

ФОТООБРАЗОВАНИЕ ЛЕГКИХ η -ЯДЕР

В.А.Трясучёв

Томский политехнический университет, Томск

ВВЕДЕНИЕ	1391
η -ЯДРА И ИХ СВОЙСТВА	1393
Оптическая модель взаимодействия η -мезонов с ядрами	1393
Свойства η -ядер	1395
ФОТООБРАЗОВАНИЕ η -МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ И ЯДРАХ	1399
Фоторождение η -мезонов на нуклонах	1399
Амплитуда реакции $A(\gamma, \eta N) A'$ на p -оболочечных ядрах	1402
Сечения реакций $A(\gamma, \eta N) A'$	1406
ФОТОРОЖДЕНИЕ ЛЕГКИХ η -ЯДЕР	1411
Модель фоторождения η -ядер	1411
Фоторождение сверхлегких η -ядер	1412
Фотообразование η -ядер в $1s$ -состояниях	1416
Фотообразование η -ядер в $1p$ -состоянии	1421
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1426
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1426

ФОТООБРАЗОВАНИЕ ЛЕГКИХ η -ЯДЕР

В.А.Трясучёв

Томский политехнический университет, Томск

С учетом новых данных и в рамках ядерной модели с оптическим потенциалом обсуждается гипотеза существования η -ядер, включая и очень легкие ($A = 3$). На основе механизма квазисвободного фоторождения η -мезонов на легких ядрах развита последовательная модель фоторождения η -ядер в реакциях $\gamma + A \rightarrow N + \eta A'$. Исследуется зависимость сечений таких реакций от основных предполагаемых свойств η -ядер и взаимодействия в конечном состоянии для энергий налетающих γ -квантов от порога до 1 ГэВ.

Whithin the nuclear optical model and using the new data the hypothesis of η -nuclei is discussed. Considerable attention is particularly given to the superlight η -nuclei ($A = 3$). The model for the η -nuclei photoproduction in the reactions $\gamma + A \rightarrow N + \eta A'$ on a basis of the quasi-free mechanism of η -meson photoproduction on light nuclei ($A \leq 16$) is developed. We investigate also the dependence of the cross sections for these reactions on the main properties of η -nuclei as well as the effects of final state interaction in the range of the photon energy up to 1 GeV.

ВВЕДЕНИЕ

В симметричной трехкварковой модели адронов две ортогональные суперпозиции наинизших кварк-антикварковых состояний

$$\begin{aligned}\eta_8 &= \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}), \\ \eta_1 &= \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} - s\bar{s}),\end{aligned}\quad (1)$$

относящихся, соответственно, к октету и синглету псевдоскалярных мезонов, представляют вырожденные состояния, а волновые функции η - и η' -мезонов есть когерентная смесь состояний (1):

$$\begin{aligned}\eta &= \eta_8 \cos \theta_p - \eta_1 \sin \theta_p, \\ \eta' &= \eta_8 \sin \theta_p + \eta_1 \cos \theta_p,\end{aligned}\quad (2)$$

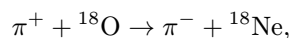
с углом смешивания θ_p . Приближенный характер $SU(3)$ -симметрии адронов проявляется в том, что наблюдаемые мезоны $\eta(547)$ и $\eta'(958)$ различаются массами, а абсолютная величина θ_p определяется из массовой формулы Гелл-Манна — Окубы. И хотя кварковый состав η -мезонов не исчерпывается

u -, d -, s -ароматами, однако вкладками более тяжелых кварков в их состояние в дальнейшем будем пренебрегать. Интересующий нас η -мезон с массой $547,45 \text{ МэВ}/c^2$ и временем жизни $5,5 \cdot 10^{-19} \text{ с}$ [1] отличается от хорошо изученного π^0 -мезона не только массой, но и изоспином. Поэтому представляет интерес сравнительный анализ взаимодействия барионов с π - и η -мезонами для проверки основных положений теории сильных взаимодействий, в частности, закона сохранения изоспина. Низкоэнергетическое S -волновое πN -взаимодействие характеризуется отталкиванием в состоянии с изоспином $1/2$ и малым притяжением в состоянии с изоспином $3/2$, а длина πN -рассеяния оказывается близкой к 0 и неопределенной по знаку [2], в то время как взаимодействие η -мезона с нуклоном при малых энергиях характеризуется значительным притяжением. Эта особенность легла в основу гипотезы существования связанных состояний η -мезон — ядро, названных η -ядрами [3,4]. Доказательство существования η -ядер является одной из важных задач физики промежуточных энергий, так как это новое знание о ядре позволит выбрать из существующих моделей атомных ядер наиболее адекватные. Изучение квазистационарных ядерных состояний с энергией возбуждения $\approx 550 \text{ МэВ}$ и их распадов, подобно изучению гиперядер, открывает возможность продвижения в построении теории конечных ферми-систем, а с другой стороны, позволит решить проблему низкоэнергетического ηN -взаимодействия, которая интенсивно обсуждается теоретиками, но окончательно не решена из-за отсутствия экспериментальных данных.

Выполненный более 10 лет назад в Брукхейвенской лаборатории эксперимент по обнаружению η -ядер в реакции



вблизи ее порога не дал определенного результата [5]. Обнаруженный пик в энергетическом спектре протонов от реакции $^{16}\text{O}(\pi^+, p)$ оказался ниже предсказываемого пика от реакции $^{16}\text{O}(\pi^+, p)^{15}\text{O}$ в три раза. Не касаясь деталей эксперимента, заметим, что рассчитанные в работе [3] ширины η -ядер, от которых непосредственно зависят вычисленные высоты упомянутых пиков, подверглись значительной критике [6,7]. Другой эксперимент по двойной перезарядке пионов в реакции



выполненный в Лос-Аламосской лаборатории, выявил резонансную структуру сечения этой реакции при энергии, близкой к порогу образования η -мезонов [8], однако малый набор статистики не позволил авторам этой работы заявить об открытии η -ядер. Нельзя не сказать об измерении сечения реакции $d+d \rightarrow \eta + ^4\text{He}$ вблизи порога. Сначала не было обнаружено никаких особенностей в зависимости сечения этой реакции от энергии [9], но затем (по-видимому,

под влиянием результатов экспериментов $p+d \rightarrow \eta+{}^3\text{He}$ и $\pi^-+{}^3\text{He} \rightarrow \eta+T$ [10,11]) сечение было перемерено и найдена его аномалия в пороге как косвенное свидетельство образования квазисвязанного состояния $\eta-{}^4\text{He}$ [12].

В данном обзоре обсуждаются вопросы, связанные с существованием η -ядер и образованием их под действием γ -квантов в реакции



как одной из наиболее перспективной для обнаружения η -ядер. Поиск η -ядер в реакции (4) может иметь преимущество перед реакцией (3) в силу лучших фоновых условий, существующих при работе с фотонными пучками, чем при работе с π -мезонными. К другим преимуществам можно отнести большую прогнозируемость выхода реакции (4), по сравнению с выходом реакции (3), из-за большой неопределенности механизма взаимодействия пионов с ядрами при рассматриваемых энергиях.

План обзора следующий. Сначала на основе анализа имеющихся экспериментальных и теоретических данных по взаимодействию и образованию η -мезонов косвенно подтверждается возможность существования сверхлегких η -ядер. Основные свойства η -ядер, такие, как энергия связи и время жизни, рассматриваются в зависимости от ядерной плотности и числа нуклонов в ядре, а также от длины ηN -рассеяния. Во втором разделе проведено исследование фоторождения η -мезонов на нуклонах и ядрах в околопороговой области энергий налетающих γ -квантов. Построена модель фоторождения η на протонах и нейтронах, воспроизводящая последние экспериментальные данные [13,14]. Полученные в этой модели амплитуды элементарных процессов используются в теоретическом исследовании фоторождения мезонов на p -оболочечных ядрах с вылетом нуклонов. Рассчитанные сечения реакций фоторождения η -мезонов на ядрах сравниваются с результатами вычислений других авторов, а также с имеющимися экспериментальными данными. В последнем разделе дается теоретическое обоснование модели фоторождения η -ядер с вылетом нуклонов и рассчитываются сечения их образования. Исследуется зависимость сечений от основных свойств и состояний образующихся η -ядер и взаимодействия вылетающих нуклонов в конечном состоянии.

1. η -ЯДРА И ИХ СВОЙСТВА

1.1. Оптическая модель взаимодействия η -мезонов с ядрами. В настоящее время имеются два основных подхода к описанию η -ядер. В одном из них полагают, что медленный η -мезон взаимодействует с нуклонами ядра исключительно через образование и распад изобары $S_{11}(1535)$. В результате такого взаимодействия образуется возбужденное состояние ядра типа частица — дырка, где роль частицы играет изобара $S_{11}(1535)$. Свойства такого возбужденного состояния — энергия связи, время жизни — зависят не

только от свойств резонанса $S_{11}(1535)$, но и от взаимодействия его с ядром [7]. В другом подходе взаимодействие медленного мезона с нуклонами ядра полагается когерентным и описывается с помощью оптического потенциала, как это давно делается для описания пион-ядерного взаимодействия. Важной составляющей такого подхода является амплитуда низкоэнергетического ηN -взаимодействия, в частности, такая ее предельная характеристика, как длина ηN -рассеяния a_0 .

Для описания мезон-ядерного взаимодействия воспользуемся концепцией оптического потенциала. Пренебрегая двухнуклонным поглощением η -мезона в ядре, запишем оптический потенциал на пороге ($\bar{q}_\eta \rightarrow 0$) в виде [15]:

$$2\mu U(r) = -4\pi\rho(r)(1 + m_\eta/m_N) \cdot f(\eta N \rightarrow \eta N), \quad (5)$$

$\mu = m_\eta M/(m_\eta + M)$, где M — масса ядра-остова; $\rho(r)$ — сферически-симметричная плотность потенциала; $f(\eta N \rightarrow \eta N)$ — амплитуда элементарного процесса, причем

$$f(\eta p \rightarrow \eta p) = f(\eta n \rightarrow \eta n) \quad (6)$$

согласно изотопической инвариантности сильных взаимодействий.

