

ПРЯМОЕ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ Li^6

Е.Г.Миттел, С.Ф.Тимашев

Недавно выполненные экспериментальные исследования процесса $\text{Li}^6(\pi^+, 2p)\text{He}^4(\text{осн})^*$ [1] показали, что в этой реакции определяющим является полюсной механизм, при котором π^+ -мезоны взаимодействуют с виртуальным дейтроном из ядра Li^6 . Эти экспериментальные данные могут быть использованы для получения информации о вершинной части виртуального развала Li^6 на α -частицу и дейтрон, если известна вершинная часть, отвечающая процессу $\pi^+ + d \rightarrow p + p$. Независимые данные о такой вершинной части виртуального развала Li^6 могут быть получены при изучении других реакций на Li^6 , в частности, фотоядерных.

На основании имеющихся экспериментальных данных [2–5] судить о различных возможных механизмах фоторасщепления Li^6 , как правило, нельзя (выводы неоднозначны). Тот или иной механизм фоторасщепления может быть определяющим лишь для определенного канала реакции и лишь в определенной области изменения кинематических переменных.

По этой причине вычисления полных сечений фоторасщепления Li^6 , основанные на использовании одной-двух диаграмм (см. [6]), представляются неоправданными.

В данной работе рассмотрена реакция фоторасщепления $\text{Li}^6(\gamma, p p)\text{He}^4(\text{осн})$ в электрическом дипольном приближении. Это приближение оправдано до энергий γ -квантов порядка 20 Мэв . Задача состоит в том, чтобы найти область кинематических переменных, где доминирующим может являться полюсной механизм с фоторасщеплением виртуального дейтро-

на (см. рис.1, где n, p, d, γ , означают нейтроны, протоны, дейтроны, падающие γ -кванты, а i и f — начальное (Li^6) и конечное (He^4) ядра). Изучение реакции в такой области позволит независимым путем получить информацию о вершинной части виртуального развала Li^6 на дейтрон и α -частицу. При этом вершинная часть, отвечающая

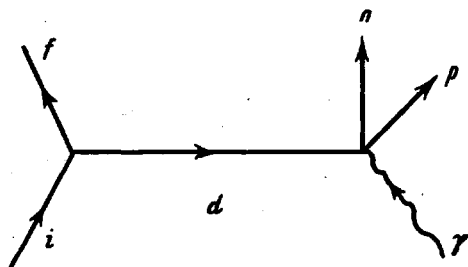


Рис.1

фоторасщеплению виртуального дейтрона, должна быть известна. Этой вершинной части в свою очередь могут быть поставлены в соответствие диаграммы $2, a-2, e$ (рис.2). В отличие от амплитуды фоторасщепления свободного дейтрона она должна зависеть от переменной s_d

$$s_d = p_d^2 - 2m_d E_d, \quad (1)$$

здесь p_d, m_d, E_d — импульс, масса и кинетическая энергия частицы d соответственно (для свободного дейтрона $S_d = 0$).

Нами был проведен расчет матричных элементов, отвечающих возможным диаграммам в рассматриваемой реакции. При этом для вершинной части M_a^{E1} поглощения электрического дипольного кванта частицей α с зарядом e_α без изменения ее внутреннего состояния использовалось следующее выражение ($\hbar = c = 1$):

$$M_a^{E1} = 2\pi \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{I_\alpha}{m_\alpha} \frac{1}{\sqrt{k}} p_\alpha \nu Y_{1\nu}\left(\frac{p_\alpha}{p_\alpha}\right) \delta_{\mu_\alpha \mu'_\alpha}, \quad (\nu = \pm 1), \quad (2)$$

здесь μ_α, μ'_α — проекции спина частицы α до и после поглощения фотона, k — энергия фотона, ν — его поляризация.

Введем инвариантные нерелятивистские кинематические переменные

$$\begin{aligned} s_{np} &= 2(m_n + m_p)(E_n + E_p) - (p_p + p_n)^2, \\ t_{if} &= 2(m_i - m_f)(E_i - E_f) - (p_i - p_f)^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Они следующим образом связаны с величинами относительного импульса q вылетающих нейтрона и протона

$$q = \frac{1}{2} (p_p - p_n) \quad (4)$$

и импульса ядра отдачи p в лабораторной системе:

$$\sqrt{s_{np}} = 2\sigma, \quad \sqrt{-\frac{m_f}{m_i} t_{if}} = p. \quad (5)$$

Как показывает расчет, для процесса $\text{Li}^6(\gamma, np)\text{He}^4$ (осн) существует область кинематических переменных, в которой полюсной механизм оказывается доминирующим. Эта область определяется соотношениями (6), (7):

$$2q \gg p, \quad \kappa \quad (6)$$

здесь
$$\kappa^2 = 2 \frac{m_d m_f}{m_i} \epsilon, \quad \epsilon = m_d + m_f - m_i$$

$$\sin^2 \theta \sim 1 \quad (7)$$

здесь $\cos \theta = qk/qk$, k — импульс фотона.

Эти условия означают, что угол χ разлета n и p должен быть близок к 180° ($\chi \sim \pi - (1/q)(k + kp/k)$), а кинетические энергии n и p — примерно одинаковы.

