ОБ ИЗЛУЧЕНИИ СИСТЕМЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР В КРИСТАЛЛЕ

А.М.Афанасьев, Ю.Каган

I. Обычно предполагается, что система возбужденных частиц с длиной волны излучения $\lambda < a$ (a – характерное расстояние между частицами) эквивалентна системе некогерентных излучателей. Однако в регулярном кристалле (даже при $\lambda \ll a$) могут в принципе существовать возбужденные состояния, скорость распада которых будет во много раз больше или меньше скорости распада некогерентной системы.

Рассмотрим кристалл, состоящий из N идентичных ядер с низколежащим изомерным уровнем, и пусть одно ядро возбуждено. Ψ-функцию такого состояния запишем в виде: $\Psi = \sum_m c_m \varphi_m$, где φ_m описывает состояние, когда m – ядро возбуждено, а остальные находятся в нормальном состоянии. Вследствие идентичности ядер рассматриваемое состояние можно задать большим числом способов. Если положение возбужденного ядра строго определенно, т.е. $c_m = \delta_{m0}$, то вероятность излучения γ-кванта в единицу времени W_0 будет определяться обычным выражением для отдельного ядра. С другой стороны, можно задать делокализованное состояние, например, в виде $c_m = N^{-1/2} e^{i\vec{q}\vec{r}_m}$. В этом случае время жизни возбужденного состояния будет зависеть от значения $\vec{q}$. Вычисляя вероятность излучения γ-кванта, находим:

$$W = (2\pi/\hbar)\int |M|^2 \left\{ \frac{1}{N} \Big| \sum_m e^{i(\vec{k}-\vec{q})\vec{r}_m} \Big|^2 \right\} \delta(E_0 - E_{\vec{k}}) \frac{d^3k}{(2\pi)^3} . \qquad (I)$$

Здесь М – матричный элемент, соответствующий переходу из возбужденного состояния в основное с испусканием γ-кванта.

Если q или $|\vec{q} + 2\pi\vec{b}| \neq k_0 = E_0/\hbar c$ ($\vec{b}$ – вектор обратной решетки), то в неколеблющейся решетке $W \sim W_0/N$, и, таким образом, соответствующая ширина Γ_1 макроскопически падает. Пусть q

или $|\vec{q}+2\pi\vec{b}|\approx k_0$. Ограничимся рассмотрением кристаллов, для которых справедливы неравенства:

$$(2\pi\hbar c/aN^{1/3})\gg\Gamma,\ \hbar/t;\qquad \frac{1}{a^2}\sigma_t N^{1/3}<1. \qquad (2)$$

При выполнении первого неравенства выражение в фигурных скобках имеет бо́льшую размазанность в импульсном пространстве по сравнению с реальной размазанностью δ- функции по энергии, которое определяется шириной уровня Г или временем наблюдения t. Второе неравенство, как правило, являющееся более жестким, предполагает, что линейный размер кристалла меньше длины поглощения.

Учитывая (2), из (I) находим:

$$W\approx W_0\,\pi N^{1/3}/(ka)^2. \qquad (3)$$

Таким образом имеет место сильное возрастание вероятности γ-распада, сопровождающееся резкой направленностью излучения вдоль вектора $\vec{q}$. При этом как направление этого вектора, так и величина k_0, могут принимать произвольные значения. (Ширина, соответствующая конверсии, остается неизменной). Принципиально эти эффекты, по-видимому, можно наблюдать, импульсно возбуждая изомерные уровни ядер в кристалле (с использованием мёссбауэровского перехода), т.е. сразу формируя состояние с $q\approx k_0$ и затем наблюдая интенсивность γ-излучения вдоль направления падавшего пучка и под углом к нему или же эффективное изменение коэффициента конверсии. (Заметим, что случай сильно конвертированного уровня является предпочтительным.)

2. Возникает вопрос, не появляется ли состояние с аномально большой скоростью излучения по мере распада ядер в кристалле $(\lambda\leq a)$, если в начальный момент все они были возбуждены (т.е. состояние, в каком-то смысле аналогичное "сверхизлучательному" состоянию, проявляющемуся в системе с $\lambda>L$ [I]; L- размер системы). Обычное выражение для гамильтониана, описывающего систему двухуровневых частиц и их взаимодействие с электромагнитным

полем, в пренебрежении конверсией и колебанием ядер имеет следующий вид:

$$\hat{H} = H_0 + H^1, \qquad H_0 = -\frac{1}{2} E_0 \sum_m \left(\hat{\sigma}_m^z + 1\right), \tag{4}$$

$$H^1 = \frac{1}{2\sqrt{N}} \sum_m \sum_{\vec{k},\vec{q}} \left\{ M \hat{\sigma}_{\vec{q}}^- \hat{a}_{\vec{k}}^+ \exp\left(i(\vec{q}-\vec{k})\vec{r}_m\right) + \text{k.c.} \right\},$$

$$\hat{\sigma}_{\vec{q}}^\pm = N^{-1/2} \sum_m \hat{\sigma}_m^\pm \exp(\mp i \vec{q}\vec{r}_m).$$

