

ПАРЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ ФОТОРОЖДЕНИЯ η -МЕЗОНОВ НА ${}^6\text{Li}$

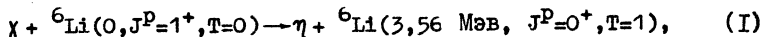
А. И. Лебедев, В. А. Трясучев, В. Н. Фетисов

УДК 539.172.3:539.126.4

В импульсном приближении вычислено сечение реакции $\gamma + {}^6\text{Li}(0) \rightarrow \eta + {}^6\text{Li}(3,56)$. Показано, что измерение этого сечения может дать информацию об изотопической структуре амплитуд фотовозбуждения барионных резонансов.

Изотопическая структура амплитуд фоторождения η -мезонов на нуклонах в области энергий возбуждения первых трех нуклонных резонансов достаточно хорошо изучена /1/. Сведения об амплитудах фотообразования η -мезонов менее полны, однако они представляют значительный интерес в связи с тем, что некоторые резонансы, например, резонанс $S_{11}(1535)$, более резко проявляются в фоторождении η -мезонов, чем в фоторождении π -мезонов. Вместе с тем результаты исследований изотопической структуры амплитуды фотовозбуждения резонанса $S_{11}(1535)$ противоречивы /2/.

В настоящей работе обсуждается возможность изучения амплитуд фотовозбуждения нуклонных резонансов в реакции



амплитуда которой является изовекторной, так как ядро ${}^6\text{Li}$ испытывает парциальный переход на возбужденный уровень ($E^* = 3,56$ МэВ) с изменением изоспина $\Delta T = 1$. Исследование парциальных переходов в таких процессах может дать также сведения о структуре ядер и механизме фотогенерации мезонов на них /3/. Сечение реакции (I) вычислялось в импульсном приближении с использованием амплитуд /4/ процесса

$$\gamma + p \rightarrow \eta + p \quad (2)$$

и волновых функций основного и возбужденного состояний ядра ${}^6\text{Li}$

$$\begin{aligned} \Psi_{\text{осн}}(J^P=1^+, T=0) &= \alpha_S |S^{31}\rangle + \alpha_D |D^{31}\rangle + \alpha_P |P^{11}\rangle, \\ \Psi_{\text{возб}}(J^P=0^+, T=1) &= \alpha_S^* |S^{13}\rangle + \alpha_P^* |P^{33}\rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

$|L(2S+1)(2T+1)\rangle$ - базисные волновые функции ядра ${}^6\text{Li}$ в осцилляторной модели оболочек с LS -связью /5/, α_L и α_L^* - коэффициенты смешивания в этом базисе. В рассматриваемом приближении вклад в амплитуду реакции (I) дают переходы

$$|S^{31}\rangle \rightarrow |S^{13}\rangle, \quad |D^{31}\rangle \rightarrow |S^{13}\rangle, \quad |D^{31}\rangle \rightarrow |P^{33}\rangle, \quad |P^{11}\rangle \rightarrow |P^{33}\rangle. \quad (4)$$

Дифференциальное сечение этой реакции в лабораторной системе (L -системе) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{(q^L)^2 \omega^L \sqrt{(M')^2 + (P^L)^2}}{q^L(k^L + M) - k^L \omega^L \cos\theta} \frac{S_{YN}}{m k_N^L E_N^L \omega_N^L} \frac{1}{6} \left\{ [2|a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + \right. \\ & + 2\text{Re}(ca^*)] (\Lambda_0^2 F_0^2(P^L) + \Lambda_2^2 F_2^2(P^L)) + \sqrt{2} [(3\cos^2\theta' - 1)(|b|^2 - |a|^2) - \\ & - 3\sin 2\theta' (\text{Re}(ba^*) + \text{Re}(bc^*)) + (2 - 3\cos^2\theta')(c|^2 + 2\text{Re}(ca^*))] \times \\ & \left. \times \left[\frac{1}{2\sqrt{2}} \Lambda_2^2 F_2^2(P^L) + \Lambda_0 \Lambda_2 F_0(P^L) F_2(P^L) \right] \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

$\omega = \sqrt{\mu^2 + q^2}$, μ, m, M, M' - массы η -мезона, нуклона и ядер ${}^6\text{Li}(0)$, ${}^6\text{Li}(3, 56)$ соответственно. k и q - импульсы фотона и мезона, $\vec{p} = \vec{k} - \vec{q}$ - переданный импульс, θ и θ' - углы вылета мезона и ядра отдачи в L -системе.

$$\Lambda_0 = 2(\alpha_S \alpha_S^* - \frac{1}{\sqrt{3}} \alpha_P \alpha_P^*), \quad (6)$$

$$\Lambda_2 = -\left(2\sqrt{\frac{2}{5}} \alpha_D \alpha_S^* + 3\sqrt{\frac{1}{5}} \alpha_D \alpha_P^* + \sqrt{\frac{2}{3}} \alpha_P \alpha_P^* \right);$$

$$F_0(P^L) = \left[1 - \frac{1}{6} (P^L r_0)^2 \right] \exp \left[-\frac{5}{24} (P^L r_0)^2 \right], \quad (7)$$

$$F_2(P^L) = \frac{1}{6} (P^L r_0)^2 \exp \left[-\frac{5}{24} (P^L r_0)^2 \right].$$

Использованные при расчетах коэффициенты смешивания α_L и α_L^* (таблица I) в LS -связи были получены с помощью унитарного преобразования коэффициентов смешивания, найденных в работе /6/ в jj -связи.

