объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р17-84-434

В.Бужек*

ЭВОЛЮЦИЯ ДВУХФОТОННОГО ПАКЕТА В КРИСТАЛЛЕ

Направлено в журнал "Теоретическая и математическая физика"

* Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

1984

Использование квантовополевых моделей при описании взаимодействия между электромагнитным излучением и веществом общепринято /см., например, [1,2]/. Выбор этих моделей диктуется особенностями рассматриваемых задач.

В настоящей работе модель выбирается так, чтобы можно было в рамках последовательного квантового описания изучить распространение в веществе излучения, близкого к резонансному, игнорируя диссипативные, поляризационные и температурные эффекты, а также эффекты, обусловленные прямым взаимодействием между атомами и конечностью размеров кристалла. С этой целью рассматривается идеальная бесконечно протяженная кубическая решетка, в узлах которой неподвижно закреплены двухуровневые атомы.

Задача об эволюции однофотонного пакета в данных условиях была рассмотрена в [3,4,5]. Исследование того, как распространяется в кристалле двухфотонный пакет, ранее не проводилось. Оно представляется интересным, поскольку дает ответ на вопрос - является ли задача линейной или нет, т.е. можно ли представить решение задачи о распространении двухфотонного пакета через решения однофотонной задачи, используя метод факторизации?

Предлагаемая работа посвящена изучению этого вопроса и получению точного решения, описывающего эволюцию произвольного двухфотонного пакета.

Вместе с тем нашей целью является доказательство на квантовом уровне "теории погашения", впервые сформулированной Эвальдом и Озееном [6,7] в рамках классической теории. То, что при этом мы пренебрегаем указанными выше эффектами, вполне оправдано, так как они не играют решающей роли в "эффекте погашения".

Гамильтониан взаимодействия между электромагнитным излучением и кристаллом в дипольном приближении можно записать так*:

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

---

* Оставляя в стороне рассмотрение поляризационных эффектов [4], "реальные" фотоны целесообразно заменить безмассовыми, бесспиновыми бозонами, которые для простоты далее по-прежнему будем называть фотонами.

Здесь $\bar{V}_f$, $\bar{N}_f (V_f, N_f)$ представляют собой соответственно операторы рождения /уничтожения/ атома под номером f в возбужденном и основном состояниях, подчиняющихся коммутационным соотношениям*: $[V_f, \bar{V}_\ell]_- = [N_f, \bar{N}_\ell]_- = \delta_{f\ell}$.

Операторы $a^{(\pm)}(\vec{k})$ описывают рождение /уничтожение/ 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 $\chi_V(\vec{x})$ и основного $\chi_N(\vec{x})$ состояний следующим образом:

$$Q^{(+)}(\vec{k}) = \frac{e}{(2\pi)^{3/2}\sqrt{2\omega}} \int d^3x\, \chi_N(\vec{x})\, e^{-i\vec{k}\vec{x}}\, \chi_V(\vec{x}) .$$

Резонансная частота ω_0 определяется разницей энергий возбужденного и основного состояний атома.

И, наконец, суммирование в /1/ проводится по центрам, координаты которых $\vec{x}_f = \{af_1, af_2, af_3\}$, где a - постоянная решетки.

Приведенное только что описание взаимодействия между излучением и веществом представляет собой один из вариантов модели Ли /8-10/.

Постановка рассматриваемой нами задачи такова: в начальный момент времени $t = 0$ существует двухфотонный пакет, и все атомы находятся в невозбужденных состояниях. Необходимо найти, как распространяется излучение при $t > 0$.

Вектор начального состояния записывается следующим образом:

$$|\Psi(0)> = |\Psi>_{\text{нач}} = \int d^3k_1 d^3k_2 f^{(20)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\})\, a^{(+)}(\vec{k}_1)\, a^{(+)}(\vec{k}_2)|\Phi> , \qquad /2/$$

где вектор "физического вакуума" $|\Phi>$ имеет вид $|\Phi> = \prod_f \bar{N}_f |0>$.

Пакетная функция $f^{(20)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\})$ пока не конкретизируется**; отметим лишь условие нормировки:

$$\int d^3k_1 d^3k_2 |f^{(20)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\})|^2 = 1 . \qquad /3/$$

---

*Хорошо известно, что двухуровневую модель атома можно описывать двояко, либо используя матрицы Паули /1,11/, либо непосредственно через операторы рождения и уничтожения атома в разных состояниях.