В отличие от πN -рассеяния, ηN -рассеяние, как уже упоминалось, при очень малых энергиях мезонов можно считать чисто S -волновым в силу доминирования в его сечении, начиная от порога, нуклонного резонанса $S_{11}(1535)$, и поэтому

$$\lim_{q_n \rightarrow 0} f(\eta N \rightarrow \eta N) = a_0. \quad (7)$$

Для определения комплексного потенциала η -ядерного взаимодействия используется свободная длина ηN -рассеяния (формализм эффективной длины рассеяния, развитый в работе [15] для π -мезонов, здесь не может быть применен непосредственно).

Следующим приближением будет приближение однородной плотности; в выражении (5) $\rho(r)$ брали в виде

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{3}{4\pi r_0^3}, & r \leq R, \\ 0, & r > R, \end{cases} \quad (8)$$

где

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (9)$$

есть радиус ядра, содержащего A нуклонов. Оправданием этому приближению может служить рассмотрение в дальнейшем только легких ядер и отсутствие в потенциале (5) членов, зависящих от градиента ядерной плотности.

В пренебрежении спиновыми эффектами уравнение Шредингера для η -ядра будет иметь вид

$$\left[-\frac{\nabla^2}{2\mu} + U(r) \right] \varphi_{n\ell}(\mathbf{r}) = E_{n\ell} \varphi_{n\ell}(\mathbf{r}) \quad (10)$$

с комплексной собственной энергией

$$E_{n\ell} = \left(-\varepsilon - \frac{1}{2} i\Gamma \right)_{n\ell}, \quad (11)$$

где ε и Γ — энергия связи и ширина уровня, характеризующегося квантовыми числами n и ℓ . Разделяя, с помощью разложения по полиномам Лежандра $P_\ell(\cos \theta)$, волновую функцию $\varphi_{n\ell}(\mathbf{r})$ на радиальную и угловую части

$$\varphi_{n\ell}(\mathbf{r}) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{u_{n\ell}(r)}{r} \cdot P_\ell(\cos \theta),$$

получим обыкновенное дифференциальное уравнение для $u_{n\ell}(r)$

$$r^2 \ddot{u}_{n\ell}(r) + [2\mu r^2 (E_{n\ell} + U(r)) - \ell(\ell + 1)] u_{n\ell}(r) = 0, \quad (12)$$

которое при $\ell = 0$ имеет элементарное решение, а при $\ell > 0$ — аналитические решения в виде функций Риккати. Уравнения квантования энергии получим, как обычно, из сшивки логарифмических производных волновых функций $\varphi_{n\ell}(\mathbf{r})$ на границе действия потенциала.

1.2. Свойства η -ядер. В рассматриваемой модели свойства η -ядер будут определяться двумя основными параметрами: длиной ηN -рассеяния a_0 и радиусом R (9) потенциала. Наиболее сильной является зависимость от радиального параметра r_0 (см. выражения (5) и (8)). Зависимость энергии связи и ширины $1s$ -уровня η -ядра ${}^{16}_\eta\text{O}$ от радиального параметра при фиксированном значении a_0 показана на рис.1. Исходя из общих соображений о радиусе действия сильных взаимодействий, можно считать, что

$$1,3 < r_0 < 1,4 \text{ фм.}$$

Возникающую при этом неопределенность ε и Γ можно оценить из рис.1. В качестве R (9) брали эквивалентные радиусы ядер, $R_{\text{эк}}$, которые связаны с соответствующими среднеквадратичными соотношением

$$R_{\text{эк}}^2 = \frac{5}{3} \langle r^2 \rangle. \quad (13)$$

Для рассматриваемых в этой работе ядер $R_{\text{эк}}$ взяты неизменными из таблицы [16], кроме ядра ${}^{11}\text{B}$, для которого полагали $r_0 = 1,35$ фм (в связи с замечанием самого автора о вероятной здесь ошибке). Другая важная составляющая

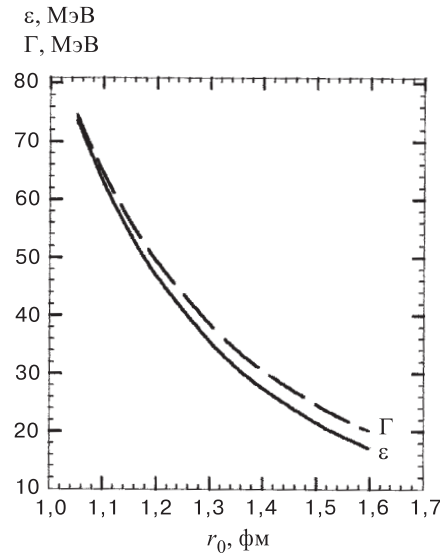


Рис. 1. Зависимость энергии связи ε и ширины уровня Γ $1s$ -состояния ядра ${}^{16}_\eta\text{O}$ от радиального параметра r_0 оптического потенциала, вычисленного с длиной ηN -рассеяния $a_0 = (0,717 + i0,263)$ фм

потенциала U (5) — это длина ηN -рассеяния. Как уже упоминалось, ситуация здесь противоречивая, и пока невозможно отдать предпочтение ни одному из результатов. На рис.2 показаны значения величины a_0 из большинства известных нам работ [17–23] (более детальный обзор таких работ см. в [22]).

В комплексном потенциале квазисвязанное состояние возможно только при определенных соотношениях между его реальной и мнимой частями. Вычисленные границы образования некоторых η -ядер в комплексной плоскости величины a_0 показаны на рис.2. Справа от этих кривых находятся такие значения a_0 , которые ведут к связанным наинизшим состояниям соответствующих $\eta - A$ -систем. Видно, что гипотезе существования η -ядер тяжелее ${}^{16}_\eta\text{O}$ не противоречит ни одно значение a_0 , полученное в цитируемых здесь работах.

Ограничение на число нуклонов снизу $A \geq 12$ привели авторы [4], когда говорили о возможности образования η -ядер, исходя из полученных ими же значений a_0 . Соответствующая кривая на рис.2 хорошо иллюстрирует это положение. Вместе с тем существует достаточное количество работ, результаты которых удовлетворяют условиям [18–23]:

$$|\operatorname{Re} a_0| > 0,55 \text{ фм}, \quad |\operatorname{Im} a_0| < 0,4 \text{ фм},$$

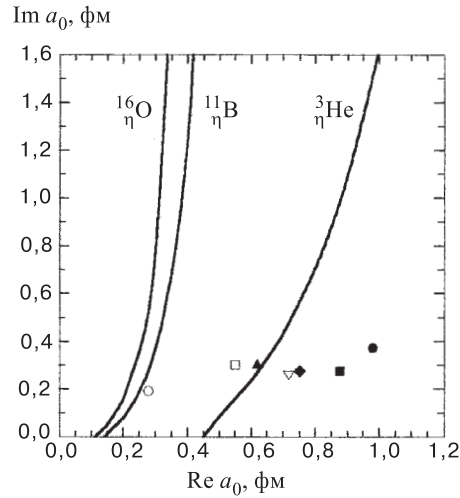


Рис. 2. Границы образования квазисвязанных состояний для нескольких η -ядер в комплексной плоскости длины ηN -рассеяния. Длины ηN -рассеяния получены в работах: [17] — (○), [18] — (●), [19] — (□), [20] — (▲), [21] — (■), [22] — (▽), [23] — (◆)

что предполагает возможность существования η -ядер с числом нуклонов меньше, чем 12 (см.рис.2). Распространяя понятие оптического потенциала на ядра с $A = 3$, мы вычислили границу образования ${}^3_\eta\text{He}$ с учетом рыхлости его нуклонного остова ($R_{\text{як}} = 2,45$ фм [16]). Как видно из рис.2, некоторые из предсказываемых значений a_0 остаются справа и от этой кривой, оставляя, таким образом, возможность существования сверхлегких η -ядер, вплоть до ${}_\eta D$. В пользу этой версии говорят и результаты исследования реакций образования η -мезонов вблизи порога: $\gamma + D \rightarrow \eta + D$ [24], $p + D \rightarrow \eta + {}^3\text{He}$ [10], $\pi^- + {}^3\text{He} \rightarrow \eta + T$ [11], $D + D \rightarrow \eta + {}^4\text{He}$ [12], $p + n \rightarrow \eta + D$ [25]. Как уже упоминалось, измеренные сечения этих реакций оказались аномально большими в пороге или в непосредственной близости от него. Среди объяснений этого факта есть и такие [19,26], в которых предполагается, что реакция $p + D \rightarrow \eta + {}^3\text{He}$ идет через S -волновый резонанс с массой

$$M_R = M_{{}^3\text{He}} + m_\eta - 7 \text{ МэВ}/c^2$$

(на $7 \text{ МэВ}/c^2$ ниже порога образования η -мезона в этой реакции) и менее определенной шириной

$$\Gamma = 5 - 25 \text{ МэВ}.$$

Естественно этот резонанс интерпретировать как η -ядро ${}^3_\eta\text{He}$ с энергией связи и шириной

$$\varepsilon \approx 7 \text{ МэВ}, \quad \Gamma \approx 15 \text{ МэВ}. \quad (14)$$

Таблица 1. Собственные значения комплексной энергии $E = (\varepsilon + i/2\Gamma)$ МэВ в модели с прямоугольной потенциальной ямой

Ядро	Состояние	$a_0 = 0,880 + 0,274i$, фм	$a_0 = 0,717 + 0,263i$, фм
${}^3_\eta\text{He}$	1s	$6,2 + 7,00i$	$2,23 + 5,50i$
${}^4_\eta\text{He}$	1s	$28,3 + 18,8i$	$17,5 + 16,85i$
${}^{11}_\eta\text{B}$	1s	$38,1 + 18,0i$	$27,5 + 16,75i$
	1p	$17,4 + 12,4i$	$10,3 + 7,88i$
${}^{12}_\eta\text{C}$	1s	$38,2 + 17,7i$	$28,0 + 16,65i$
	1p	$18,4 + 13,0i$	$10,6 + 9,13i$
${}^{15}_\eta\text{N}$	1s	$40,7 + 17,9i$	$30,2 + 16,85i$
	1p	$21,9 + 14,6i$	$13,1 + 11,86i$
${}^{16}_\eta\text{O}$	1s	$41,2 + 17,9i$	$30,6 + 16,82i$
	1p	$22,8 + 14,9i$	$13,9 + 12,36i$
${}^{40}_\eta\text{Ca}$	1s	$51,4 + 19,4i$	$39,9 + 18,45i$
	1p	$38,8 + 18,5i$	$27,9 + 17,20i$
	2s	$15,2 + 16,6i$	$5,3 + 14,65i$