Таблица I

α_S	α_D	α_P	α_S^*	α_P^*
0,9242	0, 1020	0,3695	0,9996	0,0280

Значение осцилляторного параметра $r_0 = 2,03 \cdot 10^{-13}$ см также было взято из работы /6/.

В выражении (5) энергии с индексами N (k_N, E_N, ω_N) относятся к однонуклонному процессу (2); $s_{\gamma N}$ - квадрат полной энергии для этого процесса в системе центра масс (с.ц.м.).

$$a = f_1^V - f_2^V \cos \theta^*, \quad b = (f_2^V + f_3^V + f_4^V \cos \theta^*) \sin \theta^*, \quad c = f_4^V \sin^2 \theta^*, \quad (8)$$

где изовекторные амплитуды $f_i^V (i=1,2,3,4)$ /7/ процесса (2) являются функциями $s_{\gamma N}$ и угла вылета мезона θ^* в с.ц.м. Фотон-нуклон. Кинематика фоторождения на связанном в ядре нуклоне выбиралась таким образом, чтобы скорости ядра отдачи и нуклона, на котором произошло рождение, совпадали. В этом случае величины θ^* и $s_{\gamma N}$ для реакции (1) определяются соотношениями

$$\theta^* = \theta_{\gamma}^*,$$

$$s_{\gamma N} = m^2 + \mu^2 + 2 \left[\sqrt{[\mu^2 + (q^*)^2]} [\mu^2 + (q^*/6)^2] + (q^*)^2/6 \right], \quad (9)$$

где θ_{γ}^* и q^* - угол вылета и импульс мезона в с.ц.м. фотон-ядро.

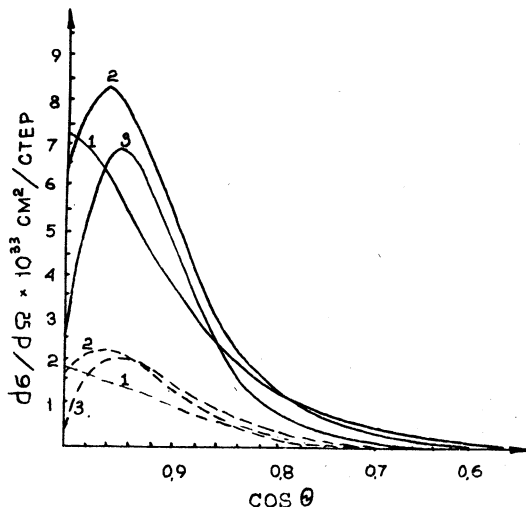
Для описания однонуклонных амплитуд f использовалась параметризация их в виде суммы резонансных амплитуд /4/, характеризующих приведенными ширинами γ фотовозбуждения нуклонных резонансов. Изовекторные части γ

$$\gamma^V = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\gamma^N}{\gamma^P} \right) \gamma^P, \quad (10)$$

где $\gamma^{P,N}$ - ширины возбуждения резонансов на протоне и нейтроне, определялись согласно данным работы /8/. Средние значения отношений $|\gamma^N/\gamma^P|$ для основных резонансов, дающих вклад в сечение процесса (2), приведены в таблице II. Для резонансов, не указанных в этой таблице, отношения $|\gamma^N/\gamma^P|$ при вычислениях полагались равными 1.

Таблица II

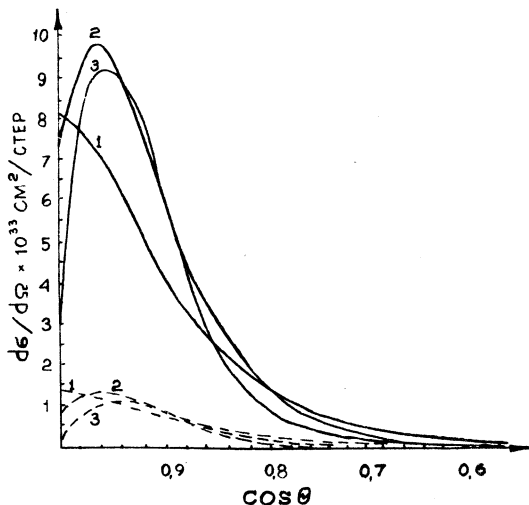
Резонансы	S_{11} (1535)	S_{11} (1700)	P_{11} (1470)	P_{11} (1750)	D_{13} (1520)	F_{15} (1688)
$ \gamma^N/\gamma^P $	I/3	I	0	I	23/34	I/I6