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

В представлении Фарри эволюция вектора состояния описывается уравнением Шредингера, которое дополнено членом, учитывающим начальное условие

$$i\frac{\partial|\Psi(t)>}{\partial t} = H_{int}|\Psi(t)> + i\delta(t)|\Psi>_{\text{нач}} . \qquad /4/$$

Подразумевается, что в правой части /4/ берется свертка всех операторов поглощения в H_{int} и соответствующих операторов испускания из $|\Psi(t)>$. Потребовав, чтобы при $t \to -\infty$ волновой вектор обращался в нуль, мы, благодаря добавлению в правой части /4/ члена $i\delta(t)|\Psi>_{\text{нач}}$, учтем начальные условия /12/.

Поскольку сумма числа фотонов и возбужденных атомов является интегралом движения, вектор состояния системы "кристалл - излучение" при $t > 0$ можно представить в виде суперпозиции векторов $|\Psi^{(m,k)}>$ с m-фотонами и k - возбужденными центрами:

$$|\Psi(t)> = |\Psi^{(20)}(t)> + |\Psi^{(11)}(t)> + |\Psi^{(02)}(t)>. \qquad /5/$$

Будем искать $|\Psi^{(m,k)}(t)>$ в форме:

$$|\Psi^{(20)}(t)> = \frac{i}{2\pi}\int d\epsilon \int d^3k_1 d^3k_2\, e^{i(\omega_1+\omega_2-\epsilon)t}\, F^{(20)}(\{\vec{k}_1\vec{k}_2\}\epsilon)\, a^{(+)}(\vec{k}_1) a^{(+)}(\vec{k}_2)|\Phi>;$$

$$|\Psi^{(11)}(t)> = \frac{i}{2\pi}\int d\epsilon \int d^3k \sum_f F_f^{(11)}(\vec{k},\epsilon)\, e^{i(\omega+\omega_0-\epsilon)t}\, a^{(+)}(\vec{k})\, \bar{V}_f N_f|\Phi>;$$

$$|\Psi^{(02)}(t)> = \frac{i}{2\pi}\int d\epsilon\, e^{i(2\omega_0-\epsilon)t} \sum_{\ell f} \bar{V}_f \bar{V}_\ell N_f N_\ell F^{(02)}_{\{\ell f\}}(\epsilon)|\Phi> .$$

Подставляя /5/ с учетом /6/ в /4/, получим систему уравнений относительно функций $F^{(20)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\}\epsilon)$, $F_f^{(11)}(\vec{k},\epsilon)$ $F^{(02)}_{\{\ell f\}}(\epsilon)$:

$$2!(\epsilon - \omega_1 - \omega_2)F^{(20)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\}\epsilon) = 2! f^{(20)}(\{\vec{k}_1\vec{k}_2\}) +$$

$$+ Q^{(+)}(\vec{k}_1)\sum_f F_f^{(11)}(\vec{k}_2,\epsilon)\, e^{-i\vec{k}_1\vec{x}_f} + Q^{(+)}(\vec{k}_2)\sum_f F_f^{(11)}(\vec{k}_1,\epsilon)\, e^{-i\vec{k}_2\vec{x}_f} ;$$

$$(\epsilon - \omega_2 - \omega_0)F_{\ell_2}^{(11)}(\vec{k}_2,\epsilon) = 2!Q^{(+)}(\vec{k}_2)\sum_{\ell_1} F^{(02)}_{\{\ell_1\ell_2\}}(\epsilon)\, e^{-i\vec{k}_2\vec{x}_{\ell_1}} +$$

$$+ 2!\int d^3k\, Q^{(-)}(\vec{k})\, F^{(20)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\}\epsilon)\, e^{i\vec{k}\vec{x}_{\ell_2}} ;$$

$$2!(\epsilon - 2\omega_0)F^{(02)}_{\{\ell_1\ell_2\}}(\epsilon) = \int d^3k\, Q^{(-)}(\vec{k})[F_{\ell_1}^{(11)}(\vec{k},\epsilon)\, e^{i\vec{k}\vec{x}_{\ell_2}} + F_{\ell_2}^{(11)}(\vec{k},\epsilon)\, e^{i\vec{k}\vec{x}_{\ell_1}}].$$

