

85-70



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

C343Г
3087/85

P4-85-70

Х.Риголь

УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В РЕАКЦИИ (n, p)

C343Г

1985

ВВЕДЕНИЕ

Обычно в нейтронной спектроскопии исследуются такие параметры реакции, как энергетическое положение резонанса, полная ширина, нейтронная, радиационная альфа- и протонная ширины и т.д. В то же время богатая физическая информация содержится в различных угловых корреляциях, в частности, в реакции (n, p) . Рассмотрим возможности таких корреляционных исследований для случая медленных нейтронов.

Отметим, что эта работа предназначена для экспериментаторов, поэтому расчеты выполнены достаточно подробно.

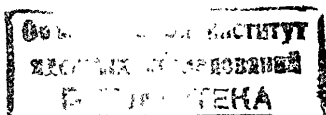
1. ОБЩИЕ ФОРМУЛЫ

Изучение различных корреляций в реакции (p, p) интересно не только для исследования самого процесса образования компаунд-ядра и для изучения характеристик возбужденных состояний ядер, но и для исследования роли слабого взаимодействия в атомных ядрах. Присутствие слабого взаимодействия между нуклонами в ядре приводит к тому, что в некоторых случаях пространственная четность не сохраняется в ядерных реакциях. Впервые этот эффект наблюдался в реакции $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$ в угловом распределении γ -квантов ^{1/}. Крайне интересным было открытие такого эффекта при делении ядер поляризованными нейтронами ^{2/}.

Новый интерес к этому вопросу тесно связан с работами Сушкова и Фламбаума ^{3-5/}, а также с последующими работами Бунакова и Гудкова ^{6/}, в которых предсказано значительное усиление P -нечетных эффектов вблизи P -волновых нейтронных резонансов. Этот эффект был обнаружен в ЛНФ ОИЯИ при исследовании различия полных сечений ядер ^{117}Sn в области P -резонанса 1,33 эВ для нейтронов, поляризованных по направлению их импульса и против него ^{7/}.

Основываясь на работе ^{8/}, в которой анализируется реакция (n, γ) , приведем наши результаты расчета для амплитуд реакции (n, p) .

Помимо основного S -волнового захвата, мы учитываем P -волновой захват нейтрона, так как большинство интересных корреляций связано с интерференцией S - и P -волн. Амплитуда реакции без нарушения четности с захватом S - и P -волнового нейтрона определяется графиками, изображенными на рис. 1 и 2 соответственно:



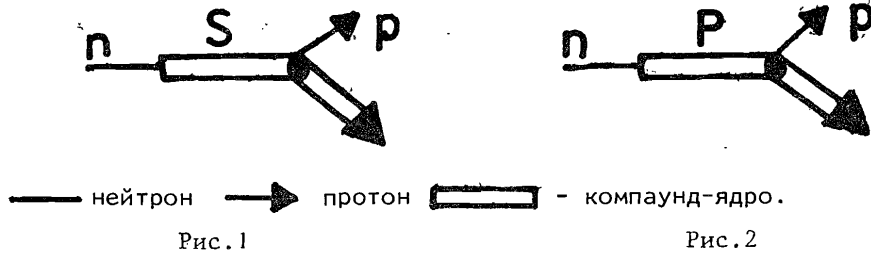


Рис. 1

Рис. 2

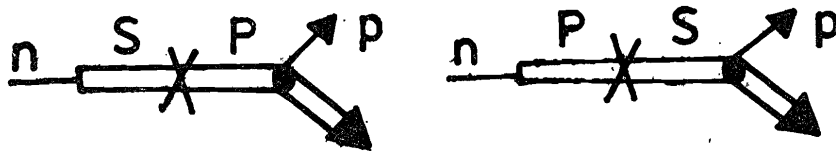
Амплитуды, соответствующие графикам рис.1 и 2, имеют вид:

$$f_1 = -\frac{1}{2k} \frac{\langle p | H_S | S \rangle \langle S | H_S | n \rangle}{E - E_S + i \frac{\Gamma_S}{2}}, \quad /1/$$

$$f_2 = -\frac{1}{2k} \frac{\langle p | H_S | P \rangle \langle P | H_S | n \rangle}{E - E_P + i \frac{\Gamma_P}{2}}. \quad /2/$$

Здесь E - энергия нейтрона; $E_{S(P)}$, $\Gamma_{S(P)}$ - энергия и ширина ближайшего $S(P)$ резонанса; H_S - оператор остаточного взаимодействия, приводящего к захвату нейтрона и к испусканию протона; k - импульс нейтрона.