Если η -ядерный потенциал строить на основании длины ηN -рассеяния из работы [21]:

$$a_0 = 0,880 + 0,274i \text{ фм}, \quad (15)$$

то из нашей модели получим

$$\varepsilon = 6,2 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 14,0 \text{ МэВ}. \quad (16)$$

Заметим, что значение (15) величины a_0 не является экстремальным среди других значений (см. рис.2) и в пределах приводимых ошибок согласуется с результатами других авторов. Полагая, что полученные в работе [26] характеристики S -волнового резонанса, через который идет процесс $p + D \rightarrow \eta + {}^3\text{He}$, и рассчитанные свойства (16) для ${}^3_\eta\text{He}$ не случайное совпадение, среди предсказываемых длин рассеяния предпочтение можно отдать результату (15) работы [21]. Свойства некоторых η -ядер, полученные на основе этого значения, приведены в табл.1. Энергия связи и ширины получились больше, чем те, которые предсказывались в первых работах [3,4] для аналогичных ядер, но они согласуются с результатами работы [7], полученными в альтернативной, используемой здесь модели η -ядер с неоднородной плотностью. В этой же таблице показаны свойства η -ядер с $A < 40$, рассчитанные с длиной ηN -рассеяния [22]:

$$a_0 = 0,717 + 0,263i \text{ фм}. \quad (17)$$

Энергии связи соответствующих η -ядер заметно различаются в представленных вариантах, однако, и это следует подчеркнуть, ширины рассматриваемых квазисвязанных состояний η -мезон — ядро независимо от используемых в расчетах значений a_0 и числа нуклонов в η -ядрах почти одинаково большие (см.табл.1), значительно больше ширин, предсказанных в работах [3,4]. Как следствие этого, уровни в многоуровневых η -ядрах могут сильно перекрываться, приводя в итоге к уменьшению времени жизни таких ядер.

Итак, с одной стороны, последние теоретические работы, выполненные методом связанных каналов с целью определения длин ηN -рассеяния [20–23], указывают на такие значения, при которых возможно существование η -мезон-ядерных связанных систем с $A < 3$ вплоть до ${}_{\eta}D$ (см. рис.2). С другой стороны, имеются, и уже давно, "труднообъяснимые" данные по пороговому образованию η -мезонов на малонуклонных системах, независимо от сорта налетающей частицы. Если допустить, что все эти реакции идут через образование и распад соответствующих η -ядер (подпороговых резонансов), то поведение их сечений в пороге, в принципе, может быть объяснено. Существованию η -ядер с числом нуклонов $A > 16$ пока нет альтернативы (см. рис.2).

О существовании сверхлегких η -ядер говорилось и раньше [18,19,27,28], но эти высказывания казались почти фантастическими. В последнее время существование сверхлегких η -ядер обосновывается в теоретических работах, выполненных в технике функций Грина [29–32]. Такой подход позволяет снять вопрос о неэрмитовости гамильтониана с комплексным потенциалом, существующий в нашем рассмотрении. Время жизни легких и средних η -ядер, как это следует из настоящего исследования и из цитируемых работ, в несколько раз меньше значений, предсказываемых в пионерских работах [3,4], достаточно только для проявления их в виде особого рода ядерных подпороговых резонансов, что существенно затрудняет их обнаружение.

Для изучения фоторождения η -ядер потребуются сведения о фотообразовании η -мезонов на нуклонах и ядрах, чему посвящен следующий раздел.

2. ФОТООБРАЗОВАНИЕ η -МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ И ЯДРАХ

2.1. Фоторождение η -мезонов на нуклонах. Исследование фоторождения η -мезонов на ядрах водорода



насчитывает три десятка лет [33–36]. Последние эксперименты [13,35] качественно подтвердили результаты измерений прошлых лет: полное сечение реакции (18) от порога быстро растёт, достигая максимального значения

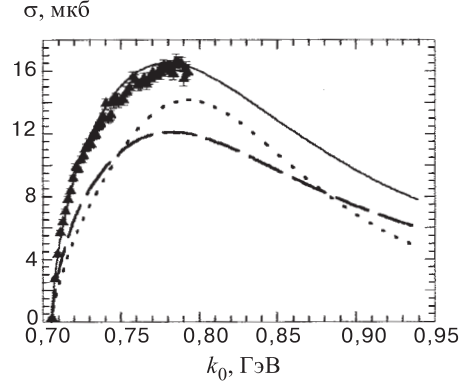


Рис. 3. Полные сечения процессов $\gamma p \rightarrow \eta p$ (сплошная кривая) и $\gamma n \rightarrow \eta n$ (штриховая кривая), рассчитанные в предложенной модели в зависимости от энергии фотонов. Точечная кривая — результат подгонки сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ из [36] (решение A2). Экспериментальные данные для процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ взяты из [13]

15 – 17 мкб при $k_0 = 800$ МэВ, а затем убывает, как после резонанса. Других явно выраженных резонансов в сечении этого процесса не просматривается вплоть до энергии фотонов 2200 МэВ (см. [36]). Почти изотропное угловое распределение мезонов в процессе (18) [13] и близость массы $S_{11}(1535)$ -резонанса к значению его пороговой инвариантной энергии указывают на главную роль этого резонанса и в фоторождении η -мезонов на нуклонах. Выполненный более 20 лет назад многопараметрический анализ процесса (18) в широкой энергетической области с привлечением большого количества резонансов [36] плохо воспроизводит результаты новых прецизионных измерений сечения этого процесса вблизи порога [13] (см. рис.3) и не может быть использован непосредственно. Более детальный анализ обсуждаемой реакции около порога [37,38] показал достаточность учета только трех резонансных нуклонных состояний:

$$S_{11}(1535), \quad P_{11}(1440), \quad D_{13}(1520) \quad (19)$$

и малый вклад в сечение от борновских членов и диаграмм, отвечающих обмену векторными мезонами [39,40]. Не вдаваясь в детали порогового фоторождения η -мезонов на нуклонах, в данной работе амплитуду процесса (18) записываем в чисто изобарной модели с учетом трех резонансов (19), используя при этом параметризацию резонансных мультипольных амплитуд, как в работе [36], но с другими параметрами. Значения параметров, при которых достигнуто хорошее описание результатов измерения сечения в Майнце (см. рис.3), приведены в табл.2.

Таблица 2. Параметры для резонансных мультиполей в амплитуде процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$. Величины γ^E и γ^M выражаются через произведения парциальных ширин соответствующих резонансов [36]

Резонанс	M_R , МэВ	Γ , МэВ	γ^E , МэВ	γ^M , МэВ	Γ_η/Γ	Γ_π/Γ
S_{11}	1537	160	2,05	—	0,5	0,4
P_{11}	1440	350	—	0,25	—	—
D_{13}	1518	100	0,04	0,35	—	—

Для описания фоторождения η -мезонов на нейтронах

$$\gamma + n \rightarrow \eta + n \quad (20)$$

резонансные мультипольные амплитуды выражались через соответствующие мультипольные амплитуды процесса (18) следующим образом:

$$\begin{aligned} S_{11} : E_{0+}^{(n)} &= -0,848 E_{0+}^{(p)}, \\ P_{11} : M_{1-}^{(n)} &= -0,722 M_{1-}^{(p)}, \\ D_{13} : E_{2-}^{(n)} &= -0,538 E_{2-}^{(p)}, \quad M_{2-}^{(n)} = -2,2 M_{2-}^{(p)} \end{aligned} \quad (21)$$

согласно рекомендациям работы [1]. На рис.3,4 показаны сечения процесса (20). Они заметно меньше сечений процесса (18) и согласуются с результатом

$$\sigma(\gamma n \rightarrow \eta n) \approx 0,70 \sigma(\gamma p \rightarrow \eta p), \quad (22)$$

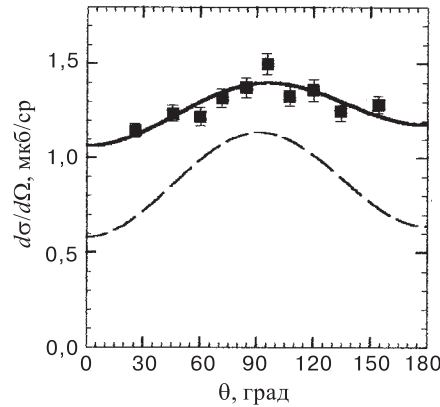


Рис. 4. Дифференциальные сечения процессов $\gamma p \rightarrow \eta p$ (сплошная кривая) и $\gamma n \rightarrow \eta n$ (штриховая кривая) при $k_0 = 789,9$ МэВ. Экспериментальные данные для процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ взяты из [13]

полученным в работе [14] посредством совместного анализа экспериментальных сечений процессов $\gamma p \rightarrow \eta p$ и $\gamma + D \rightarrow \eta + X$ в околопороговой области энергий фотонов. Заметим, что предсказываемые дифференциальные сечения процесса $\gamma n \rightarrow \eta n$ более анизотропные, чем сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ (рис.4).

Модель фоторождения η -ядер основывается на знании реакции фотообразования мезонов на ядрах с выбиванием одного нуклона. Ни экспериментально, ни теоретически эти реакции пока не изучены достаточно, поэтому такие реакции на p -оболочечных ядрах необходимо рассмотреть детально.

