Доклады Академии Наук СССР
1950. Том LXXIII, № 6

ФИЗИКА

А. З. ДОЛГИНОВ

УГЛОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ α-ЧАСТИЦ И γ-КВАНТОВ ПРИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ ИСПУСКАНИИ

(Представлено академиком П. И. Лукирским 17 VI 1950)

Наблюдение углового распределения частиц, испускаемых при каскадных переходах атомных ядер или при ядерных реакциях, является полезным методом для определения угловых моментов и четностей основных и возбужденных состояний ядер, участвующих в переходе.

Так как формулы для угловой корреляции, вообще говоря, зависят от теоретических представлений о периоде процесса, то сравнение с опытом в ряде случаев может служить для проверки теоретических представлений.

Для определения угловой корреляции между α-частицей и γ-квантом при их последовательном испускании мы не можем воспользоваться теорией возмущений, так как взаимодействие между α-частицей и ядром больше или того же порядка, что и энергия испускаемой α-частицы. Однако мы интересуемся только угловым распределением частиц, а поэтому можем использовать метод, который с успехом применил Янг [1] для вывода ряда общих соотношений, относящихся к угловому распределению при ядерных реакциях.

Асимптотическое значение волновой функции системы после испускания начальным ядром (момент которого j_1, а его проекция на выбранную ось m_1) α-частицы можно записать в виде

$$\varphi_{m_1} = \frac{1}{r} e^{i\frac{pr}{\hbar}} \sum_{m_2} \Psi_{j_2 m_2} f^{m_1}_{m_2}(\vartheta_p, \varphi_p).$$

Здесь взята $\sum\limits_{m_2}$, так как в уходящей волне будут содержаться α-частицы со всеми допустимыми значениями $M = m_1 - m_2$; импульс α-частицы $\mathbf{p}(p, \vartheta_p, \varphi_p)$; $\Psi_{j_2 m_2}$ — волновая функция промежуточного ядра, время жизни которого предполагаем достаточно малым для того, чтобы состояние не успело нарушиться до испускания γ-кванта [2].

Методами теории групп легко показать, что в системе координат, повернутой на некоторый угол относительно исходной системы, величина

$$f^{m_1'}_{m_2'}(\vartheta'_p, \varphi'_p) = \sum_{m_1 m_2} (m_2'|m_2)^*_{j_2} (m_1'|m_1)_{j_1} f^{m_1}_{m_2}(\vartheta_p \varphi_p), \tag{1}$$

где $(m_2'|m_2)_{j_2}$ и $(m_1'|m_1)_{j_1}$ — матричные элементы неприводимых представлений D_{j_2} и D_{j_1} трехмерной группы вращений. Из (1) следует, что $f^{m_1}_{m_2}(\vartheta_p, \varphi_p)$ преобразуется по представлению $D^*_{j_2} \times D_{j_1}$.

Это позволяет записать $f^{m_1}_{m_2}(\vartheta_p, \varphi_p)$ в виде

$$f^{m_1}_{m_2}(\vartheta_p, \varphi_p) = \sum_{L=|j_1-j_2|}^{L=j_1+j_2} (-1)^{m_2} C^{L,\,M}_{j_2-m_2;\;j_1,\,m_1} Q^{(L)}_{j_1\,j_2} Y_{LM}(\vartheta_p, \varphi_p), \tag{2}$$

где $Q^{(L)}_{j_1,\,j_2}$, вообще говоря, комплексная величина, зависящая от L, j_1 и j_2, но не от m_1, m_2 или углов ϑ_p, φ_p; $C^{L,\,M}_{j_2,\,-m_2;\;j_1,\,m_1}$ — известные коэффициенты разложения Клебша—Жордана ([3,4]).