Несмотря на то, что нуклоны взаимодействуют главным образом через сильное взаимодействие, при котором сохраняется четность, присутствие небольшого компонента слабого взаимодействия приводит к тому, что в ядре может возникнуть смешивание одночастичных уровней противоположной четности ^{/9/}. Этот случай изображен на графиках рис.3 и 4:



X - слабое взаимодействие.

Рис. 3

Рис. 4

Выражения для амплитуд f_3 и f_4 таковы:

$$f_3 = -\frac{1}{2k} \frac{\langle p | H_S | P \rangle \langle P | H_W | S \rangle \langle S | H_S | n \rangle}{(E - E_P + i \frac{\Gamma_P}{2})(E - E_S + i \frac{\Gamma_S}{2})}, \quad /3/$$

$$f_4 = -\frac{1}{2k} \frac{\langle p | H_S | S \rangle \langle S | H_W | P \rangle \langle P | H_S | n \rangle}{(E - E_P + i \frac{\Gamma_P}{2})(E - E_S + i \frac{\Gamma_S}{2})}. \quad /4/$$

Рассмотрим теперь матричные элементы, входящие в выражения для амплитуд. Введем обозначения: \vec{n} и \vec{p} - направления движения нейтрона и протона; $a_{n(p)}$ - проекция спина нейтрона /протона/.

Амплитуда захвата нейтрона в S -резонансе равна:

$$\langle S | H_S | n \rangle = C_{I_z \frac{1}{2} a_n}^{J_S J_{S_z}} T_S^n, \quad /5/$$

где $T_S^n = \eta_S^n \sqrt{\Gamma_S^n(E)}$, а в P -резонансе

$$\langle P | H_S | n \rangle = \sum_{j_n j_{nz} \nu_n} C_{I_z j_n j_{nz}}^{J_P J_{P_z}} C_{1 \nu_n \frac{1}{2} a_n}^{j_n j_{nz}} i \sqrt{4\pi} T_P^n(j_n) Y_{1 \nu_n}^*(\vec{n}_n), \quad /6/$$

где $T_P^n(j_n) = \eta_P^n \sqrt{\Gamma_P^n(j_n)}$; для испускания протона:

$$\langle p | H_S | S \rangle = C_{I_z \frac{1}{2} a_p}^{J_S J_{S_z}} T_S^{p*} e^{-i\phi_0}, \quad /7/$$

где $T_S^p = \eta_S^p \sqrt{\Gamma_S^p}$, и

$$\langle p | H_S | P \rangle = \sum_{j_p j_{pz} \nu_p} C_{I_z j_p j_{pz}}^{J_P J_{P_z}} C_{1 \nu_p \frac{1}{2} a_p}^{j_p j_{pz}} (-i) \sqrt{4\pi} T_P^p(j_p) Y_{1 \nu_p}(\vec{n}_p) e^{-i\phi_1}$$

где $T_P^p(j_p) = \eta_P^p \sqrt{\Gamma_P^p(j_p)}$.

Здесь $C_{I_z \frac{1}{2} a}^{J J_z}$ - коэффициент Клебша-Гордана; $\Gamma_P^{n(p)}(j_{n(p)})$ - нейтронная /протонная/ ширина, соответствующая испусканию нейтрона /протона/ с моментом $j_{n(p)}$:

$$\Gamma_P^{n(p)} = \Gamma_P^{n(p)} \left(\frac{1}{2}\right) + \Gamma_P^{n(p)} \left(\frac{3}{2}\right) = |T_P^{n(p)} \left(\frac{1}{2}\right)|^2 + |T_P^{n(p)} \left(\frac{3}{2}\right)|^2,$$

множитель η - комплексный ($\eta = \pm e^{i\xi}$), где ξ - фазы соответствующих амплитуд распада; ϕ_0 , ϕ_1 - кулоновские фазы для протона, испускаемого из S - или из P -состояний соответственно.