Умножим второе и третье из этих уравнений на $\exp\{-i\vec{k}_1\vec{x}_{\ell_2}\}$ и

$$F^{(20)}(\{\vec{k}_1,\vec{k}_2\}\epsilon) = \sum_{k=0}^{\infty} F_k^{(20)}(\{\vec{k}_1,\vec{k}_2\}\epsilon) =$$

$$= \frac{f^{(20)}(\{\vec{k}_1\vec{k}_2\})}{(\epsilon-\omega_1-\omega_2)} + \frac{f^{(20)}(\{\vec{k}_1\vec{k}_2\})\left[\rho Q^2 A + \dfrac{(\rho Q^2 A)^2}{(\epsilon - 2\omega_0 - \rho Q^2 A)}\right]}{\left[\epsilon - \omega_1 - \omega_2 - \rho Q^2 A - \dfrac{(\rho Q^2 A)^2}{(\epsilon - 2\omega_0 - \rho Q^2 A)}\right]}; \qquad /9/$$

$$F^{(11)}(\vec{k}_2,\vec{k}_1;\epsilon) = \sum_{k=0}^{\infty} F_k^{(11)}(\vec{k}_2,\vec{k}_1;\epsilon) =$$

$$= \frac{2\rho Q^{(-)}(\vec{k}_1) f^{(20)}(\{\vec{k}_1\vec{k}_2\})}{(\epsilon-\omega_2-\omega_0)(\epsilon-\omega_1-\omega_2)[1-\rho Q^2 AB]}, \qquad /10/$$

где $A = \dfrac{1}{\epsilon-\omega_1-\omega_0} + \dfrac{1}{\epsilon-\omega_2-\omega_0}$; $B = \dfrac{1}{\epsilon-2\omega_0} + \dfrac{1}{\epsilon-\omega_1-\omega_2}$.

При этом

$$F^{(02)}(\{\vec{k}_1,\vec{k}_2\}\epsilon) = \frac{\rho^2 Q^{(-)}(\vec{k}_1) Q^{(-)}(\vec{k}_2) f^{(20)}(\{\vec{k}_1\vec{k}_2\}) B}{(\epsilon-2\omega_0)(\epsilon-\omega_1-\omega_2)[1-\rho Q^2 AB]}. \qquad /11/$$

Отметим, что решение /9/ для функции $F^{(20)}(\{\vec{k}_1,\vec{k}_2\}\epsilon)$, характеризующей эволюцию двухфотонного состояния, так же как и решение для однофотонной задачи, позволяет перевести на квантовый язык "теорему погашения"*. Действительно, первый член в правой части /9/ описывает распространение двухфотонного пакета в вакууме; все волны, составляющие этот пакет, имеют скорость c. Второй член относится ко вторичному излучению, возникающему в кристалле под действием первичного излучения. "Погашение", которое мы рассматриваем, выражается в том, что часть вторичных волн, накладываясь на первичные, гасит их. Остающиеся волны распространяются со скоростями, отличными от c. Скорости излучения вторичных волн определяются как свойствами атомов, так и структурой кристалла. В том, что такое погашение имеет место, легко убедиться непосредственным сложением обоих слагаемых в правой части /9/.

* "Теорема погашения" Эвальда-Озеена /6,7/ /см.также /14// 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 уравнению для распространяющейся со скоростью c/n волны. Поэтому можно считать, что подающая волна гасится в любой точке внутри среды в результате интерференции с полем "вторичного излучения".

Для того, чтобы более подробно описать эволюцию вторичного излучения в кристалле, перейдем в формулах /9/, /10/, /11/ от энергетического к временному представлению. В качестве иллюстрации такого перехода рассмотрим функцию $F^{(20)}(\{\vec{k}_1,\vec{k}_2\}t)$:

$$F^{(20)}(\{\vec{k}_1,\vec{k}_2\}t) = \frac{i}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon\, e^{i(\omega_1+\omega_2-\epsilon)t} F^{(20)}(\{\vec{k}_1,\vec{k}_2\}\epsilon). \qquad /12/$$