2.2. Амплитуда реакции $A(\gamma, \eta N) A'$ на p -оболочечных ядрах. Изучение эксклюзивных реакций $(\gamma, \eta N)$ важно как для выявления механизмов фотообразования мезонов на ядрах, так и для изучения свойств самих ядер. Реакцию фоторождения η -мезона на ядре A с вылетом нуклона N запишем в виде

$$\gamma(k, \varepsilon_\lambda) + A_i(Q_i) \rightarrow \eta(q) + N(p) + A_f(Q_f), \quad (23)$$

где посредством $k = \{k_0, \mathbf{k}\}$, $q = \{q_0, \mathbf{q}\}$, $p = \{p_0, \mathbf{p}\}$, $Q_i = \{Q_{0i}, \mathbf{Q}_i\}$, $Q_f = \{Q_{0f}, \mathbf{Q}_f\}$ обозначены четырехимпульсы соответствующих частиц, а λ — индекс поляризации фотона. Используя технику вторичного квантования и учитывая антисимметричность волновых функций начальной (A_i) и конечной (A_f, N) систем нуклонов, амплитуду реакции (23) можно привести к виду

$$\langle f | \hat{T}_{\gamma\eta} | i \rangle = \sqrt{A} \left\langle \psi_f \left| \sum_{n=1}^A \Phi_N^*(x_A) e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{q})\mathbf{r}_n} \hat{t}_n \varepsilon_\lambda \right| \psi_i \right\rangle. \quad (24)$$

Здесь $|\psi_i\rangle$ и $|\psi_f\rangle$ — волновые функции ядра A_i , состоящего из A нуклонов, и ядра A_f , состоящего из $(A-1)$ нуклонов. Оператор $\hat{t}_n^\lambda = \hat{\mathbf{t}}_n \cdot \varepsilon_\lambda$ есть оператор фоторождения η -мезона на нуклоне ядра, который в импульсном приближении равен оператору фоторождения на свободном нуклоне и имеет вид

$$\hat{t}_n^\lambda = [K^s + K^v \tau_3 + \mathbf{L}^s \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{L}^v \boldsymbol{\sigma} \tau_3]_n^\lambda,$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ и $\boldsymbol{\tau} = \{\tau_1, \tau_2, \tau_3\}$ — спиновый и изоспиновый операторы нуклона соответственно; индексы s и v указывают на изоскалярную и изовекторную части амплитуды. $\Phi_N(x_A) = \Phi_p^{(-)}(\mathbf{r}_A) \chi_\alpha(s_A) \chi_\beta(t_A)$ — волновая функция вылетевшего нуклона, где под x_A понимается набор соответствующих переменных $\{\mathbf{r}_A, s_A, t_A\}$. Отделяя в сумме по n последнее слагаемое, в амплитуде получим

$$\langle f | \hat{T}_{\gamma\eta} | i \rangle = \sqrt{A} \left\langle \psi_f \left| \Phi_N^*(x_A) e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{q})\mathbf{r}_A} \hat{t}_A \varepsilon_\lambda \right| \psi_i \right\rangle + \Delta, \quad (25)$$

$$\Delta = \sqrt{A} \left\langle \psi_f \left| \sum_{m=1}^{A-1} \Phi_N^*(x_A) e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{q})\mathbf{r}_m} \hat{\mathbf{t}}_m \varepsilon_\lambda \right| \Psi_i \right\rangle. \quad (26)$$

Первое слагаемое в амплитуде (25) описывает квазисвободное фоторождение мезонов на ядрах, когда вылетевший из ядра нуклон полностью уносит переданный при фоторождении мезона импульс. Ядро-остаток A_f при этом остается простым наблюдателем (спектатором) [41], движущимся до и после реакции с неизменным импульсом

$$\mathbf{Q}_f = -\mathbf{p}_i, \quad (27)$$

\mathbf{p}_i — импульс нуклона в ядре до образования на нем мезона. Пока $|\mathbf{Q}_f| < 250$ МэВ/с, обсуждаемая часть амплитуды много больше по модулю, чем $|\Delta|$ (26). С увеличением $|\mathbf{Q}_f|$ часть амплитуды, ответственная за квазисвободное фоторождение, резко уменьшается, делая важным вклад в сечение оставшейся части амплитуды Δ . Выражение (26) можно интерпретировать как амплитуду когерентного фоторождения η на $(A-1)$ нуклонах ядра, исключая вылетевший нуклон. В настоящее время эта часть амплитуды изучена недостаточно, но известно, что если $|\mathbf{Q}_f|$ попадает в интервал наиболее вероятного распределения нуклонов по импульсам в ядре (эту связь видно из выражения (27)), то при вычислении сечений величиной Δ в амплитуде (25) можно пренебречь [41–43]. В дальнейшем для реакций (23) будем рассматривать такую кинематическую область, где $50 < |\mathbf{Q}_f| < 250$ МэВ/с, полагая в амплитуде (25) $\Delta = 0$.

Если η -мезоны образуются на нуклонах s -оболочки, то в реакции (23) ядра A_f остаются в возбужденном состоянии с конфигурацией

$$|(1s)^3; (1p)^{A-4}\rangle,$$

соответствующей ”дырке” в s -оболочке. Такие состояния рассматриваются в ядерной модели оболочек как минимум с $1\hbar\omega$ квантом возбуждения в фермионной системе, которая излишне сложна в реализации расчетов нашей амплитуды (25). Используя модель оболочек с промежуточной связью [44,45], которая хорошо описывает основные и низколежащие возбужденные состояния p -оболочечных ядер только состоянием нуклонов во внешней оболочке, мы тем самым будем пренебрегать фотообразованием мезонов на нуклонах s -оболочки ядер в реакциях вида (23).

Рассмотрим теперь реакцию $(\gamma, \eta p)$ на ядре ^{12}C :

$$\gamma(k, \lambda) + ^{12}\text{C}(Q_i) \rightarrow \eta(q) + p(p_f) + ^{11}\text{B}^*(Q_f). \quad (28)$$

В обсуждаемой модели ядра волновую функцию ^{12}C достаточно взять в приближении наиболее симметричной пространственной ее части:

$$\psi_i(J_i, M_i) = |(1s)^4; (1p)^8[44]L_i = 0, S_i = 0, T_i = 0\rangle, \quad (29)$$

где J_i — спин ядра с проекцией M_i ; L_i, S_i, T_i — суммарные орбитальный, спиновый и изоспиновый моменты нуклонов ядра в p -оболочке, $[44] = [f_i]$ — схема Юнга [46] для тех же нуклонов. Амплитуду реакции (28) в импульсном приближении можно представить теперь в виде (LS -представление)

$$\begin{aligned} \langle f | \hat{T}_{\gamma\eta} | i \rangle = & \sqrt{8} \sum_{\substack{L,S,T,[f],L_f,S_f,T_f \\ L^z,S^z,T^z,L_f^z,S_f^z,m,\tau}} a_{LST}^{[f]} \delta_{S_f,S} \delta_{L_f,L} \delta_{T_f,T} \delta_{[f_f],[f]} \times \\ & \times \langle L_f L_f^z, 1m | 00 \rangle \left\langle S_f S_f^z, \frac{1}{2} \xi | 00 \right\rangle \left\langle T_f T_f^z, \frac{1}{2} \tau | 00 \right\rangle \times \\ & \times \langle L_f L_f^z, S_f S_f^z | J_f M_f \rangle H_{\xi\tau}^{\alpha\beta}(\lambda) \tilde{D}_{1m}(\mathbf{Q}_f), \end{aligned} \quad (30)$$

где $\langle \dots, \dots | \dots \rangle$ — обычные коэффициенты Клебша — Гордана,

$$H_{\xi\tau}^{\alpha\beta}(\lambda) = \sum_{s,t} \chi_{\beta}^{+}(t) \chi_{\alpha}^{+}(s) t_A^{\lambda}(s, t) \chi_{\xi}(s) \chi_{\tau}(t); \quad (31)$$

$a_{LST}^{[f]}$ — одночастичные генеалогические коэффициенты p -оболочки ядра. Для выбранной конфигурации вида (29) единственный не равный нулю генеалогический коэффициент есть

$$a_{11/2\ 1/2}^{[43]} = 1,$$

$\tilde{D}_{1m}(\mathbf{Q}_f)$ — интеграл перекрытия. В приближении плоской волны для волновой функции уходящего мезона он имеет вид

$$\tilde{D}_{1m}(\mathbf{Q}_f) = \int d^3r \Phi_p^{(-)*}(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{q})\mathbf{r}} \varphi_{1m}(\mathbf{r}), \quad (32)$$

$\varphi_{1m}(\mathbf{r})$ — пространственная часть волновой функции нуклона в p -оболочке ядра ^{12}C ; $\Phi_p^{(-)}(\mathbf{r})$ — волновая функция вылетающего нуклона, взаимодействующего с ядром. Для кинетической энергии протонов $T_p > 60$ МэВ их взаимодействие с ядром можно достаточно точно оценить с помощью простых моделей, в частности, используя волновую функцию нуклона $\Phi^{(-)}$ в ядре вида

$$\Phi_{pf}^{(-)}(\mathbf{r}) = \exp \left[\frac{1}{\beta} (-iV_R + V_I) d(\mathbf{r}) \right] \exp(i\mathbf{p}_f \mathbf{r}), \quad (33)$$

являющуюся решением уравнения Шредингера с однородным оптическим потенциалом $V(\mathbf{r}) = V_R + iV_I$. Здесь β — скорость, а $d(\mathbf{r})$ — длина траектории

протона в ядре, которую, следуя работе [47], полагали классической, т.е. параллельной импульсу \mathbf{p}_f . Поскольку волновая функция (33) пригодна только в вычислениях с однородной плотностью ядра, постольку величину \tilde{D}_{1m} , данную выражением (32), факторизовали, на основании теоремы о среднем, следующим образом:

$$\begin{aligned} \tilde{D}_{1m} &= f D_{1m}, \\ f(V_R, V_I) &= \int d^3x \frac{3}{4\pi R^3} \exp \left[\frac{1}{\beta} (-iV_R + V_I) d(\mathbf{x}) \right] = \\ &= (2z^3)^{-1} [6(1+z)e^{-z} + (3z^2 - 3y^2 - 6y - 6)e^{-y} + y(3z^2 - y^2)], \quad (34) \\ z &= 2R \left[\frac{iV_R - V_I}{\beta} \right]; \quad y = RA^{-1/3} \left[\frac{iV_R - V_I}{\beta} \right]. \end{aligned}$$

