КОЛЛЕКТИВНОЕ КУЛОНОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР В РЕГУЛЯРНОМ КРИСТАЛЛЕ

Ю.М.Каган, Ф.Н.Чуховский

1. В работах было показано, что при резонансном взаимодействии γ-квантов или частиц с ядрами, находящимися в кристаллической решетке, возникающее возбужденное состояние (компаунд-ядро) носит коллективный характер. Иными словами, возбужденное состояние при этом не является возбуждение отдельного ядра, а "размазано" по всему кристаллу.

Оказывается, такое коллективное состояние при определенных условиях может возникнуть при кулоновском возбуждении низколежащих уровней ядер, сопровождающем рассеяние быстрых заряженных частиц в регулярном кристалле. При этом угловое распределение γ-квантов при распаде такого возбужденного состояния будет носить особый характер, резко отличающийся от обычного случая.

2. Пусть кулоновское возбуждение осуществляется пучком быстрых тяжелых частиц (для определенности протонов) с начальным импульсом p. В результате взаимодействия ядра кристалла получают импульс $q=p-p'$, где p' – конечный импульс частиц.

В идеально жесткой решетке γ-излучение n-го ядра будет иметь фазу $\exp[i(q-\kappa)R_n]$ (κ – волновой вектор γ-кванта). В реальном кристалле такая фаза сохранится только в том случае, если не произойдет возбуждения фононов, т.е. процесс будет носить "безотдачный" характер.

Вероятность бесфононного перехода зависит от постановки эксперимента. Можно представить себе два типа опытов: а) возбуждается изомерный уровень мессбауэровского типа и регистрируются только γ-кванты, для которых имеет место эффект Мессбауэра; б) регистрируются все γ-кванты, вне зависимости от их энергии. Соответствующий анализ показывает, что при этом

$$\text{а) } f(q,\kappa) = \exp[-Z(q)-Z(\kappa)], \quad \text{в) } f(q,\kappa) = \exp[-Z(q-\kappa)], \qquad (1)$$

где Z – обычный показатель экспоненты в факторе Дебая-Валлера. Если состояние решетки не меняется, то кулоновское возбуждение и последующий γ-распад будет носить когерентный характер. Матричный элемент для такого перехода запишется в виде

$$M_{\text{ког}} = \sum_n M_0(q,\kappa/\kappa)[f(q,\kappa)]^{1/2}\exp[i(q-\kappa)R_n]. \qquad (2)$$

При рассеянии протонов на сколь-нибудь заметные углы переданный импульс оказывается столь большим, что f, а вместе с тем и (2) практически обращается в ноль. Когерентная амплитуда оказывается отличной от нуля только при малых углах рассеяния θ. В этой области углов (v – скорость падающих частиц)

$$q^2 = q^2_{\min} + p^2\theta^2, \quad q_{\min} = \kappa\frac{c}{v} \qquad (3)$$

и при реальных κ речь может идти об углах $\theta \approx q_{\min}/p$. В силу этого для переходов, которым соответствует мультипольность $E2$ и выше, когерентная часть полного сечения будет, по крайней мере, в отношении $(q_{\min}/p)^2$ меньше обычного сечения и для экспериментального определения практически не доступна.

Однако для мультипольности $E1$ и $M1$ значительная часть сечения сконцентрирована как раз в малой области углов рассеяния протонов $\approx q_{\min}/p$. Это открывает возможность проявления когерентных процессов для таких переходов при кулоновском возбуждении в кристалле.

3. Дифференциальное сечение когерентного испускания γ-квантов может быть представлено в виде

$$d\sigma_{\text{кор}} = g\sum_K |M_0(q,\frac{\kappa}{\kappa})|^2 f(q,\kappa)\frac{1}{v_0}\delta(q-\kappa+K)\delta(\epsilon-\epsilon'-\omega_0)\,d^3p'\,d\Omega_\kappa. \quad (4)$$

Здесь v_0 – объем элементарной ячейки, K – вектор обратной решетки, умноженный на 2π, а g – константа, $\omega_0 = \kappa c$. Проинтегрируем по конечному импульсу протона. Это приводит к снятию δ – функции по импульсам, а в δ – функции по энергии аргумент обращается теперь в ноль при условии

$$\cos(\hat{\kappa p}) = \frac{c}{v} - p\frac{K}{p\kappa} - \frac{(\kappa - K)^2}{2p\kappa}. \tag{5}$$

В интересующем нас интервале углов рассеяния последний член в (5) мал и им можно пренебречь. Тогда из (5) можно заключить, что γ-кванты будут испускаться по конусам с осью вдоль p. Пусть кристалл обладает кубической симметрией и протоны движутся вдоль кубической оси. При этом

$$\cos(\hat{\kappa p}) = \frac{c}{v} - \frac{K_x}{\kappa}.$$

Максимальное число конусов излучения, очевидно, равно просто

$$1 + [\frac{2\kappa}{K_x^0}],$$

где K_x^0 – базисный вектор обратной решетки, а [...] обозначает целую часть. Если рассматривать возбуждение только низколежащих уровней (изомерного типа), то число таких конусов весьма ограниченно.