С учетом /1-8/ амплитуды f_i выглядят следующим образом:

$$f_1 = -\frac{1}{2k} C_{I_z \frac{1}{2} a_n}^{J_S J_{S_z}} C_{I_z \frac{1}{2} a_p}^{J_S J_{S_z}} \frac{T_S^n T_S^{p*}}{(E - E_S + i \frac{\Gamma_S}{2})} e^{-i\phi_0}, \quad /9/$$

$$f_2 = -\frac{2\pi}{k} \sum_{j_n j_{nz} \nu_n} C_{II_z j_n j_{nz}}^{J_P J_{Pz}} C_{I\nu_n \frac{1}{2} a_n}^{j_n j_{nz}} C_{I' I'_z j'_p j'_{pz}}^{J_P J_{Pz}} C_{I\nu_p \frac{1}{2} a_p}^{j_p j_{pz}} \times$$

$$\frac{T_P^n(j_n) T_P^{p*}(j_p)}{E - E_P + i \frac{\Gamma_P}{2}} Y_{I\nu_n}^*(\vec{n}_n) Y_{I\nu_p}(\vec{n}_p) e^{-i\phi_1} \quad /10/$$

$$f_3 = -\frac{\sqrt{\pi}}{k} W_{SP} \sum_{j_p j_{pz} \nu_p} C_{II_z \frac{1}{2} a_n}^{J_S J_{Sz}} C_{I' I'_z j'_p j'_{pz}}^{J_P J_{Pz}} C_{I\nu_p \frac{1}{2} a_p}^{j_p j_{pz}} \times$$

$$\frac{T_S^n T_P^{p*}(j_p) Y_{I\nu_p}(\vec{n}_p)}{(E - E_P + i \frac{\Gamma_P}{2}) (E - E_S + i \frac{\Gamma_S}{2})} e^{-i\phi_1} \quad /11/$$

$$f_4 = -\frac{\sqrt{\pi}}{k} W_{SP} \sum_{j_n j_{nz} \nu_n} C_{I' I'_z \frac{1}{2} a_p}^{J_S J_{Sz}} C_{II_z j_n j_{nz}}^{J_P J_{Pz}} C_{I\nu_n \frac{1}{2} a_n}^{j_n j_{nz}} \frac{T_P^{p*} T_S^n(j_n) Y_{I\nu_n}^*(\vec{n}_n)}{(E - E_S + i \frac{\Gamma_S}{2}) (E - E_P + i \frac{\Gamma_P}{2})} e^{-i\phi_0},$$

$$\quad /12/$$

где $W_{SP} = \langle S | H_W | P \rangle i$.

Полная амплитуда реакции (n, p) в нашем случае есть когерентная сумма

$$f = f_1 + f_2 + f_3 + f_4, \quad /13/$$

дифференциальное сечение (n, p) реакции:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 \quad /14/$$

Разумеется, после соответствующих суммирований по квантовым числам и интегрирования по углам квадратов модулей амплитуд f_1 и f_2 получаются известные формулы Брейта-Вигнера для полного сечения реакции (n, p) в отдельных S- и P-состояниях.

При разных экспериментальных условиях в дифференциальном сечении /14/ преобладают различные корреляции. Обратим внимание на четыре из них.

1. Угловое распределение протонов, испускаемых из P-состояний после захвата ядрами неполяризованных нейтронов. В этом случае нас интересует вклад амплитуды f_2 .

2. Асимметрия вперед-назад в испускании протонов после захвата ядрами неполяризованных нейтронов. Этот эффект определяется интерференцией между амплитудами f_1 и f_2 .

3. Лево-право- P -четная асимметрия в испускании протонов после захвата поляризованных нейтронов. Этот эффект также определяется интерференцией между амплитудами f_1 и f_2 .

4. Асимметрия в испускании протонов по направлению спина нейтрона и против него после захвата ядрами поляризованных нейтронов. В этом эффекте может проявиться нарушающее четность слабое взаимодействие, поскольку оно определяется интерференцией между амплитудами f_1 и f_3 и между амплитудами f_2 и f_4 .

Теперь проанализируем подробно эти корреляции. Сначала рассмотрим случай чистого P-состояния. Тогда из /14/

$$\frac{d\sigma(P)}{d\Omega} = f_2 \times f_2^*$$

используя выражение /10/, получим:

$$\frac{d\sigma(P)}{d\Omega} = \frac{4\pi^2}{k^2} \sum_{j_n j_{nz} \nu_n} C_{II_z j_n j_{nz}}^{J_P J_{Pz}} C_{I\nu_n \frac{1}{2} a_n}^{j_n j_{nz}} C_{I' I'_z j'_p j'_{pz}}^{J_P J_{Pz}} C_{I\nu_p \frac{1}{2} a_p}^{j_p j_{pz}} T_P^n(j_n) T_P^{p*}(j_p) \times$$

$$\sum_{j'_p j'_{pz} \nu'_p} C_{II_z j'_p j'_{pz}}^{J_P J_{Pz}} C_{I\nu_n \frac{1}{2} a_n}^{j'_p j'_{pz}} C_{I' I'_z j'_p j'_{pz}}^{J_P J_{Pz}} C_{I\nu_p \frac{1}{2} a_p}^{j'_p j'_{pz}} \times$$

$$Y_{I\nu_n}^*(\vec{n}_n) Y_{I\nu_p}(\vec{n}_p) \frac{1}{(E - E_P)^2 + \frac{\Gamma_P^2}{4}},$$