При вычислении этого интеграла учитывали, что нуклон, вылетающий из наружного слоя ядра толщиной $RA^{-1/3}$, обращенного в сторону направления вылета, не должен испытывать взаимодействия. Оставшийся интеграл

$$D_{1m}(\mathbf{Q}_f) = \int e^{i(\mathbf{k} - \mathbf{q} - \mathbf{p}_f)\mathbf{r}} \varphi_{1m}(\mathbf{r}) d^3r$$

есть интеграл перекрытия в приближении плоских волн, что касается вылетающих нуклона и мезона. С осцилляторными одночастичными функциями ядра $\varphi_{1m}(\mathbf{r})$, которые использовались в расчетах, этот интеграл выражается в элементарных функциях. В результате эффект взаимодействия протона с ядром-остатком в нашем случае для реакций (23) будет выражаться множителем $|f|^2$ при дифференциальном сечении, рассчитанном в плосковолновом приближении. Величины реальной и мнимой частей нуклон-ядерного оптического потенциала $V(x)$ были взяты из работы [41] (ряд 3). Следует заметить, что решение (33) адекватно отражает взаимодействие нуклонов с ядром только при энергии нуклонов больше 60 МэВ [47]. При энергии же ниже 40 МэВ — энергии гигантского резонанса — эффект нуклон-ядерного взаимодействия становится сильно зависящим от состояния ядра-остатка и не может быть учтен в простых моделях.

Пока ничего не говорилось о состояниях, в которых могут находиться ядра после вылета нуклонов из p -оболочки. В рассматриваемой ядерной модели могут быть учтены основное и низколежащие возбужденные состояния нормальной четности. Так, для реакции (28) в качестве таковых могут выступать три состояния:

1) основное состояние с энергией возбуждения $\varepsilon = 0$,

$${}^{11}\text{B}(J^p = (3/2)^-, T = 1/2); \quad (35)$$

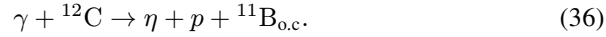
2) первое и второе возбужденные состояния

$${}^{11}\text{B}^*(J^P = (1/2)^-, T = 1/2), \quad (35a)$$

$${}^{11}\text{B}^*(J^P = (3/2)^-, T = 1/2) \quad (35b)$$

с энергиями возбуждения $\varepsilon = 2, 12$ и $5,02$ МэВ соответственно.

2.3. Сечения реакций $A(\gamma, \eta N)A'$. Остановимся теперь на изучении сечений реакций фоторождения мезонов на ядрах с выбиванием нуклонов. Рассмотрим реакцию (28) с ядром-остатком в основном состоянии (35):



Дифференциальное сечение этой реакции, усредненное по поляризациям фотона и просуммированное по поляризациям конечных частиц, имеет вид

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\eta d\Omega_p dq_0} = \frac{64}{9} \mathcal{K}_3 \sum_\lambda (|K^P(\lambda)|^2 + |\mathbf{L}^P(\lambda)|^2) F(\mathbf{Q}_f) |f|^2, \quad (36a)$$

где $K^P = K^s + K^V$, $\mathbf{L}^P = \mathbf{L}^s + \mathbf{L}^V$; величину $F(\mathbf{Q}_f)$ с точностью до постоянного множителя называют функцией отклика. В нашем случае

$$F(\mathbf{Q}_f) = \pi^{3/2} r_0^3 (\mathbf{Q}_f r_0)^2 \exp(-\mathbf{Q}_f^2 r_0^2), \quad (37)$$

$\mathbf{Q}_f = \mathbf{k} - \mathbf{q} - \mathbf{p}_f$; r_0 — осцилляторный параметр, который для ядра ${}^{12}\text{C}$ выбирался равным 1,67 фм;

$$\mathcal{K}_3 = (2\pi)^{-5} \frac{|\mathbf{q}| q_0 \mathbf{p}_f^2 p_{0f} Q_{0f}}{|\mathbf{p}_f| Q_{0f} - p_{0f} (|\mathbf{k} - \mathbf{q}| \cos \theta - |\mathbf{p}_f|)} \quad (38)$$

есть кинематический множитель для распределения $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\eta d\Omega_p dq_0}$, а θ — угол между импульсами $\mathbf{k} - \mathbf{q}$ и \mathbf{p}_f . Вычисленное дифференциальное сечение (36a) показано на рис.5 в сравнении с результатами расчета таких же сечений из работ [48,49]. Форма и величина рассчитанного распределения хорошо согласуются с результатами работы [49]. Так же, как и в этой работе, наше импульсное приближение "релятивизовано", благодаря использованию одно-нуклонного оператора фоторождения \hat{t}^λ в форме, которая позволяет в полной мере учесть внутриядерное движение нуклонов с сохранением градиентной инвариантности ядерной амплитуды фоторождения в целом [50]. Рассчитанный эффект взаимодействия вылетевшего протона с ядром-остатком близок к эффекту, который приводят авторы [49] для этой же реакции.

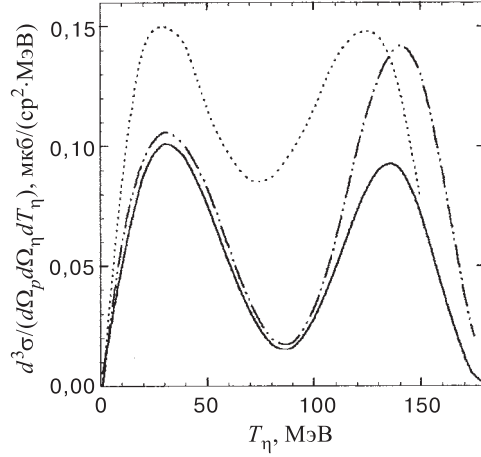


Рис. 5. Дифференциальные сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \eta p)^{11}\text{B}_{0.s.}$ для энергии фотонов $k_0 = 750$ МэВ и углов вылета мезона $\theta_\eta = 20^\circ$ и протона $\theta_p = 15^\circ$ в одной плоскости в зависимости от энергии η -мезона в лаб. системе. Сплошные кривые — результат, полученный в этой работе. Штрихпунктирной и точечной кривыми показаны результаты расчета этого же сечения из [49] и [48] соответственно

Подставив в амплитуду (30) $J_f = 1/2$ и $T_f = 1/2$, получим дифференциальное сечение реакции $(\gamma, \eta p)$ на ^{12}C с возбуждением первого уровня в ядре ^{11}B (35a):

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\eta d\Omega_p dq_0} = \frac{32}{9} \mathcal{K}_3 \sum_{\lambda} (|K^p(\lambda)|^2 + |\mathbf{L}^p(\lambda)|^2) F(Q_f) |f|^2. \quad (39)$$

Разделить по энергиям возбуждения ядра-остатка реакции вида (23) не всегда представляется возможным, поэтому измеряемые распределения частиц в реакциях $(\gamma, \eta N)$ есть сумма от реакций с разными состояниями конечных ядер. Дифференциальное сечение реакции (28) с ядром-остатком во всевозможных связанных состояниях можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{d\Omega_\eta d\Omega_p dq_0} &= \mathcal{K}_3 \sum_{\lambda} (|K^p(\lambda)|^2 + |\mathbf{L}^p(\lambda)|^2) F(Q_f) |f|^2 \times \\ &\quad \times \left[\frac{64}{9}(1 + \alpha) + \frac{32}{9}(1 + \beta) \right], \\ \alpha &= \frac{1}{S_\alpha(0)} \sum_{\varepsilon} S_\alpha(\varepsilon), \quad \beta = \frac{1}{S_\beta(2, 13)} \sum_{\varepsilon} S_\beta(\varepsilon), \end{aligned} \quad (40)$$

где $S_\alpha(0)$, $S_\alpha(\varepsilon)$ — спектроскопические факторы нуклонов [45] p -оболочки ядра ^{12}C для образования основного и возбужденных состояний ядра ^{11}B с квантовыми числами $J^pT = (3/2)^-1/2$; $S_\beta(\varepsilon)$ — то же для состояний ^{11}B с $J^pT = (1/2)^-1/2$. Величины α и β для реакции (28) можно взять из работы [45]:

$$\alpha = \frac{0,756}{2,5} \approx 0,3; \quad \beta = 0.$$

Заметим, что выражением (40) можно пользоваться при энергиях фотонов несколько выше пороговых, чтобы масса (энергия возбуждения) ядра-остатка не влияла сильно на величины сечений. В противном случае сечения реакций с разными уровнями возбуждения конечного ядра надо вычислять по отдельности с разными кинематическими множителями \mathcal{K}_3 .

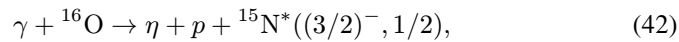
Ядро с заполненной $1p$ -оболочкой ^{16}O имеет волновую функцию, подобную волновой функции (29) для ядра ^{12}C с одночастичными генеалогическими коэффициентами, равными единице. Поэтому дифференциальное сечение реакции



вычисляется по алгоритму расчета сечений для реакции (28). В результате получим

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\eta d\Omega_p dq_0} = \frac{16}{3} \mathcal{K}_3 \sum_\lambda (|K^p(\lambda)|^2 + |\mathbf{L}^p(\lambda)|^2) F(Q_f) |f|^2. \quad (41a)$$

Осцилляторный параметр r_0 для ядра ^{16}O принимался равным 1,80 фм. Результат расчета показан на рис.6 в сравнении с результатами расчетов того же сечения из работы [49]. Интересно, что сечение реакции (41) оказывается меньше сечения реакции (36), а также сечения неупругой реакции



с возбуждением уровня в ядре-остатке ^{15}N с энергией $\varepsilon = 6,3$ МэВ, которое можно представить в виде

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\eta d\Omega_p dq_0} = \frac{32}{3} \mathcal{K}_3 \sum_\lambda (|K^p(\lambda)|^2 + |\mathbf{L}^p(\lambda)|^2) F(Q_f) |f|^2. \quad (42a)$$

Сведения о других возбужденных состояниях ядра ^{15}N с квантовыми числами основного состояния отсутствуют. В результате сечения реакций $(\gamma, \eta p)$ на ядрах ^{12}C и ^{16}O приблизительно одинаковы, несмотря на значительное различие числа нуклонов в $1p$ -оболочках этих ядер.

