечном кристалле эволюцию n-фотонного пакета можно рассматривать как независимое распространение n фотонов. "Линейность" полученного решения существенно связана с предположением о бесконечности кристалла /т.е. о бесконечном числе излучателей/. Если бы число атомов было конечным, то поглощение одного из фотонов сказалось бы на распространении остальных фотонов. При этом, естественно, важную роль играет взаимное расположение фотонов в x-пространстве при t = 0*.

Отметим далее, что решения /15/ для функций $F^{(m,k)}$, характеризующих эволюцию n-фотонного состояния, позволяют перевести на "квантовый язык "теорему погашения"Эвальда-Озеена **. Действительно, $F^{(m,k)}$ выражаются через произведение однофотонных решений $F^{(1,0)} \dots F^{(0,1)}$, т.е. эволюцию n-фотонного пакета, как уже отмечалось, можно рассматривать как независимое распространение n фотонов. Поскольку "теорема погашения" на "квантовом языке" для однофотонного пакета была доказана /1,2/, то она справедлива и для произвольного n-фотонного пакета.

Вернемся теперь к рассмотрению эволюции КС. Из /5/ и /6/ следует, что

$$|\alpha(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty}\frac{\alpha^n}{n!}e^{-|\alpha|^2}\sum_{k=0}^{n}\sum_{\ell_1\dots\ell_k}\int d^3k_1\dots d^3k_m F^{(m,k)}_{\{\ell_1\dots\ell_k\}}(\{\vec{k}_1\dots\vec{k}_m\};t)\,* \qquad /16/$$
$$\bar{V}_{\ell_1}\dots\bar{V}_{\ell_k} N_{\ell_1}\dots N_{\ell_k}\, a^{(+)}(\vec{k}_1)\dots a^{(+)}(\vec{k}_m)|\Phi\rangle .$$

Используя решения для функций $F^{(m,k)}$ /15/ и определение /11/, получим

$$F^{(m,k)}_{\{\ell_1\dots\ell_k\}}(\{\vec{k}_1\dots\vec{k}_m\};t) = \qquad /17/$$
$$= \frac{(m+k)!}{m!\,k!}F^{(1,0)}(\vec{k}_1,t)\dots F^{(1,0)}(\vec{k}_m,t)\,F^{(0,1)}_{\ell_1}(t)\dots F^{(0,1)}_{\ell_k}(t),$$

где

$$F^{(0,1)}_{\ell}(t) = \frac{1}{\rho}\int F^{(0,1)}(\vec{p},t)\,e^{i\vec{p}\vec{x}_\ell}\,d^3p . \qquad /18/$$

Тогда после подстановки /17/ и /18/ в /16/ и суммирования по k и n приходим к следующему выражению для $|\alpha(t)\rangle$:

$$|\alpha(t)\rangle = \exp\{-\frac{1}{2}|\alpha|^2 + \alpha\int d^3k F^{(1,0)}(\vec{k},t)\,a^{(+)}(\vec{k}) + \qquad /19/$$
$$+\alpha\sum_f \bar{V}_f N_f F^{(0,1)}_f(t)\}|\Phi\rangle .$$

Из /19/ следует, что, если в начальный момент времени кристалл не возбужден, то когерентность излучения сохраняется.

Вычислим теперь ожидание $n^\alpha(t)$ оператора полного числа фотонов:

$$n^\alpha(t) = \langle\alpha(t)|\hat{n}|\alpha(t)\rangle, \qquad /20/$$

где $\hat{n} = \int d^3k\, a^{(+)}(\vec{k})\,a^{(-)}(\vec{k})$. С учетом /19/ из /20/ получаем выражение

$$n^\alpha(t) = |\alpha|^2\int d^3k\,|f^{(1,0)}(\vec{k})|^2\left[\cos^2\Delta_\omega t + \left(\frac{\omega-\omega_0}{2}\right)^2\sin^2\Delta_\omega t\right],$$

---

*Например, при взаимодействии одного атома с n-фотонным пакетом непосредственно видно, что после поглощения атомом одного из фотонов остальные фотоны атомом поглотиться не могут и "пролетают" мимо, не взаимодействуя с ним.

** "Теорема погашения" Эвальда-Озеена в рамках классической теории впервые объяснила процессы формирования и распространения излучения в веществе. Она заключается в том, что поле вторичного излучения в веществе можно выразить в виде суммы двух членов, один из которых удовлетворяет волновому уравнению в вакууме и в точности гасит подающую волну, тогда как другой удовлетворяет волновому уравнению для распространения со скоростью c/n излучения. Можно считать, что падающая волна "гасится" в любой точке внутри среды в результате интерференции с полем вторичного излучения.

откуда видно, что $n^{\alpha}(t)$ прямо пропорционально ожиданию вероятности обнаружения одного фотона.

Для одномодового КС /3/ ожидание оператора $\hat{n}$ имеет вид

$$n_p^{\alpha}(t) = |\alpha|^2 [\cos^2\Delta_p t + (\frac{|p| - \omega_0}{2})^2 \sin^2\Delta_p t].$$

Из этого выражения видно, что энергия в системе "кристалл - излучение" периодически "перекачивается" от излучения к кристаллу и обратно. Период такой перекачки определяется величиной $t = \pi/\Delta_p$. Этот результат интересен тем, что заранее не очевидно, что энергия, запасенная при $t = 0$ в виде энергии излучения, может в какой-либо из последующих моментов вновь полностью сконцентрироваться в виде энергии излучения, а не "рассеяться" по кристаллу в виде энергии возбужденных центров.

Полученные выше результаты, хотя и относятся к упрощенной модели, отражают самую существенную черту процесса распространения излучения в кристалле - коллективность воздействия всех атомов кристалла на излучение. Этим коллективным воздействием объясняются как эффект погашения, так и перекачка энергии от излучения к кристаллу и обратно.

Естественно, при попытке более реалистического описания распространения излучения в кристалле /например, при определении реалистических значений показателя преломления/ необходимо учесть диссипативные, поляризационные и температурные эффекты, а также эффекты, обусловленные конечностью размеров кристалла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев В.И. Вестник Московского университета, сер.3, Физика, Астрономия, 1981, 22, №4, с. 13.
2. Бужек В., Григорьев В.И., Хронек Я. Вестник Московского университета, сер.2, Физика. Астрономия, 1983, 24, №6, с. 27.
3. Бужек В. ОИЯИ, Р17-84-339, Дубна, 1984.
4. Бужек В. ОИЯИ, Р20-84-405, Дубна, 1984.
5. Лоудон Р. Квантовая теория света. М., Мир, 1976.
6. Scully M.O., Lamb W.E.(Jr.), Phys.Rev., 1967, 159, p. 208.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. "Наука", М., 1973.
8. Glauber R.J. Phys.Rev., 1963, 131, p. 2766.
9. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. Изд. иностр. лит., М., 1956.
10. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. "Наука", М., 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 июля 1984 года.

Бужек В., Алешин М.В. Р2-84-468

О распространении когерентного излучения в кристалле

В работе исследуется взаимодействие когерентного излучения с кристаллом в рамках двухуровневой модели. Показано, что в длинноволновом приближении задача сводится к распространению однофотонного пакета и может быть решена точно. Решение обладает интересными особенностями, отражающими коллективное поведение атомов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов

Buzhek V., Aleshin M.V. P2-84-468

Propagation of the Coherent Emission in a Crystal

Interaction of the coherent emission with a crystal is investigated in the framework of the two-level model. In the long-wave approximation this task is reduced to the propagation of the one-photon packet and is solved exactly. The solution is discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984