где $\frac{d\sigma(P)}{d\Omega}$ определяется квантовыми числами $J_P, J_{Pz}, I, I_z, I', I'_z, a_n, a_p$.

Используем свойства функции $Y_{\ell m}(\theta, \phi)$:

$$Y_{\ell m}^*(\theta, \phi) \cdot Y_{\ell' m'}(\theta, \phi) = (-1)^m \sum_{L=|\ell-\ell'|}^{\ell+\ell'} \sum_{M=-L}^L \left[\frac{(2\ell+1)(2\ell'+1)}{4\pi(2L+1)} \right]^{1/2} \times$$

$$\times C_{\ell 0 \ell' 0}^{L 0} C_{\ell-m \ell' m}^{L M} Y_{LM}(\theta, \phi) \quad /15/$$

и свойства коэффициентов Клебша-Гордана:

$$\sum_{\beta} C_{a\alpha b\beta}^{e+\beta} C_{e\alpha}^{c\gamma} C_{\beta}^{f\gamma-a} C_{\beta}^{b\beta} C_{\beta}^{d\gamma-a-\beta} (2e+1)^{1/2} (2f+1)^{1/2} C_{a\alpha f\gamma-a}^{c\gamma} W(abcd; ef),$$

где $W(abcd; ef)$ - коэффициенты Рака.

После длительных, но несложных преобразований получим следующий результат:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{g}{4k^2} \frac{(2J_P + 1)}{(2)(2I + 1)} \frac{1}{[P]} \sum_{j_n j_{nz} j'_n j'_{nz}} (-1)^{-1-I-I'} \times \quad /17/$$

$$\times [(2j_n + 1)(2j'_n + 1)(2j_p + 1)(2j'_p + 1)]^{1/2} \cdot (C_{1010}^{L0})^2 \cdot T_P^n(j_n) \cdot T_P^{n*}(j'_n) \cdot T_P^{p*}(j_p) \times \\ \times T_P^p(j'_p) \cdot W(j_n 1 j'_n 1; \frac{1}{2} L) \cdot W(j'_p 1 j_p 1; \frac{1}{2} L) \cdot W(j_p j_n j'_p j'_n; IL) \cdot W(j'_p j'_n j_p j_n; I' L) \times \\ \times P_L(\cos \theta),$$

где $\cos \theta = (\vec{n}_n \cdot \vec{n}_p)$; P_L - полиномы Лежандра. Здесь мы проводили суммирование по выходным квантовым числам I'_z и a_p и усреднение по входным квантовым числам I_z и a_n ; $[P] = (E - E_P)^2 + \Gamma_P^2/4$.

Коэффициент углового распределения $\alpha_{yp}(\theta)$ определяем как:

$$\alpha_{yp}(\theta) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)} \quad /18/$$

Теперь проанализируем вклад интерференции между амплитудами f_1 и f_2 в дифференциальное сечение. Этот вклад определяется произведением $2\text{Re} f_1 f_2^*$.

Используя /9/ и /10/, получим:

$$2\text{Re} f_1 f_2^* = 2\text{Re} \left[\frac{\pi}{k^2} \sum_{j_n j_{nz} \nu_n} C_{I_z \frac{1}{2} a_n}^{J_S J_S z} C_{I'_z \frac{1}{2} a_p}^{J_S J_S z} C_{I_z j_n j_{nz}}^{J_P J_P z} \times \right. \\ \times C_{\nu_n \frac{1}{2} a_n}^{j_n j_{nz}} C_{I'_z j_p j_{pz}}^{J_P J_P z} C_{\nu_p \frac{1}{2} a_p}^{j_p j_{pz}} \frac{T_S^n T_S^{p*} T_P^{n*}(j_n) T_P^p(j_p)}{(E - E_S + i \frac{\Gamma_S}{2})(E - E_P - i \frac{\Gamma_P}{2})} \times \quad /19/ \\ \left. \times Y_{1\nu_n}(\vec{n}_n) Y_{1\nu_p}(\vec{n}_p) e^{i\Delta\phi} \right]$$

где $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_0$.