Полное сечение для отдельного конуса (a) с учетом (4) и (5) запишется как

$$\sigma^a_{\text{ког}} = g \sum_{K_\perp} | M_0(q, \frac{\kappa}{\kappa}) |^2 f(q, \kappa_a) \frac{2\pi m}{p\kappa v_0} |_{q = \kappa_a + K;\ K = K^a_x + K_\perp}. \tag{6}$$

Суммирование здесь по векторам обратной решетки, лежащим в плоскости $\perp$ оси x.

4. Для переходов $E1$ и $M1$ имеем (при $\theta \ll 1$) [4]

$$\begin{aligned} | M_0^{(E1)}(q, \frac{\kappa}{\kappa}) |^2 &= [1 - 2A_2^{(E1)} P_2(\frac{q}{q}) P_2(\frac{\kappa}{\kappa})] \frac{p^2}{q^2}; \\ | M_0^{(M1)}(q, \frac{\kappa}{\kappa}) |^2 &= [1 + A_2^{(M1)} P_2(\frac{\kappa}{\kappa})] p^2 \frac{(q^2 - q^2_{\min})}{q^4}. \end{aligned} \tag{7}$$

В сечение (6) вклад дают большое число членов в сумме по узлам обратной решетки. Это позволяет перейти от суммирования к интегрированию, проведя замену

$$\sum_{K_\perp} \to \frac{s_0}{(2\pi)^2} \int d^2 K_\perp.$$

Подставляя (7) в (6) и распространяя интегрирование до ∞ (что всегда можно делать, если принять во внимание экспоненциальный характер зависимости в f), для случая, когда угол раствора конуса мал, находим

$$\sigma^{a}_{\text{ког}} = g\frac{\pi p}{2(\kappa a)} f(q_{\min}) e^{Z(q_{\min})} \begin{cases} -Ei[-Z(q_{\min})][1 + A_2^{(E1)} + 3A_2^{(E1)} Z(q_{\min})] - \\ \quad - 3A_2^{(E1)} e^{-Z(q_{\min})} \\ (1 + A_2^{(M1)})[-Ei(-Z(q_{\min}))(1 + Z(q_{\min})) - e^{-Z(q_{\min})}]. \end{cases} \qquad (8)$$

$$v_0 = s_0 a$$

Это и есть окончательное выражение для сечения когерентного излучения γ-квантов при кулоновском возбуждении ядер, соответствующее отдельному конусу.

Представляет интерес сравнить (8) с обычным полным сечением для отдельного ядра σ_0. Нетрудно показать, что (ограничимся случаем $E1$)

$$\frac{\sigma^{a}_{\text{ког}}}{\sigma_0} \approx \frac{\pi}{2(\kappa a)} \frac{\{-Ei[-Z(q_{\min})]\}}{\ln(2p/q_{\min})}. \qquad (9)$$

Отсюда видно, что для получения заметного когерентного эффекта необходимо: 1) использовать возбуждение предельно низколежащих уровней изомерного типа; 2) использовать пучки достаточно быстрых частиц с тем, чтобы $q_{\min}$ не сильно отличалось от κ.

5. При движении в кристалле первичная частица теряет свою энергию. Это накладывает ограничение на толщину кристалла, в пределах которой когерентность сохраняется. Соответствующее значение получается из условия, что фаза по толщине меняется не больше, чем на π

$$\frac{q_{\min} l \Delta\epsilon}{2\epsilon} \approx \pi. \qquad (10)$$

Заметим, что это условие также требует частиц высокой энергии.

6. Отметим в заключение, что может в принципе существовать процесс, в каком-то смысле обратный рассмотренному, а именно специфическое кулоновское возбуждение отдельного ядра периодическим полем кристаллической решетки. Это явление, на которое впервые обратил внимание В.В.Окороков [5], требует специального рассмотрения.

Поступило в редакцию
8 декабря 1966 г.

Литература

[1] Ю.М.Каган, А.М.Афанасьев. ЖЭТФ, 50, 271, 1966.
[2] А.М.Афанасьев, Ю.М.Каган. Письма ЖЭТФ, 2, 130, 1965.

[3] А.М.Афанасьев, Ю.М.Каган. ЖЭТФ, 48, 327, 1965; Ю.М.Каган, А.М.Афанасьев. ЖЭТФ, 49, 1504, 1965.
[4] K.Alder, A.Bohr, T.Huus, B.Mottelsow, A.Winter.Rev. Mod. Phys., 28, 432, 1956.(Русский перевод см. в сб. "Деформация атомных ядер", ИЛ, 1958.
[5] В.В.Окороков. ЯФ, 2, 1009, 1965; В.В.Окороков. Письма ЖЭТФ, 2, 175, 1965.