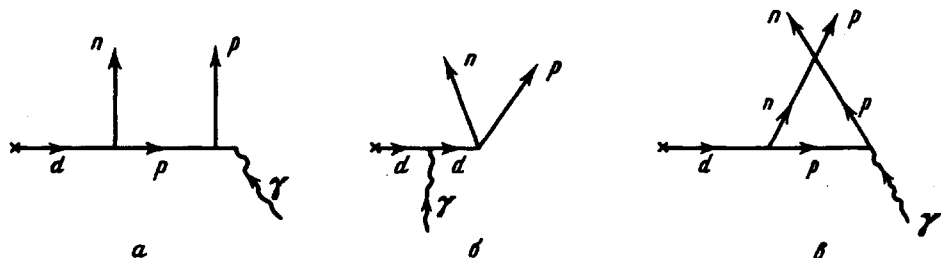


Рис.2

При оценках матричных элементов использовалось то обстоятельство, что приведенная вершинная часть γ [7], отвечающая виртуальному распаду $\text{Li}^6 \rightarrow \alpha + d$, является относительно большой величиной [8] (предполагалось, что она по крайней мере не меньше по величине приведенных вершинных частей виртуальных распадов $\text{Li}^6 \rightarrow p + \text{He}^5$ и $\text{Li}^6 \rightarrow n + \text{Li}^5$).

Расчет матричного элемента, отвечающего полюсной диаграмме 1 с представлением вершинной части фоторасщепления дейтрона в виде совокупности диаграмм 2, а — 2, в показывает также, что в области (6) в качестве этой вершинной части может быть взята амплитуда электрического дипольного расщепления свободного дейтрона. Таким образом, в указанной области (6), (7) изменения кинематических переменных дифференциальное сечение $d\sigma/dq d\Omega_q dp$ процесса $\text{Li}^6(\gamma, np)\text{He}^4$ (осн) будет связано с дифференциальным сечением $d\sigma_{\gamma d}/d\Omega_q$ фоторасщепления свободного дейтрона формулой:

$$\frac{d\sigma}{dq d\Omega_q dp} = \frac{2}{\pi} \frac{qp}{k} \kappa |y| \frac{2}{(p^2 + \kappa^2)^2} \frac{|f_0(p)|^2}{d\Omega_q} \frac{d\sigma_{\gamma d}}{d\Omega_q} \quad (8)$$

Здесь $f_0(p)$ – формфактор вершинной части [7] $\text{Li}^6 \rightarrow \alpha + d$, отвечающий нулевому относительному орбитальному моменту He^4 и дейтрона.

Как указывалось выше, параллельное изучение реакций $\text{Li}^6(\gamma, np)\text{He}^4$ (осн) и $\text{Li}^6(\pi^+, 2p)\text{He}^4$ (осн) представляет несомненный интерес для экспериментальной идентификации механизмов этих реакций.

Дифференциальное сечение (8) может быть при этом связано с соответствующим дифференциальным сечением $d\sigma'/dq'd\Omega'_q dp'$ реакции $\text{Li}^6(\pi^+, 2p)\text{He}^4$ (осн).

(Штрихованные индексы означают, что соответствующие величины берутся для реакции $(\pi^+, 2p)$. Указанные дифференциальные сечения реакций (γ, np) и $(\pi^+, 2p)$ должны быть взяты при одних и тех же значениях импульса ядра отдачи ($p = p' = p_0$). Искомая связь имеет вид (при этом $p_\pi \gg (m_\pi/m_d)p$):

$$\left. \frac{d\sigma}{dq d\Omega_q dp} \right|_{p=p_0} = \frac{q p'_\pi}{k q'} \frac{d\sigma_{\gamma d} / d\Omega_q}{d\sigma'_{\pi d} / d\Omega'_q} \left. \frac{d\sigma'}{dq' d\Omega'_q dp'} \right|_{p'=p_0} \quad (9)$$

здесь $d\sigma'_{\pi d} / d\Omega'_q$ – дифференциальное сечение процесса $\pi^+ + d \rightarrow p + p$.

Авторы выражают признательность И.С.Шапиро за большой интерес к работе и ценные замечания, а также Л.Е.Лазаревой за обсуждения.

Научно-исследовательский
физико-химический
институт
им.Л.Я.Карпова

Поступило в редакцию
8 февраля 1968 г.

Литература

- [1] W.E.Meyerhof. Доклад на международном симпозиуме по физике ядра. Тбилиси, 1967 г.
- [2] G.Manuzio, R.Malvano, G.Ricco, M.Sanzone. Nuovo Cim., 40B, 300, 1965.
- [3] Е.В.Вазханов, А.Р.Комар, А.В.Куликов, Е.Д.Махновский. Nucl. Phys., 68, 191, 1965.
- [4] Е.В.Вазханов, Л.А.Кульчицкий. ЖЭТФ, 38, 1685, 1960.
- [5] D.G.Proctor, W.H.Voelker. Phys. Rev., 118, 217, 1960.
- [6] S.Ferroni, B.Mosconi, G.Piragino, V.Wataghin. Nucl. Phys., 76, 58, 1966.
- [7] И.С.Шапиро. УФН, 92, 549, 1967.
- [8] E.W.Schmid, Y.C.Tang, K.Windermuth. Phys. Lett., 7, 263, 1963.

* Здесь и далее имеется в виду основное состояние ядра.