После преобразований получим следующий результат:

$$2\text{Re} f_1 f_2^* = \frac{1}{2k^2} \frac{(2J_P + 1)(2J_S + 1)}{2(2I + 1)} \times \\ \times \left\{ \frac{[(E - E_S)(E - E_P) + \frac{\Gamma_S \Gamma_P}{4}] \cos \Delta\phi - [(E - E_S) \frac{\Gamma_P}{2} - (E - E_P) \frac{\Gamma_S}{2}] \sin \Delta\phi}{[S][P]} \right\} \times$$

$$\times \sum_{j_n j_p} (-1)^{2j_n + 2j_p + 2I' + 2I} [\Gamma_S^n \Gamma_S^p \Gamma_P^n(j_n) \Gamma_P^p(j_p)]^{1/2} [(2j_p + 1)(2j_n + 1)]^{1/2} \times$$

$$\times W(j_p J_S I', \frac{1}{2} J_P) \times W(j_n J_S I; \frac{1}{2} J_P) \cdot P_1(\cos \theta). \quad /20/$$

Здесь у нас остается неопределенность в знаках амплитуд нейтронных и протонных ширин. С экспериментальной точки зрения разумно изучать вклад интерференции $f_1 f_2^*$, исследуя асимметрию вперед-назад в испускании протонов, которая определяется через коэффициент α_{BH} следующим образом:

$$\alpha_{BH} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta = 0^\circ) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta = 180^\circ)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta = 0^\circ) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta = 180^\circ)} \quad /21/$$

Теперь проанализируем случай, когда падающий нейтрон поляризован. В этом случае, конечно, не надо усреднять по a_n , а только по I_z . Наличие поляризации у нейтрона приводит к P-четной корреляции: $W \sim 1 + a_{np}^{\lambda\pi} \vec{\sigma} \cdot [\vec{n}_n \times \vec{n}_p]$, где $\vec{\sigma}$ - единичный вектор, определяющий направление спина нейтрона. Эта корреляция определяется интерференцией между амплитудами f_1 и f_2 . Ее вклад в дифференциальное сечение следующий:

$$2\text{Im} f_1 f_2^* = \frac{1}{2k^2} \frac{(2J_S + 1)(2J_P + 1)}{2(2I + 1)} \frac{\sqrt{\Gamma_S^n \Gamma_S^p}}{[S][P]} \vec{\sigma} \cdot [\vec{n}_n \times \vec{n}_p] \times \\ \times \sum_{j_n j_p} [(2j_n + 1)(2j_p + 1)]^{1/2} \beta_n \sqrt{\Gamma_P^n(j_n) \Gamma_P^p(j_p)} \times W(j_n J_S I; \frac{1}{2} J_P) \times \quad /22/ \\ \times W(j_p J_S I'; \frac{1}{2} J_P) \left\{ \left[\frac{\Gamma_P}{2}(E - E_S) - \frac{\Gamma_S(E - E_P)}{2} \right] \cos \Delta\phi + \right. \\ \left. + [(E - E_S)(E - E_P) + \frac{\Gamma_S \Gamma_P}{4}] \sin \Delta\phi \right\},$$

$$\beta_n = \begin{cases} 1 & \text{для } j_n = \frac{1}{2}; \\ -\frac{1}{2} & \text{для } j_n = \frac{3}{2}. \end{cases}$$

Берем следующую систему координат: вектор спина $\vec{\sigma}$ направлен параллельно оси X, вектор \vec{n}_n - параллельно оси z, так что $\vec{\sigma} \cdot [\vec{n}_n \times \vec{n}_p] = \sin \theta \cdot \sin \Phi$, где θ и Φ - полярный и азимутальный углы единичного вектора \vec{n}_p .