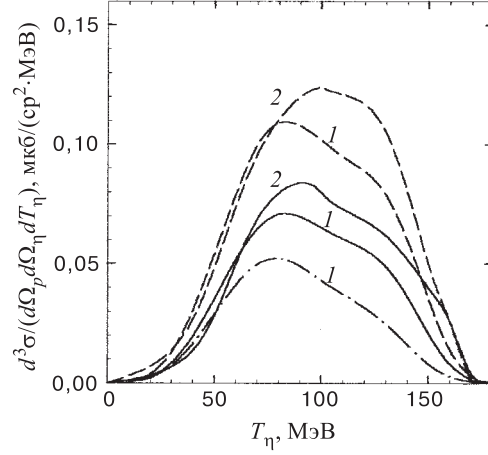


Рис. 6. Дифференциальные сечения реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \eta p)^{15}\text{N}_{\text{о.с.}}$ для энергии фотонов $k_0 = 750$ МэВ и углов вылета мезона $\theta_\eta = 30^\circ$ и протона $\theta_p = 30^\circ$ в одной плоскости в зависимости от энергии η -мезона в лаб.системе. Кривые 1 — результат расчета данной работы без учета взаимодействия (штриховая кривая) и с учетом взаимодействия протонов в конечном состоянии при наличии реальной части оптического потенциала (штрихпунктирная) и без нее (сплошная кривая). Кривые 2 — результат расчета этого же сечения из работы [49], соответственно, с учетом (сплошная) и без учета взаимодействия протонов в конечном состоянии (штриховая кривая)

Используемая простая модель нуклон-ядерного взаимодействия в области своей применимости ($T_p > 60$ МэВ) ведет только к уменьшению сечения для реакций типа (23), причем как в отсутствие реальной части оптического потенциала, так и с ней (см. рис.6). Если в качестве критерия взять эффект взаимодействия уходящего протона с ядром ^{15}N , полученный в работе [49], то предпочтительней в нашей простой модели выбирать нуклон-ядерный потенциал чисто мнимым (см. рис.6). Поэтому ниже, если специально не оговорено, в выражении (34) для f будем полагать $V_R = 0$.

Если для описания ядра с замкнутой $1s$ -оболочкой ^4He использовать простую оболочечную модель с потенциалом гармонического осциллятора, то для сечения реакции



легко получить выражение, которое в обозначениях (37), (38) можно представить так:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\eta d\Omega_p dq_0} = 8\mathcal{K}_3 \sum_\lambda (|K^p(\lambda)|^2 + |\mathbf{L}^p(\lambda)|^2) \frac{F(Q_f)}{(Q_f r_0)^2} |f|^2, \quad (43a)$$

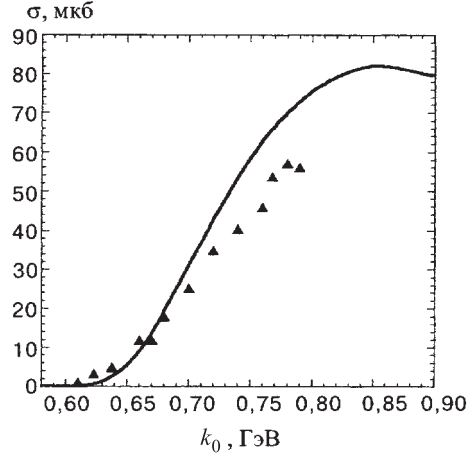


Рис. 7. Зависимость полного сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \eta)X$ от энергии налетающих γ -квантов. Экспериментальные данные взяты из работы [14]

с осцилляторным параметром $r_0 = 1,38$ фм для ядра ^4He . Трансляционная неинвариантность используемых осцилляторных волновых функций ядер учитывалась в настоящих расчетах посредством замены осцилляторного параметра r_0 на

$$\tilde{r}_0^2 = r_0^2 \frac{A}{A-1} \quad (44)$$

для каждой из обсуждаемых реакций.

Выражения для сечений реакций $(\gamma, \eta n)$ на рассматриваемых ядрах такие же, как и выражения для сечений реакций $(\gamma, \eta p)$. Из других распределений продуктов реакций (23) нам потребуется распределение $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\eta d\Omega_p dT_p}$, для которого легко получить соответствующий кинематический множитель

$$\tilde{\mathcal{K}}_3 = (2\pi)^{-5} \frac{\mathbf{q}^2 |\mathbf{p}_f| P_{0f} Q_{0f} q_0}{|\mathbf{q}| Q_{0f} - q_0 (|\mathbf{k} - \mathbf{p}_f| \cos \tilde{\theta} - |\mathbf{q}|)},$$

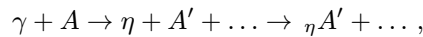
где $\tilde{\theta}$ — угол между импульсами $\mathbf{k} - \mathbf{p}_f$ и \mathbf{q} .

По "рецепту", данному в работе [48], были оценены также сечения инклюзивных реакций фоторождения η -мезонов на ядрах ^{12}C и ^{16}O . Сравнение вычисленного в плосковолновом приближении полного сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \eta)X$ с экспериментальным [14] от порога до $k_0 = 790$ МэВ показано на рис.7. Незначительное превышение результата расчета над экспериментом при $k_0 > 700$ МэВ оставляет на эффект взаимодействия в конечном

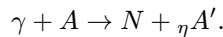
состоянии, понижающий сечение, только 20–25%. Двукратное превышение вычисленного нами распределения $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\eta dq_0}$ при $k_0 = 720$ МэВ, $\theta_\eta = 10^\circ$ над результатом аналогичного расчета из работы [51] частично можно объяснить тем, что в их расчетах учитывается образование η -мезона через $S_{11}(1535)$ -изобару и ее взаимодействие с ядром. И, наконец, результат нашего расчета сечения $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\eta dq_0}$ реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \eta)X$ при $k_0 = 800$ МэВ, $\theta_\eta = 25^\circ$ почти в три раза выше соответствующего результата работы [52]. Такое расхождение невозможно устранить даже с помощью более адекватного выбора сечения фоторождения η на нейтроне, чем это сделал автор работы [52].

3. ФОТОРОЖДЕНИЕ ЛЕГКИХ η -ЯДЕР

3.1. Модель фоторождения η -ядер. η -ядра могут возникать в разнообразных ядерных реакциях, протекающих с образованием η -мезона, путем "прилипания" последнего за счет взаимодействия притяжения к ядерным продуктам реакции. То есть фоторождение η -ядер может происходить по схеме:



где A' — какой-либо ядерный фрагмент, имеющий малую скорость относительно η -мезона. Наиболее простыми для теоретического исследования будут реакции фоторождения η на ядре с образованием только двух ядерных осколков, и, в частности, когда один из них просто нуклон (4):



Первые работы по оценке вероятности образования η -ядер в реакции (4) [53,54] вызвали ряд вопросов, связанных с недостаточным обоснованием результатов расчета. В настоящее время, когда η -ядра из гипотетических становятся все более реальными частицами, возникла потребность в более детальном обосновании модели их фоторождения в реакции (4). Механизм образования η -ядер показан диаграммой на рис.8. Согласно теории рассеяния на двух потенциалах [55], амплитуду реакции (4) можно представить

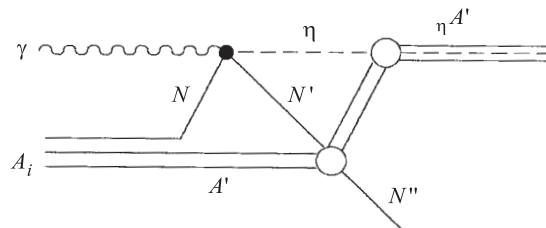


Рис. 8. Схема механизма фотообразования η -ядер в реакции $\gamma + A \rightarrow N + {}_\eta A'$

в виде суммы двух амплитуд с потенциалом фоторождения и потенциалом рассеяния мезона ядром. Так как в процессе фоторождения "сорт" частицы меняется, то из двух амплитуд, которыми описываются процессы рассеяния на двух потенциалах, в фоторождении остается одна — фоторождение мезона на ядре, в которой волновая функция уходящего мезона заменяется волновой функцией η -мезона, взаимодействующего с ядром A_f [55]. Так как образование квазиравновесного состояния η -мезон — ядро происходит за конечное время, а выбиваемые нуклоны быстры (исключая порог реакции (4)), то и взаимодействие нуклонов в конечном состоянии можно рассматривать как с обычными атомными ядрами.

Таким образом, в качестве механизма фотообразования η -ядер в реакциях типа (4) используется квазисвободное фоторождение η -мезонов на соответствующих атомных ядрах, а приближения последнего обсуждались в предыдущем разделе.