/см. /6//. Подставляя в /12/ выражение /9/ для функции $F^{(20)}(\{\vec{k}_1\vec{k}_2\}\epsilon)$, с учетом обозначения $\Delta^2 = \rho Q^2$ получаем

$$F^{(20)}(\{\vec{k}_1,\vec{k}_2\}t) = \frac{i}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon\, e^{i(\omega_1+\omega_2-\epsilon)t} f^{(20)}(\{\vec{k}_1,\vec{k}_2\}) \times$$

$$\times \frac{(\epsilon-2\omega_0)(\epsilon-\omega_1-\omega_0)(\epsilon-\omega_2-\omega_0) - 2\Delta^2\left(\epsilon-\omega_0-\dfrac{\omega_1+\omega_2}{2}\right)}{(\epsilon-\epsilon_1)(\epsilon-\epsilon_2)(\epsilon-\epsilon_3)(\epsilon-\epsilon_4)}, \qquad /13а/$$

где $\epsilon_1 = \omega_0 + \dfrac{\omega_1+\omega_2}{2} + \Delta_{\omega_1} + \Delta_{\omega_2}$; $\epsilon_3 = \omega_0 + \dfrac{\omega_1+\omega_2}{2} + \Delta_{\omega_1} - \Delta_{\omega_2}$;

$\epsilon_2 = \omega_0 + \dfrac{\omega_1+\omega_2}{2} - \Delta_{\omega_1} - \Delta_{\omega_2}$; $\epsilon_4 = \omega_0 + \dfrac{\omega_1+\omega_2}{2} - \Delta_{\omega_1} + \Delta_{\omega_2}$;

$$\Delta_{\omega_i} = \sqrt{\frac{(\omega_i-\omega_0)^2}{4} + \Delta^2}. \qquad /13б/$$

После интегрирования по энергетическому аргументу ϵ в /13а/ и некоторых преобразований получаем

$$F^{(20)}(\{\vec{k}_1,\vec{k}_2\}t) = \frac{f^{(20)}(\{\vec{k}_1,\vec{k}_2\})\, e^{it\left(\frac{\omega_1+\omega_2}{2}-\omega_0\right)}}{\Delta_{\omega_1}\cdot\Delta_{\omega_2}} \times$$

$$\times \left[\Delta_{\omega_1}\cos\Delta_{\omega_1}t - i\left(\frac{\omega_1-\omega_0}{2}\right)\sin\Delta_{\omega_1}t\right] \times \left[\Delta_{\omega_2}\cos\Delta_{\omega_2}t - i\left(\frac{\omega_2-\omega_0}{2}\right)\sin\Delta_{\omega_2}t\right]. \qquad /14/$$

Аналогично для функций $F^{(11)}(\vec{k}_2,\vec{k}_1;t)$ и $F^{(02)}(\{\vec{k}_1,\vec{k}_2\},t)$ находим

$$F^{(11)}(\vec{k}_2, \vec{k}_1; t) = 2\,\frac{f^{(20)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\})\, e^{i\left(\frac{\omega_2 - \omega_1}{2}\right)t}}{i\Delta_{\omega_1} \cdot \Delta_{\omega_2}} \times \tag{15}$$

$$\times\, \rho Q^{(-)}(\vec{k}_1) \sin\Delta_{\omega_1} t \times \left[\Delta_{\omega_2} \cos\Delta_{\omega_2} t - i\left(\frac{\omega_2 - \omega_0}{2}\right) \sin\Delta_{\omega_2} t\right];$$

$$F^{(02)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\}; t) = \frac{f^{(20)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\})\, e^{-i\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} - \omega_0\right)t}}{i\Delta_{\omega_1}\, i\Delta_{\omega_2}} \times \tag{16}$$

$$\times\, \rho Q^{(-)}(\vec{k}_1) \sin\Delta_{\omega_1} t \times \rho Q^{(-)}(\vec{k}_2) \sin\Delta_{\omega_2} t .$$

Заметим, что, если представить начальную пакетную функцию $f^{(20)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\})$ в виде

$$f^{(20)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\}) = f^{(10)}(\vec{k}_1) f^{(10)}(\vec{k}_2); \quad \int d^3k\, |f^{(10)}(\vec{k})|^2 = 1 , \tag{17}$$

то решения /14/-/16/ принимают вид

$$F^{(20)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\}; t) = F^{(10)}(\vec{k}_1, t) \cdot F^{(10)}(\vec{k}_2, t) ;$$

$$F^{(11)}(\vec{k}_2, \vec{k}_1; t) = 2F^{(10)}(\vec{k}_2, t) \cdot F^{(01)}(\vec{k}_1, t) ; \tag{18}$$

$$F^{(02)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\}; t) = F^{(01)}(\vec{k}_1, t) \cdot F^{(01)}(\vec{k}_2, t) ,$$