Коэффициент $\alpha_{np}^{\lambda\pi}$ определен следующим образом:

$$\alpha_{np}^{\lambda\pi} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Phi = \frac{\pi}{2}) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Phi = -\frac{\pi}{2})}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Phi = \frac{\pi}{2}) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Phi = -\frac{\pi}{2})} \quad /23/$$

Наконец, проанализируем случай, когда четность не сохраняется. Более конкретно нас интересует корреляция типа $W \sim 1 + a_{np}^{\lambda\pi} (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_p)$, которая определяется интерференцией между амплитудами f_1 и f_3 и, кроме того, f_2 и f_4 . Надо обратить внимание

на то, что в этом случае сохранение момента количества движения требует, чтобы $J_S = J_P$ и $J_{Sz} = J_{Pz}$. После длинных преобразований получается, что

$$2\text{Re}f_1 f_3^* = \frac{1}{k^2} \frac{(2J+1)^2}{2(2I+1)} \frac{(-1)^{2(I-J)} W_{SP}}{[S][P]} \frac{W_{SP}}{\sqrt{2}} \Gamma_S^n \sqrt{\Gamma_S^P} \times$$

$$\times \sum_{j_p} (-1)^{2j_p} [(2j_p+1)]^{1/2} \times W(1 \frac{1}{2} J I; \frac{1}{2} J) \times W(1 j_p J I'; \frac{1}{2} J) \sqrt{\Gamma_P^P(j_p)} \times /24/$$

$$\times [(E - E_P) \cos \Delta \phi - \frac{\Gamma_P}{2} \sin \Delta \phi] \cos \Phi$$

и

$$2\text{Re}f_2 f_4^* = \frac{1}{k^2} \frac{(2J+1)^2}{2(2I+1)} \frac{(-1)^{2(I-J)} W_{SP}}{[S][P]} \frac{W_{SP}}{\sqrt{2}} \Gamma_P^n (\frac{3}{2}) \sqrt{\Gamma_S^P} \times$$

$$\times \sum (-1)^{2j_p} [(2j_p+1)]^{1/2} W(1 \frac{3}{2} J I; \frac{3}{2} J) W(1 j_p J I'; \frac{1}{2} J) \sqrt{\Gamma_P^P(j_p)} \times \quad /25/$$

$$\times [(E - E_S) \cos \Delta \phi - \frac{\Gamma_S}{2} \sin \Delta \phi] \frac{3}{\sqrt{10}} (\cos \Phi),$$

где $\cos \Phi = (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}_p)$.

Общий вклад в сечение будет равен сумме членов /24/ и /25/.

Коэффициент α_{np} определяем следующим образом:

$$\alpha_{np} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega} (\Phi = 0^\circ) - \frac{d\sigma}{d\Omega} (\Phi = \pi)}{\frac{d\sigma}{d\Omega} (\Phi = 0^\circ) + \frac{d\sigma}{d\Omega} (\Phi = \pi)}. \quad /26/$$

Подчеркнем, что при измерении дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ в принципе все амплитуды и их интерференции дают свой вклад. Надо выбрать условия эксперимента таким образом, чтобы не интересующие нас эффекты давали как можно меньший вклад. Разумная форма определения коэффициентов α позволяет избавиться от ложных эффектов, но только в числителе, а в знаменателе они присутствуют, и надо их хорошо оценить.

2. КОНКРЕТНЫЕ ПРИМЕРЫ

Для иллюстрации проведем расчет коэффициентов α_{np} и $\alpha_{np}^{\lambda\pi}$ для реакций (n, p) на ядрах ^{35}Cl и ^{14}N при использовании тепловых поляризационных нейтронов. Коэффициенты Клебша-Гордана взяты из работы /10/, а коэффициенты Рака - из /11/.

Хлор-35

В случае реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ имеются следующие квантовые числа:

$$I = \frac{2}{3}; \quad I' = \frac{2}{3}; \quad J_S = J_P = 2;$$

$$E_S = -180 \text{ эВ}; \quad E_P = 398 \text{ эВ};$$

$$W(1 \frac{1}{2} 2 \frac{3}{2}; \frac{1}{2} 2) = W(\frac{1}{2} 1 \frac{3}{2} 2; \frac{1}{2} 2) = 0,2236 = \frac{\sqrt{5}}{10};$$

$$W(1 \frac{3}{2} 2 \frac{3}{2}; \frac{1}{2} 2) = W(\frac{3}{2} 1 \frac{3}{2} 2; \frac{1}{2} 2) = -0,1581 = -\frac{\sqrt{5/2}}{10}.$$

$$\text{Тогда } 2\text{Im}f_1 f_2^* \approx \frac{1}{2k^2} \frac{(2J_S+1)(2J_P+1)}{2(2I+1)} \frac{\sqrt{\Gamma_S^n \Gamma_S^p \Gamma_P^n \Gamma_P^p}}{[S][P]} \vec{\sigma} \cdot [\vec{n}_n \times \vec{n}_p] \times$$

$$\times [\sin \Delta \phi (E_S - E_P)] [\frac{1}{10} (X_n + \frac{Y_n}{2})(X_p - Y_p)]$$