3.2. Фоторождение сверхлегких η -ядер. Полагая, в связи с вышесказанным, что сверхлегкие η -ядра могут существовать, рассмотрим фоторождение ${}^3_\eta\text{He}$ и ${}_\eta T$ в реакциях

$$\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow p + {}_\eta T, \quad (45)$$

$$\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow n + {}^3_\eta\text{He}. \quad (46)$$

Согласно изотопической инвариантности сильных взаимодействий, длины ηp - и ηn -рассеяния должны быть равными. Если не делать различия между радиусами η -ядер ${}^3_\eta\text{He}$ и ${}_\eta T$, то их волновые функции будут одинаковыми. Для нахождения волновых функций η -мезона в ядре воспользуемся длинами ηN -рассеяния из последних теоретических работ по их вычислению [22,23]. Значения a_0 в этих работах различаются непринципиально, поэтому в расчетах будем использовать только одно значение (17) из работы [22]. Выбирая радиусы обсуждаемых сверхлегких η -ядер $R_{\text{як}} = 2,45$ фм, что соответствует среднеквадратичному радиусу $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 1,9$ фм, получим связанное состояние с собственным значением энергии

$$E = (2,30 + i5,50) \text{ МэВ}.$$

В простой ядерной модели оболочек амплитуда реакции (45) будет иметь вид

$$\langle f | \hat{T}_{\eta A} | i \rangle = (-1)^{\alpha+\xi+1} \sum_s \chi_\alpha^+(s) \hat{t}_p^\lambda(s) \chi_\xi(s) G_{00}(\mathbf{Q}_f), \quad (47)$$

$$G_{00}(\mathbf{Q}_f) = f(V_R, V_I) \int d^3r e^{i\mathbf{Q}_f \mathbf{r}} \varphi_{00}(\mathbf{r}) \varphi_\eta^{1s}(\mathbf{r}), \quad (48)$$

где $\mathbf{Q}_f = \mathbf{k} - \mathbf{p}_f$ — переданный η -ядру импульс; $\varphi_{00} = R_{00} \left(\frac{r}{r_0} \right) \frac{N_0}{\sqrt{4\pi}}$ — пространственная часть для волновой функции нуклона в ${}^4\text{He}$ в осцилляторной модели оболочек с нормировочным множителем N_0 ; $\varphi_\eta^{1s}(\mathbf{r})$ — нормированная волновая функция относительного движения η -мезона и ядра-остова; f — фактор учета взаимодействия протона с ядром в конечном состоянии в форме (34) с $V_R = 0$. Величину G_{00} можно представить в виде

$$G_{00}(\mathbf{Q}_f) = f \sqrt{\frac{16\pi}{Q_f^2 r_0^3}} \int_0^\infty dr \cdot r \sin(Q_f r) e^{-\frac{r^2}{2r_0^2}} \varphi_\eta^{1s}(\mathbf{r}) = f \sqrt{\frac{16\pi}{Q_f^2 r_0^3}} I_{0s}(Q_f). \quad (49)$$

Дифференциальное сечение реакции (45), усредненное по поляризациям фотона и просуммированное по поляризациям вылетающего протона, будет иметь вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} = \frac{16\sqrt{\pi}}{Q_f^2 r_0^3} \mathcal{K}_2 \sum_\lambda (|K^p(\lambda)|^2 + |\mathbf{L}^p(\lambda)|^2) |I_{0s}(Q_f)|^2 |f(V_I)|^2 \quad (50)$$

с кинематическим множителем \mathcal{K}_2 в лаб.системе:

$$\mathcal{K}_2 = (2\pi)^{-2} \frac{\mathbf{p}_f^2 p_{0f} Q_{0f}}{|\mathbf{p}_f|(k_0 + Q_{0i}) - k_0 p_{0f} \cos \theta_p}. \quad (51)$$

Выражение, аналогичное (50), получим и для сечения реакции (46), в котором вместо амплитуды фоторождения мезона на протоне входит амплитуда фоторождения на нейтроне.

На рис.9 показаны результаты вычислений полных сечений реакций (45), (46) с учетом и без учета взаимодействия нуклонов в конечном состоянии в зависимости от энергии налетающих γ -квантов. Сечения обеих реакций достигают наибольшего значения при энергии фотонов $k_0 = 770$ МэВ. Проявление в ядерных сечениях резонанса $S_{11}(1535)$ сглажено по сравнению с сечениями соответствующих элементарных процессов, благодаря учету по модели спектатора [41] фермиевского движения нуклонов в ядре. Взаимодействие протонов и нейтронов в конечном состоянии (для которых брался один и тот же нуклон-ядерный потенциал) ведут к незначительному уменьшению сечений реакций (рис.9). Из-за различия сечений фоторождения η -мезонов на протонах и нейтронах сечение реакции (45) ожидается больше сечения реакции (46) при рассматриваемых энергиях γ -квантов. Рассчитанные ширины η -ядер ${}^3_\eta\text{He}$ и ${}_\eta T$ (≈ 10 МэВ) оказались такими, какие предсказывались первоначально в работах [3,4], но для η -ядер тяжелее ${}^{16}_\eta\text{O}$. При таком значительном времени жизни сверхлегких η -ядер, естественно, возникает идея их обнаружения в реакциях (45), (46) по пику в спектре

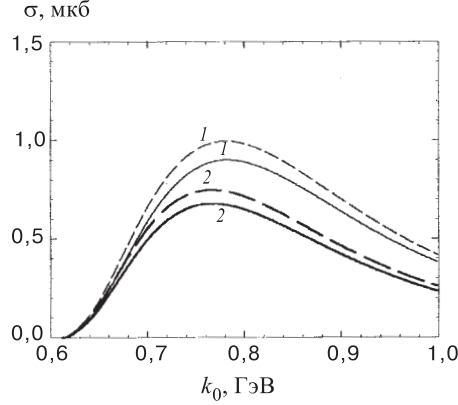


Рис. 9. Зависимость полного сечения реакций ${}^4\text{He}(\gamma, p)_{\eta}T$ (кривые 1) и ${}^4\text{He}(\gamma, n)_{\eta}{}^3\text{He}$ (кривые 2) от энергии налетающих γ -квантов с учетом (сплошные кривые) и без учета (штриховые кривые) взаимодействия нуклонов в конечном состоянии

вылетающих нуклонов инклюзивных реакций ${}^4\text{He}(\gamma, N)$. Наиболее сильно от энергии нуклонов (при фиксированной энергии фотонов) будут меняться дифференциальные сечения реакций



фоторождения медленных, но не связанных η -мезонов. Поэтому важно знать угловые и энергетические распределения частиц в таких реакциях. Более подробно остановимся на обсуждении реакции (45) как кандидате на обнаружение легких η -ядер.

Вычисленное дифференциальное сечение реакции (45) для энергии γ -квантов $k_0 = 760$ МэВ в зависимости от угла вылета протона показано на врезке рис.10. Здесь же приведена зависимость дважды дифференциального сечения реакции (52) от энергии выбиваемого протона для угла вылета $\theta_p = 10^\circ$ и при той же энергии фотонов. Дифференциальное сечение реакции (45), взятое при угле вылета протона $\theta_p = 10^\circ$ в лаб.системе и "размазанное" по ширине уровня η -ядра ${}_{\eta}T$ по нормальному закону, изображено здесь же.

Результаты расчета обнадеживают. Оценка отношения сигнал/фон зависит от угла вылета протонов и составляет для $\theta_p = 5^\circ, 10^\circ$ и 15° , соответственно, 3,7/1; 2,9/1 и 2/1 (рис.10). Более тщательные расчеты могут изменить это отношение в ту или иную сторону, но не радикально. Ширина "провала" между квазиупругим пиком выбиваемых протонов в реакции (52) и пиком протонов от реакции (45) определяется энергией связи и шириной

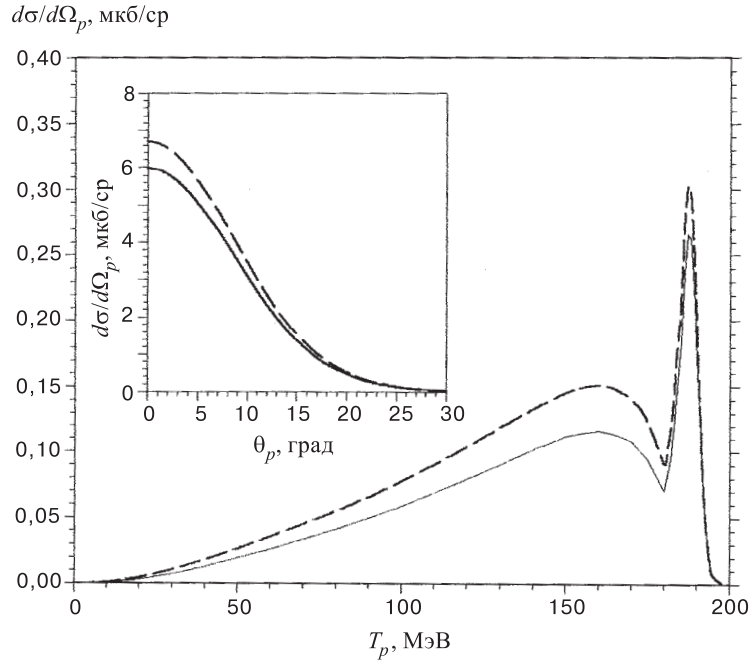


Рис. 10. Дифференциальное сечение реакций ${}^4\text{He}(\gamma, \eta p)T$ для энергии фотонов $k_0 = 760$ МэВ и угла вылета протонов $\theta_p = 10^\circ$ в зависимости от энергии протонов в лаб. системе. Сплошные кривые — результат расчетов с взаимодействием протонов в конечном состоянии, штриховые — без учета этого взаимодействия. Пик показывает дифференциальное сечение реакции ${}^4\text{He}(\gamma, p)\eta T$ при названных кинематических условиях, "размазанное" по ширине уровня η -ядра по нормальному закону. На врезке показана зависимость дифференциального сечения реакции ${}^4\text{He}(\gamma, p)\eta T$ от угла вылета протона при энергии фотонов $k_0 = 760$ МэВ

уровня η -ядра ηT (см. рис. 10). Следует отметить уникальность η -ядер ${}^3_\eta\text{He}$ и ηT . Именно они (может быть, еще ηD) могут иметь такие маленькие ширины уровней и энергии связи из-за малой плотности. Так, следующее по весу η -ядро ${}^4_\eta\text{He}$ будет иметь уже собственную энергию

$$E = (17,5 + i16,9) \text{ МэВ}$$

для значения длины ηN -рассеяния (17), уменьшая отношение сигнал/фон в соответствующей реакции фотообразования ${}^4_\eta\text{He}$ больше чем в три раза, по сравнению с образованием ${}^3_\eta\text{He}$.

Для идентификации η -ядер в реакции (45) потребуются "меченые" фотоны высокой интенсивности с разрешением по энергии не хуже 2–3 МэВ. Так как реакция (45) двухчастичная, то существует жесткая связь между углом

и энергией вылетающего нуклона, поэтому если в ожидаемом месте спектра нуклонов от инклюзивной фотореакции



наблюдается пик, то это свидетельствует об образовании η -ядер в реакции (45). Высота пика пропорциональна сечению реакции (45) (если регистрировать нейтроны, то сечению реакции (46)), а ширина — ширине уровня η -ядра.