Здесь $\hat{\sigma}^z$, $\hat{\sigma}^\pm$ – обычные матрицы Паули. Если ограничиться той стадией распада, когда число ядер в нормальном состоянии βN мало еще по сравнению с N, то в полной аналогии с теорией спиновых волн [2] операторы $\hat{\sigma}_{\vec{q}}^\pm$ можно заменить на операторы вторичного квантования с бозевскими правилами коммутации: $\hat{\sigma}_{\vec{q}}^+ = 2\hat{b}_{\vec{q}}$, $\hat{\sigma}_{\vec{q}}^- = 2\hat{b}_{\vec{q}}^+$. Рождение каждого γ-кванта сопровождается появлением одного нормального состояния, которое имеет нелокализованный характер и является фактически коллективным возбуждением (с отрицательной энергией) в системе почти полностью возбужденных ядер. Эти возбуждения бозевского типа мы будем называть деэкситонами. Ясно, что состояние системы полностью задается набором чисел заполнения деэкситонов $n_{\vec{q}}$, причем сумма $\sum_{\vec{q}} n_{\vec{q}}$ равна числу испущенных γ-квантов (дисперсией деэкситонов мы здесь пренебрегаем). Число распадов в единицу времени для состояния, характеризуемого набором $\{n_{\vec{q}}\}$, в соответствии с [4] определяем выражением:

$$W(\{n_{\vec{q}}\}) = (2\pi/\hbar) \frac{1}{N} \sum_{\vec{k},\vec{q}} |M|^2 \left| \sum_m \exp\left(i(\vec{q}-\vec{k})\vec{r}_m\right) \right|^2 (n_{\vec{q}}+1)\,\delta(E_0 - E_{\vec{k}}). \tag{5}$$

В начальный момент $n_{\vec{q}} = 0$ и мы приходим к очевидному результату: $W = NW_0$. Однако в дальнейшем картина резко меняется. Согласно (5), <u>спонтанное излучение фотонов является индуцированным по деэкситонам</u> и нарастание скорости будет зависеть от значения чисел $n_{\vec{q}}$. В соответствии с (5) q может отличаться от k_0 только в пределах $2\pi/aN^{1/3}$. Следовательно, деэкситоны будут рождаться в фазовом пространстве только в узком шаровом слое вблизи $q = k_0$ с числом состояний

$$\sim \frac{4\pi k_0^2}{(2\pi)^3}(Na^3)(2\pi/a N^{1/3}) = (k_0 a)^2 N^{2/3}/\pi .$$

С учетом этого результата для состояния, возникшего после βN-распадов, имеем:

$$W = W_0[\pi\beta N^{4/3}/(k_0 a)^2]. \qquad (6)$$

Таким образом, скорость распада нарастает макроскопически и это должно иметь место в идеальном кристалле при совершенно произвольном значении k_0. Легко найти и временной ход интенсивности излучения. Для этого достаточно решить уравнение:

$$\dot{n}_{\vec q} = W_{\vec q}(n_{\vec q}+1) - n_{\vec q}/\tau_{\vec q}\,; \qquad W_{\vec q} \approx N W_0 \pi/(k_0 a)^2 N^{2/3} = g W_0 N^{1/3}.$$

(Здесь мы чисто формально ввели релаксационный член для деэкситонов; до сих пор молчаливо предполагалось $1/\tau_{\vec q} \ll W_{\vec q}$.) Отсюда следует, что при $W_{\vec q} > 1/\tau_{\vec q}$ имеет место экспоненциальное нарастание интенсивности излучения. Заметим, что при анизотропии $W_{\vec q}$ немедленно возникает резкая анизотропия излучения.

3. В только что появившемся сообщении [3] утверждается без доказательства, что можно создать "сверхизлучательное" состояние в кристалле, только если так искусственно подобрать решетку и ядро, что $k_0 = 2\pi b$. Этот результат представляется нам неверным, ибо, как видно из предыдущего, эффект может существовать при любом k_0. С другой стороны, неверны и остальные два утверждения, что интенсивность излучения будет $\sim N^2$, а само излучение направлено вдоль вектора $\vec b$.

Аналогичные утверждения о необходимости выполнения условия $k_0 = 2\pi b$ для увеличения скорости распада ядра и о макроскопической направленности излучения вдоль вектора $\vec b$ содержатся также в работе [4]. К сожалению, ошибочным является и основной результат, согласно которому при выполнении этого условия время жизни при распаде пространственно фиксированного возбужденного ядра макроскопически уменьшается.

4. Отметим, что проведенные выше рассмотрения носят идеализированный характер, и анализ конкретных случаев нуждается в учете целого ряда факторов.

Поступило в редакцию
I2 июня I965 г.

Литература

[I] R.H. Dicke . Phys. Rev., 93, 99, 1954.
[2] T. Holstein, H. Primakoff. Phys. Rev., 58, 1098, 1940; А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, М.И.Каганов, УФН, 71, 533, I960.
[3] I.H. Terhune, G.C. Baldwin. Phys. Rev. Lett., 14, 589, 1965.
[4] Д.Ф.Зарецкий, В.В.Ломоносов, ЖЭТФ, 48, 368, I965.