и

$$\alpha_{np}^{\lambda\pi} \approx \frac{2\text{Im}f_1 f_2^* (\Phi = 0)}{1 \frac{(2J_S+1) \Gamma_S^n \Gamma_S^p}{4k^2 2(2I+1) [S]}} \approx \left[\frac{\Gamma_P^n \Gamma_P^p}{\Gamma_S^n \Gamma_S^p} \right]^{1/2} \left(\frac{E_S}{E_P} \right) [(X_n + \frac{Y_n}{2})(X_p - Y_p)] \sin \Delta \phi,$$

где

$$X_n^2 = \frac{\Gamma_P^n(\frac{1}{2})}{\Gamma_P^n}; \quad Y_n^2 = \frac{\Gamma_P^n(\frac{3}{2})}{\Gamma_P^n}; \quad X_p^2 = \frac{\Gamma_P^p(\frac{1}{2})}{\Gamma_P^p}; \quad Y_p^2 = \frac{\Gamma_P^p(\frac{3}{2})}{\Gamma_P^p}.$$

Конечно, $X_n^2 + Y_n^2 = X_p^2 + Y_p^2 = 1$.

В случае коэффициента α_{np} мы можем пренебрегать вкладом произведения $2\text{Re}f_2 f_4^*$ относительно вклада $-2\text{Re}f_1 f_3^*$ в тепловой точке так, что $\Gamma_P^n \ll \Gamma_S^n$. Тогда

$$2\text{Re}f_1 f_3^* = \frac{1}{k^2} \frac{(2J+1)^2}{2(2I+1)} \frac{W_{SP}}{\sqrt{2}} \Gamma_S^n \frac{\sqrt{\Gamma_S^p} \cos \Delta \phi E_P}{[S][P]} \times$$

$$\times [\sqrt{2} \frac{1}{10} \sqrt{\Gamma_P^p} (X_p - Y_p)] \cos \Phi$$

и

$$\alpha_{np} \approx \frac{2\text{Re}f_1 f_3^* (\Phi = 0)}{4k^2 2(2I+1) [S]} \left[\frac{\Gamma_P^p}{\Gamma_S^p} \right]^{1/2} \frac{W_{SP} \cos \Delta \phi}{E_P} (X_p - Y_p).$$

Подчеркиваем, что у нас всегда остается неопределённость в знаках амплитуд. Более подробно о различных коэффициентах для реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)$ см. в [12].

Азот-14

Для реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ мы не знаем конкретно, какие состояния S и P интерферируют в тепловой точке. Поэтому надо подсчитать, когда $J_S = J_P = 3/2$ и когда $J_S = J_P = 1/2$. Кроме того, мы знаем, что $I = 1$ и $I' = 0$.

$$a/ J_S = J_P = \frac{1}{2}$$

Тогда

$$W(1 \frac{1}{2} \frac{1}{2} 1; \frac{1}{2} \frac{1}{2}) = -\frac{1}{10} \sqrt{\frac{11}{4}}; \quad W(1 \frac{3}{2} \frac{1}{2} 1; \frac{1}{2} \frac{1}{2}) = -\frac{\sqrt{11}}{10};$$

$$W(1 \frac{1}{2} \frac{1}{2} 0; \frac{1}{2} \frac{1}{2}) = \frac{1}{2}; \quad W(1 \frac{3}{2} \frac{1}{2} 0; \frac{1}{2} \frac{1}{2}) = 0.$$

В этом случае

$$2 \text{Im} f_{1/2}^{*} \approx \frac{1}{2k^2} \frac{(2J_S + 1)(2J_P + 1)}{2(2I + 1)} \frac{[\Gamma_S^n \Gamma_S^p \Gamma_P^n \Gamma_P^p]^{1/2}}{[S][P]} \vec{\sigma}[\vec{n}_n \times \vec{n}_p] \times$$

$$\times (E_S \cdot E_P) \sin \Delta \phi \left[\frac{\sqrt{11}}{20} X_p (\sqrt{2} Y_n - X_n) \right].$$

Тогда

$$a_{np}^{\lambda\pi} \approx \left[\frac{\Gamma_P^n \Gamma_P^p}{\Gamma_S^n \Gamma_S^p} \right]^{1/2} \left(\frac{E_S}{E_P} \right) \frac{\sqrt{11}}{5} X_p (\sqrt{2} Y_n - X_n) \sin \Delta \phi,$$