Р и с. I. Дифференциальные сечения реакции $\gamma + {}^6\text{Li}(0, J^P=1^+, T=0) \rightarrow \eta + {}^6\text{Li}(3,56 \text{ Мэв}, J^P=0^+, T=1)$ в Л-системе для энергий γ -квантов (I) $k^L = 0,640$ Гэв, (2) $k^L = 0,68$ Гэв, (3) $k^L = 0,72$ Гэв. Сплошные и пунктирные кривые соответствуют возбуждению резонансов преимущественно изовекторными и изоскалярными фотонами. Для описания однонуклонного процесса (2) был использован набор амплитуд А2 работы /4/

Для иллюстрации критичности сечения реакции (I) к изотопической структуре амплитуд фоторождения, расчеты проводились в предположении о возбуждении резонансов преимущественно изовекторными ($\gamma^N/\gamma^P < 0$) или изоскалярными ($\gamma^N/\gamma^P > 0$) фотонами. На рис. I и 2 приведены результаты вычисления дифференциального сечения реакции (I) в области энергий резонанса $S_{11}(1535)$. Из этих рисунков видно, что величины сечений, вычисленные с изоскалярными

и изовекторными амплитудами, сильно различаются, и измерение дифференциального сечения реакции (I) может дать ценную информацию о природе резонанса $S_{11}(1535)$. При вычислениях сечения (5) использовались два набора однонуклонных амплитуд A_2 и B_2 ^{ж)}, получен-

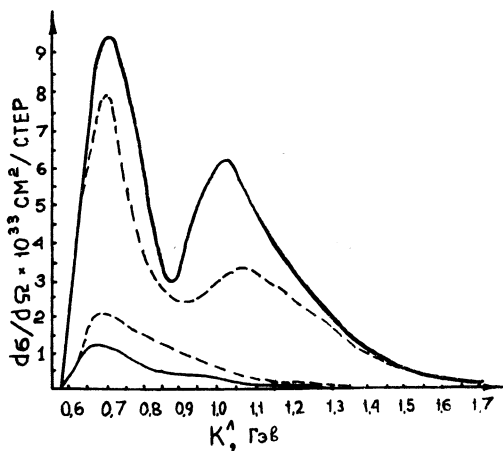


Р и с.2. Те же сечения, что и на рис.1, полученные с использованием набора амплитуд B_2 работы /4/

ных в работе /4/. Как следует из рис.3, на котором представлена зависимость сечения реакции (I) от энергии, эти наборы дают при энергиях $0,9 < k^L < 1,1$ Гэв заметно отличающиеся сечения, что в принципе позволяет выбрать единственный вариант амплитуд. Интересно отметить, что максимум в энергетической зависимости сечения реакции (I) при $k^L \approx 1$ Гэв, соответствующий возбуждению резонансов $S_{11}(1700)$ и $P_{11}(1750)$, проявляется более заметно, чем при фоторождении на свободном протоне. Рис.3 иллюстрирует также сильную зависимость сечения от изотопической структуры амплитуд фотовозбуждения этой группы резонансов.

ж) Расчеты с использованием набора C_2 не проводились, так как согласно нашим вычислениям набор амплитуд C_2 не воспроизводит сечение фоторождения η -мезонов на протонах.

В заключение следует сказать, что из-за больших значений передаваемых импульсов (при $k^L = 0,68$ Гэв и $\cos\theta = 0,95$ переданный импульс равен $\approx 1,7$ фм $^{-1}$) в реакции (I) дифференциальное сечение критично к выбору параметров ядерных волновых функций.



Р и с.3. Зависимость дифференциального сечения реакции $\gamma + {}^6\text{Li}(0, J^P=1^+, T=0) \rightarrow \eta + {}^6\text{Li}(3,56 \text{ МэВ}, J^P=0^+, T=1)$ от энергии γ -квантов при $\cos\theta = 0,95$. Сплошные и пунктирные кривые соответствуют наборам амплитуд В2 и А2 работы /4/. Две верхние кривые соответствуют возбуждению резонансов преимущественно изовекторными фотонами, две нижние - изоскалярными

Поступила в редакцию
3 октября 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. R. G. Moorhouse, H. Oberlack, A. H. Rosenfeld. Phys. Rev., **D9**, 1 (1974).
2. R. L. Anderson, R. Prepost. Phys. Rev. Lett., **23**, 46 (1969);
R. L. Walker. Proceed. 4-th Intern. Symp. on E1 Phot. Interaction, p. 21 (1969).
3. В. В. Балашов, Г. Я. Коренман, Т. С. Мачарадзе. Я.Ф., **I**, 668 (1965).

4. H. R. Hicks, S. R. Deans, D. T. Jacobs, P. W. Lyons, D. L. Montgomery. Phys. Rev., D7, 2614 (1973).
5. Дж. Эллиотт и А. Лейн. Модель ядерных оболочек. В сб. "Строение атомного ядра". Москва, ИИ, 1959 г. В. Г. Неудачин и Д. Ф. Смирнов. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М., "Наука", 1969 г.
6. T. W. Donnelly, J. D. Walecka. Phys. Lett., 44B, 330 (1973).
7. G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low, Y. Nambu. Phys. Rev., 106, 1345 (1957).
8. Particle Data Group. Phys. Lett., 50B, 1 (1974).