

РОЛЬ ФОРМИФАКТОРОВ ПЕРЕХОДА ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li}^*$ (3,56 МэВ)
 В ФОТОРОЖДЕНИИ π^0 - И η -МЕЗОНОВ НА ЯДРЕ ${}^6\text{Li}$

А. И. Лебедев, В. А. Трясучев, В. Н. Фетисов

УДК 539.17

Проводится теоретическое рассмотрение парциальных реакций фоторождения $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^0 + {}^6\text{Li}^*$ (3,56 МэВ), $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \eta + {}^6\text{Li}^*$ (3,56 МэВ). Показано, что при больших переданных импульсах дифференциальное сечение этих реакций сильно зависит от выбора формфакторов ядерного перехода ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li}^*$ (3,56 МэВ).

Как известно [1,2], изучение парциальных реакций фоторождения мезонов на ядрах может быть использовано для проверки моделей ядер и механизмов фотообразования мезонов на системах связанных нуклонов. В данной работе исследуется критичность дифференциальных сечений к деталям ядерной структуры в зависимости от переданного ядру импульса на примере реакций

$$\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^0 + {}^6\text{Li}^* \quad (3,56 \text{ МэВ}), \quad (1)$$

$$\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \eta + {}^6\text{Li}^* \quad (3,56 \text{ МэВ}). \quad (2)$$

Если состояния ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}^*$ (3,56 МэВ) описывать в модели оболочек с промежуточной связью, то дифференциальные сечения реакций (1) и (2) в импульсном приближении записывается в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi,\eta}} = \frac{q^2 q_0 q_{0F} \Delta^2}{24\pi^2 (|\bar{q}|(k_0 + M) - k_0 q_0 \cos\theta)} \left\{ |\bar{L}|^2 (\Lambda_0^2 F_0^2 + \Lambda_2^2 F_2^2) + \left(\frac{3}{F^2} (\bar{L}F)^2 - |\bar{L}|^2 \right) \left(\frac{1}{2} \Lambda_2^2 F_2^2 + \sqrt{2} \Delta_0 \Delta_2 F_0 F_2 \right) \right\}. \quad (3)$$

В этом выражении M - масса ядра, (k_0, \vec{k}) , (q_0, \vec{q}) , $(q_{01}, \vec{q}_1, \vec{q}_2, \vec{q}_3)$ - компоненты 4-импульсов фотона, мезона, начального и конечного ядер, Δ - кинематический множитель: $\Delta = 2iW(k_0, q_0, p_{01}, p_{02})^{-1/2} / I$, $p_{0i}(of)$ - энергии нуклона, на котором происходит рождение мезона, $\vec{p} = \vec{k} - \vec{q}$ - переданный импульс. Черта сверху над квадратом модуля зависящей от спина однонуклонной амплитуды фоторождения мезонов \vec{I} и скаляром $|\vec{I}|^2$ означает усреднение по поляризациям фотона. F_0 и F_2 - формфакторы перехода для p -нуклонов ядра ${}^6\text{Li}$ без изменения и с изменением орбитальных моментов нуклонов. Величины Λ_0 и Λ_2 выражаются через коэффициенты смешивания α_L и α_L^* базисных состояний ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}^*$:

$$\Lambda_0 = 2(\alpha_s \alpha_{s^*} - \frac{1}{\sqrt{3}} \alpha_p \alpha_{p^*}), \quad (4)$$

$$\Lambda_2 = - \left(\sqrt{\frac{8}{5}} \alpha_D \alpha_{D^*} + \sqrt{\frac{2}{5}} \alpha_D \alpha_{p^*} + \sqrt{\frac{2}{5}} \alpha_p \alpha_{p^*} \right).$$