где функции $F^{(10)}(\vec{k}, t)$ и $F^{(01)}(\vec{k}, t)$ являются решениями задачи о распространении однофотонного пакета в кристалле /т.е. $|\Psi>_{нач} = \int d^3k\, f^{(10)}(\vec{k})\, a^{(+)}(\vec{k})\, |\Phi>$ /3/:

$$F^{(10)}(\vec{k}, t) = \frac{f^{(10)}(\vec{k})\, e^{i\left(\frac{\omega - \omega_0}{2}\right)t}}{\Delta_\omega} \left[\Delta_\omega \cos\Delta_\omega t - i\left(\frac{\omega - \omega_0}{2}\right) \sin\Delta_\omega t\right],$$

$$F^{(01)}(\vec{k}, t) = \frac{f^{(10)}(\vec{k})\, e^{-i\left(\frac{\omega - \omega_0}{2}\right)t}}{i\Delta_\omega} \cdot \rho Q^{(-)}(\vec{k}) \sin\Delta_\omega t .$$

Таким образом, при условии /17/ решение двухфотонной задачи в длинноволновом пределе определяется решениями задачи о распространении однофотонного пакета в кристалле. Поскольку функции $F^{(m,k)}$ можно интерпретировать как амплитуды вероятности нахождения системы в состоянии с m-фотонами и k-возбужденными центрами, то из /18/ видно, что в бесконечном кристалле при условии /17/ эволюцию двухфотонного пакета можно рассматривать как независимое распространение двух фотонов. Такое "линейное" решение

поставленной нами задачи существенно связано с предположением о бесконечности кристалла. Если бы число атомов было конечным, то поглощение одного из фотонов сказалось бы на распространении второго фотона. При этом определенную роль играет также взаимное расположение фотонов в x-пространстве в начальный момент времени *.

Вычислим далее ожидание $n(t)$ оператора полного числа фотонов $\hat{n} = \int d^3k\, a^{(+)}(\vec{k})\, a^{(-)}(\vec{k})$:

$$n^{(20)}(t) = \frac{<\Psi(t)|\hat{n}|\Psi(t)>}{<\Psi(t)|\Psi(t)>} .$$

Вектор состояния $|\Psi(t)>$ определяется соотношением /5/ и решениями /14/-/16/. Поскольку нормировка $<\Psi(t)|\Psi(t)>$ является интегралом движения, то с учетом /2/ и /3/ мы можем записать, что $<\Psi(t)|\Psi(t)> = 2$, и для $n(t)$ получаем выражение

$$n^{(20)}(t) = 2\int d^3k_1 d^3k_2\, |f^{(20)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\})|^2 \left[\cos^2\Delta_{\omega_1} t + \left(\frac{\omega_1 - \omega_0}{2\Delta_{\omega_1}}\right)^2 \sin^2\Delta_{\omega_1} t\right].$$

Если использовать соотношение /17/, то

$$n^{(20)}(t) = 2n^{(10)}(t) = 2\int d^3k\, |f^{(10)}(\vec{k})|^2 \left[\cos^2\Delta_\omega t + \left(\frac{\omega - \omega_0}{2\Delta_\omega}\right)^2 \sin^2\Delta_\omega t\right].$$

Это означает, что ожидание полного числа фотонов равняется сумме ожидания первого и второго фотонов по отдельности.

Пусть далее

$$f^{(20)}(\{\vec{k}_1, \vec{k}_2\}) = N^2 \delta^3(\vec{k}_1 - \vec{p})\, \delta^3(\vec{k}_2 - \vec{p}) . \tag{19}$$

Поскольку в используемой нами модели не учитываются граничные эффекты, то размер фотонного пакета должет быть меньше размеров кристалла. Благодаря предположению о бесконечности кристалла выражение /19/ оправданно.

---

* Например, при рассмотрении взаимодействия одного двухуровневого атома с двухфотонным пакетом нелинейность задачи становится существенной: при поглощении атомом одного фотона второй фотон, по условиям модели, атомом поглотиться не может и "пролетает" мимо, не взаимодействуя с ним. При этом, естественно, существенную роль играет взаимное положение фотонов в пакете. Если они "бесконечно" далеки друг от друга, то они взаимодействуют с атомом вполне независимо.