Вероятность α-распада пропорциональна величине

$$w = \frac{1}{2\,j_1+1} \sum_{m_1 m_2} \int |f^{m_1}_{m_2}(\vartheta_p, \varphi_p)|^2 d\Omega_{\mathbf{p}} = \frac{1}{2\,j_1+1} \sum_{L=|j_1-j_2|}^{L=j_1+j_2} |Q^{(L)}_{j_1,\,j_2}|^2.$$

Выбирая за ось направление вылета α-частицы, т. е. полагая $\vartheta_p = \varphi_p = 0$, мы можем записать выражение для угловой корреляции между α-частицей и γ-квантом в виде

$$W(\theta) = \sum_{m_1 m_3} \sum_{\mathbf{e}} \Big| \sum_{m_2} f^{m_1}_{m_2}(0,0)\, H^{(\gamma)}_{m_2,\,m_3}(\theta, \Phi) \Big|^2, \tag{3}$$

где $H^{(\gamma)}_{m_2,\,m_3}$ — матричный элемент радиационного перехода; $\sum\limits_{\mathbf{e}}$ — суммирование по направлениям поляризации γ-кванта; θ, Φ — углы вектора импульса γ-кванта.

Используя методы, изложенные в ([5]), мы можем записать для матричного элемента радиационного перехода выражение

$$H^{(\gamma)}_{m_2,\,m_3} = \sum_{l=|j_2-j_3|}^{l=j_2+j_3} (-1)^{m_3}\, C^{l,\,m}_{j_3,-m_3;\;j_2,\,m_2} (\mathbf{e}\mathbf{Y}^{\lambda *}_{lm}(\theta, \Phi))\, R^{\lambda,\,l}_{j_2,\,j_3}, \tag{4}$$

где $\mathbf{Y}^{\lambda}_{lm}(\theta, \Phi)$ — шаровой вектор, циклические компоненты * которого равны

$$[\mathbf{Y}^{\lambda}_{lm}(\theta, \Phi)]_M = \sqrt{\frac{2\,l+1}{2\,l+2\,\lambda+1}}\, C^{l+\lambda,\,m+M}_{1,\,M;\;l,\,m}\, Y_{l+\lambda,\,m+M}(\theta, \Phi).$$

Величина $R^{\lambda,\,l}_{j_2,\,j_3}$ — интеграл, не зависящий от m_2, m_3 и углов; $\lambda = 0$, если переход магнитного типа, и $\lambda = -1$, если переход электрического типа: $\mathbf{e}$ — орт поляризации γ-кванта.

При радиационном переходе ядра обычно бывает существенным излучение только одной определенной мультипольности.

Используя (2), (3) и (4), мы можем получить выражение для углового распределения 2^l-польного γ-излучения по отношению к направлению вылета α-частицы, испускаемой в первом акте, в виде **

$$W(\theta) = \sum_{m_1 m} \Big\{ \Big| \sum_{L} C^{L,\,0}_{j_2,-m_1;\;j_1,\,m_1} Q^{(L)}_{j_1,\,j_2} \Big|^2 \big(C^{l,\,m}_{j_3,-m_3;\;j_2,\,m_1}\big)^2 |\mathbf{Y}^{0}_{lm}(\theta)|^2 \Big\}. \tag{5}$$

Так как α-частицы, испускаемые при α-распаде, обычно имеют длину волны меньше размеров ядра, то в $\sum\limits_{L}$ нельзя оставить только

---

* Циклические компоненты вектора $\mathbf{a}$ выражаются через его декартовы компоненты посредством соотношений $a_0 = a_z$; $a_{\pm 1} = \pm \frac{1}{\sqrt{2}}(a_x \pm i a_y)$.

** Общие множители, не влияющие на корреляцию, мы везде опускаем, не оговаривая этого особо.

один член. Однако значения $|Q^{(L)}_{j_1, j_2}|^2$ однозначно связаны с вероятностью испускания α-частицы с определенным значением момента L, и для определения относительных значений величин различных $|Q^{(L)}_{j_1, j_2}|^2$ можно воспользоваться вычислением времени жизни α-активных ядер по отношению к испусканию α-частиц с различными угловыми моментами L. Такие вычисления были проведены в ([6]). Наоборот, определение модуля и фазы $Q^{(L)}_{j_1, j_2}$ из опытов по угловой $\alpha - \gamma$-корреляции позволит проверить теоретические построения, связанные с α-распадом.