а для коэффициента a_{np} получим:

$$a_{np} \approx \left[\frac{\Gamma_P^p}{\Gamma_S^p} \right]^{1/2} W_{SP} \frac{\cos \Delta \phi}{E_P} \frac{\sqrt{11}}{20} X_p.$$

$$б/ J_S = J_P = \frac{3}{2}$$

Тогда

$$W(1 \frac{1}{2} \frac{3}{2} 0; \frac{1}{2} \frac{3}{2}) = 0; \quad W(1 \frac{3}{2} \frac{3}{2} 0; \frac{1}{2} \frac{3}{2}) = 0.$$

Получается интересный результат. Если спин резонанса $3/2$, то коэффициенты $a_{np}^{\lambda\pi} = a_{np} = 0$. Или наоборот, если $a_{np}^{\lambda\pi} \neq 0$ и $a_{np} \neq 0$, то $J_S = J_P = 1/2$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как было показано, изучение различных угловых корреляций в реакции (n, p) может дать очень ценную информацию не только о механизме образования компаунд-ядра, но и о характеристиках возбужденных состояний ядер и о роли слабого взаимодействия в атомных ядрах.

Автор выражает глубокую благодарность Ю.П.Попову, за очень ценные замечания и помощь в работе. Кроме того, я хотел бы поблагодарить Э.И.Шарапова, Г.С.Самосвата, В.И.Фурмана за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абов Ю.Г., Крупчицкий А.П., Оратовский Ю.А. Phys.Lett., - 1964, 12, p.25; ЯФ, 1965, 1, с.479.
2. Данилян Г.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, т.26, с.197-199.
3. Сушков О.П., Фламбаум В.В. Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, с.377-379.
4. Сушков О.П., Фламбаум В.В. ЯФ, 1981, т.33, с.59-65.
5. Сушков О.П., Фламбаум В.В. ЯФ, 1980, т.31, с.55-65.
6. Vupakov V.E., Gudkov V.P. Z.Phys.A - Atoms and Nuclei, 1981, vol.303, p.285-292.
7. Алфименков В.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, с.308-312.
8. Сушков О.П., Фламбаум В.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 83-87, Новосибирск, 1983.
9. Сушков О.П., Фламбаум В.В. УФН, 1982, т.136, с.3-24.
10. Балдин А.М., Гольданский В.И., Розенталь И.А. Кинематика ядерных реакций. ГИФМЛ, М., 1959.
11. Никифоров А.Ф., Уваров В.Б., Левитан Ю.Л. Таблицы коэффициентов Рака. Изд-во ВЦ АН СССР, М., 1962.
12. Риголь Х. Исследования реакции (n, p) на ядрах в области $22 \leq A \leq 41$ с помощью резонансных нейтронов. Автореферат диссертации. ОИЯИ, 3-84-729, Дубна, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 января 1985 года.

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

1. Первушин В.Н. и др. ОИЯИ, P2-84-649, Дубна, 1984.

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "В кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

Колпаков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-84-53, Дубна, 1984, с.26.

Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.

Риголь Х.

P4-85-70

Угловые корреляции в реакции (n, p)

Теоретически исследуются различные угловые корреляции в реакции (n, p) с предположением, что формируется одно S или одно P состояние с определенными квантовыми числами. Анализируются также случаи, когда из-за вклада слабого взаимодействия в ядре происходит переход из S-состояния компаунд-ядра в P-состояние или обратно. Получены выражения для коэффициентов, определяющих различные корреляции. Эти выражения показывают, что коэффициенты несут информацию не только о вкладе слабого взаимодействия в процесс, но и о механизме формирования составного ядра. Результаты были использованы для того, чтобы подсчитать значения двух из этих коэффициентов в случае реакции (n, p) на ядрах хлор-35 и азот-14.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Rigol J.

P4-85-70

Angular Correlations in (n, p) Reaction

Various angular correlations in the (n, p) reaction are investigated from the theoretical point of view. It is supposed that one S-state or one P-state of the compound nuclei are formed with definite quantum numbers. The cases are analysed when due to the contribution of weak interaction in a nucleus the transition occurs from the S-state to the P-state or inversely. The expressions for coefficients that determine some of these correlations have been obtained. These expressions show that the coefficients carry information not only about the role of weak interaction in this process but also about the mechanism of formation of a compound nucleus. The results have been used in the calculation of the values of two of these coefficients for the (n, p) reactions in the chlorine-35 and nitrogen-14 nuclei.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.
Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985