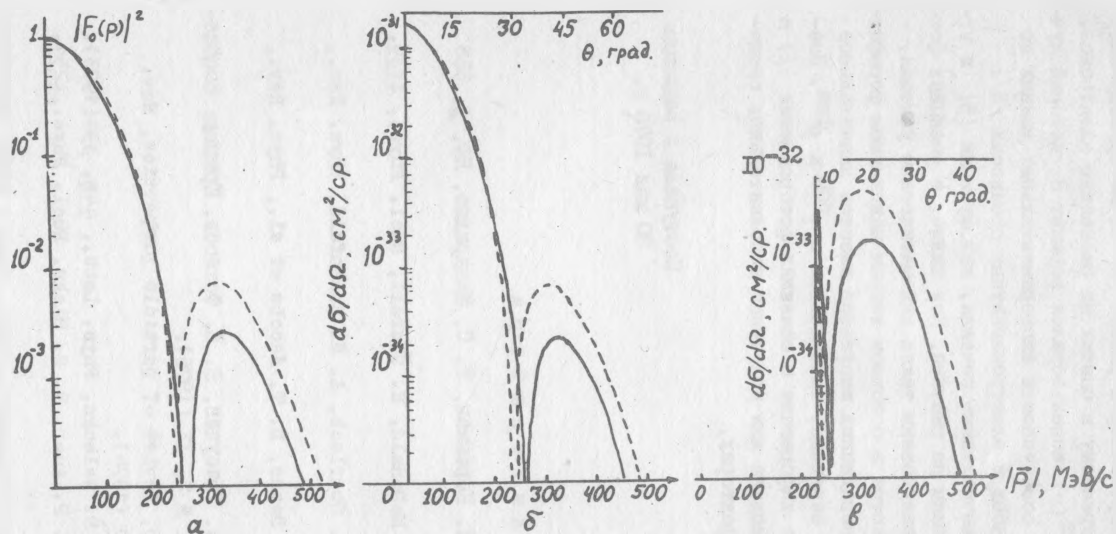
В расчетах использовались однонуклонные амплитуды фоторождения из работ /3,4/. Для описания изовекторных частей амплитуд процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ использовалось решение A2 работы /4/, а для средних значений отношений приведенных ширин фотовозбуждения резонансов с зарядами 0 и 1 /5/ были приняты величины, найденные в работе /6/.

Вследствии малости коэффициентов α_D , α_p , α_{p^*} по сравнению с α_s , α_{s^*} /7,8/, угловые распределения мезонов определяются в основном формфактором

$$F_0(p) = \int_0^{\infty} \rho(r) j_0(pr) r^2 dr, \quad (5)$$

где $\rho(r)$ - одночастичная ядерная плотность перехода, а $j_0(pr)$ - сферическая функция Бесселя. Дифференциальные сечения процессов (1) в (2) вычислялись для двух вариантов одночастичных ядерных плотностей перехода: для плотности $\rho^{\text{осп}}(r)$ в осциллирующей модели оболочек /7/ и для феноменологической плотности

$$\rho^{\text{фен}}(r) = \sum_n a_n r^n \exp(-r^2/b^2). \quad (6)$$



Р и с. Зависимость формфактора F_0 перехода ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li}^*$ (а) и дифференциальных сечений процессов $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^0 + {}^6\text{Li}^*$ (3,56 МэВ) (б) и $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \eta + {}^6\text{Li}^*$ (3,56 МэВ) (в) от переданного импульса p и соответствующих ему углов θ вылета π -мезонов при энергии фотонов $k_0 = 450$ МэВ и η -мезонов при $k_0 = 800$ МэВ в лабораторной системе координат. Сплошная кривая получена с использованием одночастичных волновых функций гармонического осциллятора /7/, пунктирная - с использованием феноменологической переходной плотности /8/

Параметры a_n и b фиксировались в работе /8/ по неупругому ядерному формфактору, измеренному в опытах по рассеянию электронов. Из двух вариантов $\sigma^{\text{Фен}}(\tau)$ использовался вариант В, который лучше соответствует всей совокупности экспериментальных данных по возбуждению ${}^6\text{Li}$ в слабых и электромагнитных процессах /9/.

Формфактор F_D и вычисленные сечения, как функции $|\vec{q}|$ и угла вылета мезона показаны на рисунке. Как видно, в реакциях фоторождения могут быть реализованы такие кинематические условия, когда сечения определяются в основном вторым максимумом формфактора. В этой области переданных импульсов имеется значительное различие формфакторов перехода, вычисленных с $\sigma^{\text{осп}}$ и $\sigma^{\text{Фен}}$. Поэтому экспериментальная информация о сечениях фоторождения (1) и (2) может быть использована для получения дополнительных сведений о переходных формфакторах.

Поступила в редакцию
30 мая 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. В. Балашов, Г. Я. Коренман, Т. С. Мачарадзе, ЯФ, I, 668 (1965).
2. F. J. Kelly, L. J. McDonald, H. Überall, Nucl. Phys., A139, 329 (1969).
3. R. G. Moorhouse, H. Oberlack, A. H. Rosenfeld, Phys. Rev., D9, 1 (1974).
4. H. R. Hicks, S. R. Deans, D. T. Jacobs et al., Phys. Rev., D7, 2614 (1973).
5. А. Н. Лебедев, В. А. Трясучев, В. Н. Фетисов, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 2, 13 (1976).
6. Particle Data Group, Review of particle properties, Rev. Mod. Phys., 48, 160 (1976).
7. T. W. Donnelly, J. D. Walecka, Phys. Lett., 44B, 330 (1973).
8. J. C. Bergstrom, I. P. Auer, R. S. Hicks, Nucl. Phys., A251, 401 (1975).
9. J. B. Commarata, T. W. Donnelly, Nucl. Phys., A267, 365 (1976).