С учетом /19/ для полного числа фотонов в одномодовом состоянии с импульсом $\vec{p}$ получаем выражение

$$n_{p}^{(20)}(t) = \cos^2\Delta_{|\vec{p}|}t + \left(\frac{|\vec{p}| - \omega_0}{2\Delta_{|\vec{p}|}}\right)^2 \sin^2\Delta_{|\vec{p}|}t, \qquad /20/$$

из которого видно, что энергия в системе "кристалл- излучение" периодически перекачивается от излучения к кристаллу и обратно. Период такой перекачки определяется величиной $T = \pi/\Delta_{|\vec{p}|}$. Из /13б/ видно, что энергия резонансного излучения перекачивается с наибольшим периодом. Более того, только для резонансного излучения имеет место полное поглощение энергии /при $t = \frac{(2n+1)}{2}T$/ кристаллом.

Решение /20/ интересно тем, что заранее совсем не очевидно, что энергия, запасенная в начальный момент времени в виде энергии излучения, может в какие-либо из последующих моментов вновь полностью сконцентрироваться в виде энергии излучения, а не "рассеяться" по кристаллу в виде энергии возбужденных в нем центров.

Если бы последняя возможность реализовалась, то эффекты квантового усиления /даже при отсутствии диссипаций!/ были бы невозможны. Таким образом, полученный нами вывод о полной перекачке энергии от излучения к кристаллу и обратно можно рассматривать как микроскопическое квантовополевое объяснение процессов, протекающих в квантовых усилителях.

Полученные выше результаты, хотя и относятся к упрощенной модели, позволяют описать самые характерные черты распространения двухфотонного пакета в кристалле. В первую очередь это касается самого существа эффекта "погашения" как коллективного влияния всех атомов вещества на распространяющееся в нем излучение. Коллективным воздействием бесконечного числа излучателей можно также объяснить "линейность" полученных решений и периодическую перекачку энергии от излучения к кристаллу и обратно. Естественно, для получения реалистических значений показателей преломления разных веществ нужно включить в рассмотрение и взаимодействие между атомами, и температурные эффекты, и процессы, обуславливающие поглощение.

Автор выражает благодарность В.И.Григорьеву за помощь при написании работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аллен Л., Эберди Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. "Мир", М., 1978.

2. Боголюбов Н.Н./мл./, Плечко В.Н., Шумовский А.С. ЭЧАЯ,1983, т.14, вып.6, с.1443.
3. Григорьев В.И. Вестн.Моск.ун-та, сер.3 Физика. Астрономия, 1981, 22 № 4, с.13.
4. Бужек В., Григорьев В.И. Хронек Я. Вестн.Моск.ун-та, сер.3. Физика.Астрономия. 1983, 24, № 6, с.27.
5. Бужек В. Вестн.Моск.ун-та, сер.3. Физика. Астрономия, 1984, 25, № 4, с.13.
6. Ewald P.P. Ann.Physik, 1915, 48, p.1.
7. Oseen C.W. Ann.Physik, 1916, 49, p.1.
8. Lee T.D. Phys.Rev., 1954, 25, p.1929.
9. Heinsenberg W. Nucl.Phys., 1957, 4, p.532.
10. Швебер С. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля. Изд.иностр.лит., М., 1963.
11. Dicke R.H. Phys.Rev., 1954, 93, p.99.
12. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. Изд.иностр.лит., М., 1956.
13. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. "Наука", М., 1981.
14. Борн Н., Вольф Э. Основы оптики. "Наука", М., 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июня 1984 года

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник *"Краткие сообщения ОИЯИ"*. В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют [redacted] статус официальных публикаций ОИЯИ.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the JINR Communications and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.
Theoretical physics.
Experimental techniques and methods.
Accelerators.
Cryogenics.
Computing mathematics and methods.
Solid state physics. Liquids.
Theory of condenced matter.
Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of this new collection [redacted] have the status of official publications of the JINR.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.

Бужек В. P17-84-434

Эволюция двухфотонного пакета в кристалле

Рассматривается эволюция двухфотонного пакета в идеальной кубической решетке, в узлах которой неподвижно закреплены двухуровневые атомы. Для данного случая на квантовом уровне доказана "теорема погашения".

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Buzek V. P17-84-434

Evolution of the Two-Photon Wave-Packet in Crystal

Migration of the two-photon wave-packet in ideal crystal composed of two-level atoms is described. Quantum version of Ewald-Oseen theorem is proved.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984