Отметим, что если при инверсии произведение волновых функций ядра $\Psi^*_{j_2 m_2} \Psi_{j_1 m_1}$ до и после α-распада приобретает множитель $(-1)^{|j_1 - j_2|}$, то возможны только такие значения L в интервале $j_1 + j_2 \geqslant L \geqslant |j_1 - j_2|$, четность которых одинакова с четностью $|j_1 - j_2|$, а если при инверсии приобретается множитель $(-1)^{|j_1 - j_2| + 1}$, то возможные L имеют четность, противоположную четности $|j_1 - j_2|$. Каждый из этих случаев надо рассматривать отдельно.

В некоторых случаях, когда L может принимать лишь одно определенное значение, величина $Q^{(L)}_{j_1, j_2}$ не влияет на угловую корреляцию, которая целиком определяется значениями угловых моментов. В этом случае

$$W(\theta) = \sum_{m_1 m} \left\{ \left(C^{L,0}_{j_2, -m_1; j_1, m_1}\right)^2 \left(C^{l,m}_{j_3, -m_1+m; j_1, m_1}\right)^2 |\mathbf{Y}^0_{lm}(\theta)|^2 \right\}.$$

Если же нас интересует также вопрос о корреляции между направлением α-частицы и поляризацией последующего γ-кванта, то суммировать по поляризациям в формуле (3) не нужно, и мы получим

$$W(\theta, \eta) = \sum_{m_1 m} \left\{ \left| \sum_L C^{L,0}_{j_2, -m_1; j_1, m_1} Q^{(L)}_{j_1, j_2} \right|^2 \left(C^{l,m}_{j_3, -m_2; j_2, m_2}\right)^2 |(\mathbf{e}\mathbf{Y}^{\lambda *}_{lm}(\theta))|^2 \right\}. \quad (6)$$

Здесь положено $\mathbf{e} = \bar{\tau}_1 \cos\eta + \bar{\tau}_2 \sin\eta$, где $\bar{\tau}_1$ и $\bar{\tau}_2$ — некоторые фиксированные направления в плоскости, перпендикулярной $\mathbf{k}$, например, $\bar{\tau}_1(1, \theta + \pi/2, \Phi)$, $\bar{\tau}_2(1, \pi/2, \Phi + \pi/2)$, а η — угол между $\bar{\tau}_1$ и $\mathbf{e}$ в указанной плоскости. Согласно (6) корреляция между направлением α-частицы и поляризацией последующего γ-кванта может служить также для определения магнитного ($\lambda = 0$) или электрического ($\lambda = -1$) характера радиационного перехода.

Формула (5) была использована для теоретической интерпретации опытов Л. А. Кульчицкого ([7]). Обсуждение опытов мы не приводим, так как оно приведено в статье Кульчицкого. Укажем только, что само наличие хорошо выраженной корреляции говорит о неправильности предположений Эллиса ([8]) и Оппенгеймера ([9]) об угловых моментах уровней ThC, ThC″, участвующих в переходе. Корреляция $\alpha - \gamma$ выражена тем более резко, чем больше величина углового момента промежуточного ядра (при $j_2 = 0$ или $^1/_2$ корреляции нет вовсе) и чем больше изменение угловых моментов при переходе по сравнению с величиной этих моментов. Если ядро в начальном и конечном состоянии имеет спин 0, а в промежуточном l, то корреляция $\alpha - \gamma$ имеет вид $|\mathbf{Y}^0_{l0}(\theta)|^2$.

Поступило
5 VI 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] C. Yang, Phys. Rev., **74**, 764 (1948). [2] G. Goertzel, Phys. Rev., **70**, 897 (1946). [3] E. Wigner, Gruppentheorie u. ihre Anwendung auf die Quantenmechanik der Atomspektren, Braunschweig, 1931. [4] Л. Ландау и Е. Лифшиц, Квантовая механика, ч. 1, 1948. [5] В. Берестецкий, А. Долгинов и К. Тер-Мартиросян, ЖЭТФ, **20**, 527 (1950). [6] M. Preston, Phys. Rev., **71**, 865 (1948). [7] Л. Кульчицкий, ДАН, **73**, № 6 (1950). [8] C. Ellis and N. Mott, Proc. Roy. Soc., **139**, 369 (1933). [9] F. Oppenheimer, Proc. Cambr. Phil. Soc., **32**, 328 (1936).