Расчеты инклюзивного сечения реакции (54) при $k_0 \approx 800$ МэВ как абсолютного фона для реакции (45) сложны. Отметим только, что инклюзивное сечение будет складываться из сечений двух-, трех-, четырехчастичной фотодезинтеграции ядра ${}^4\text{He}$, сечений одиночного и двойного фоторождения пионов и, наконец, сечения исследованной реакции (52).

3.3. Фотообразование η -ядер в $1s$ -состояниях. В отличие от фоторождения сверхлегких η -ядер с числом нуклонов $A < 4$, η -ядра с нуклонными остовами $A > 6$ могут образовываться не только в $1s$ -состоянии (см. табл.1). Кроме того, для ядер с $A > 6$ необходимо учитывать низколежащие возбужденные состояния самих нуклонных остовов, возбуждение которых (если их ширины меньше 1 МэВ), как мы полагаем, не будет оказывать влияния на образование и существование η -ядер. В этой связи следует отметить, что выбивание нуклонов из s -оболочки ядер с $A > 5$ приводит к высоковозбужденным состояниям атомного ядра вида "частица — дырка", время жизни которых того же порядка, что и η -ядер. Свойства η -ядер с нуклонными остовами, находящимися в сильновозбужденных состояниях, будут определяться и нестабильностью нуклонного кора, а потому требуют специального изучения, выходящего за рамки данного. Рассмотрим реакции (4) на ядрах ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{C}$, ведущие к образованию η -ядер в $1s$ -состоянии.

Амплитуду реакций (4) на p -оболочечных ядрах ($4 < A < 16$) в обсуждаемых приближениях запишем подобно амплитуде для реакций фоторождения η -мезонов на ядрах с выбиванием нуклонов (см. выражения (24) – (26)):

$$\begin{aligned} \langle f | \hat{T}_{\eta A}^{1s} | i \rangle &= \sqrt{A-4} \left\langle \psi_f | \varphi_{\eta}^{*1s}(\mathbf{r}_1) f e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{p}_f)\mathbf{r}_1} \hat{\mathbf{t}}_1^{\lambda}(s_1, t_1) | \psi_i \right\rangle = \\ &= \sqrt{\frac{A-4}{12}} \sum_{m, \xi} (-1)^{\xi - J_f + m} \left\langle 1m, \frac{1}{2}\xi \left| J_f - M_f \right. \right\rangle H_{\xi\tau}^{\alpha\beta}(\lambda) G_{1m}^0(Q_f), \quad (55) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} G_{1m}^0(Q_f) &= f \int d^3r_1 e^{i\mathbf{Q}_f\mathbf{r}_1} \varphi_{1m}(\mathbf{r}_1) \varphi_{\eta}^{*1s}(\mathbf{r}_1) = \\ &= f \cdot i4\pi N_1 Y_m^1(\hat{\mathbf{Q}}_f) \frac{1}{Q_f^2} \cdot I_{0p}(Q_f); \quad (56) \end{aligned}$$

$$N_1 = \left[\frac{8}{3r_0^5 \sqrt{\pi}} \right]^{1/2}, \quad (57)$$

$$I_{0p}(Q_f) = \int dr_1 r_1 [\sin(Q_f r_1) - Q_f r_1 \cos(Q_f r_1)] \varphi_\eta^{*1s}(\mathbf{r}_1) e^{-r_1^2/2r_0^2}, \quad (58)$$

φ_η^{1s} — волновая функция η -мезона в ядре.

Дифференциальные сечения реакций

$$\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{11}_\eta\text{B}_{o.c}(1s), \quad (59)$$

$$\gamma + {}^{16}\text{O} \rightarrow p + {}^{15}_\eta\text{N}_{o.c}(1s), \quad (60)$$

когда нуклонные остовы образующихся η -ядер ${}^{11}_\eta\text{B}$ и ${}^{15}_\eta\text{N}$ находятся в основном состоянии, можно представить в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} = \mathcal{K}_2 \frac{z\sqrt{\pi}}{Q_f^4 r_0^5} \sum_\lambda (|K^p(\lambda)|^2 + |\mathbf{L}^p(\lambda)|^2) \cdot |I_{0p}(Q_f)|^2 |f|^2, \quad (61)$$

причем для реакции (59)

$$z = 128/9,$$

а для реакции (60)

$$z = 32/3.$$

Так как выражения для сечений реакций (59) и (60) различаются только постоянным множителем, то достаточно остановиться на изучении одного из них. На рис.11 показана зависимость полного сечения образования ${}^{11}_\eta\text{B}_{o.c}(1s)$ в реакции (59) от энергии фотонов с учетом и без учета взаимодействия в конечном состоянии. Пороги реакций (4) определяются массой образующихся η -ядер. Рассчитанный порог реакции (59) почти на 60 МэВ ниже порога реакций (45) и (46); соответственно, ее сечение достигает максимума при $k_0 \approx 670$ МэВ. Чтобы оценить, как зависят результаты наших расчетов от параметров модели η -ядра, на рис.12 показана зависимость полного сечения реакции (59) от величины радиуса оптического η -ядерного потенциала. Для крайних значений $r_0 = 1,2$ и $1,5$ фм отклонение от приведенного выше результата составляет +9% и -17% соответственно. Другой важный параметр модели — это длина ηN -рассеяния. На рис.13 показано полное сечение реакции (60) в зависимости от энергии фотонов при разных глубинах η -ядерного потенциала прямоугольной формы (5), полученного на основе разных значений a_0 [21–23]. Незначительное различие сечений наблюдается только в околопороговой области энергий γ -квантов.

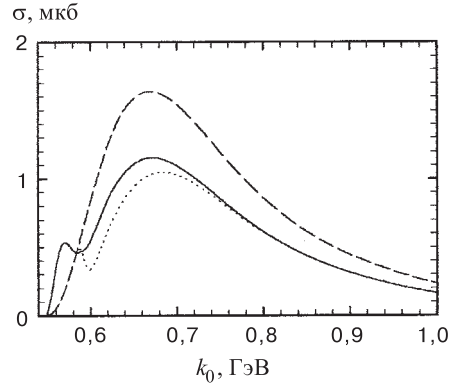


Рис. 11. Зависимость полного сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, p)_{\eta}^{11}\text{B}_{0.s.}$ от энергии налетающих γ -квантов без учета взаимодействия в конечном состоянии (штриховая) и с учетом, как с полным ядерным оптическим потенциалом (точечная), так и без реальной его части (сплошная кривая). Взаимодействие протонов около порога реакции в обоих случаях учитывалось по результатам [56] способом, предложенным в [57]

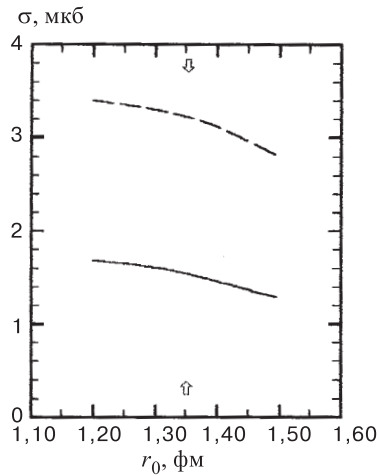


Рис. 12. Зависимость полного сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, p)_{\eta}^{11}\text{B}_{0.s.}(1s)$ (сплошная) и $^{12}\text{C}(\gamma, p)_{\eta}^{11}\text{B}^*(1p)$ (штриховая кривая) от радиуса $r_0 = R_{\text{эк}}A^{-1/3}$ η -ядра при энергии γ -квантов $k_0 = 700$ МэВ. Стрелкой показано значение r_0 , которое используется в данных расчетах

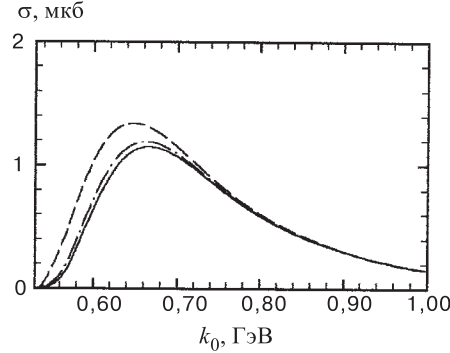


Рис. 13. Зависимость полного сечения реакции $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{No.c}(1s)$ от энергии налетающих γ -квантов для значений длины ηN -рассеяния в η -ядерном потенциале (5) $a_0 = (0, 880 + i0, 274)$ фм [21] — штриховая кривая; $a_0 = (0, 717 + i0, 263)$ фм [22] — сплошная кривая; $a_0 = (0, 751 + i0, 274)$ фм [23] — штрихпунктирная кривая

Для демонстрации возможного эффекта взаимодействия в конечном состоянии вблизи порога рассмотрена модель, которая описывает взаимодействие нуклонов при $T_p < 40$ МэВ, где, как известно, нуклоны с ядрами взаимодействуют через гигантский дипольный резонанс. С использованием результатов работы [56] восстановлен эффект обсуждаемого взаимодействия для реакции (59) по методу [57] вплоть до энергии налетающих γ -квантов $k_0 = 580$ МэВ (рис.11). Заметим, что этот результат надо рассматривать как качественный, а именно, что можно ожидать от эффекта взаимодействия в конечном состоянии в пороге для реакций типа (4). Начиная с энергии протонов $T_p > 50$ МэВ, учет взаимодействия в конечном состоянии для реакции (59) приводит только к уменьшению ее сечения. Учет в рассматриваемой модели полного ядерного оптического потенциала приводит к большему подавлению сечения, чем учет только его мнимой части вплоть до энергии вылетающих протонов 300 МэВ. При еще больших энергиях нуклонов реальной частью оптического потенциала можно пренебречь (см.рис.11). Угловое распределение протонов от реакции (59) показано на рис.14. Оно характеризуется направленностью вперед. С увеличением энергии налетающих γ -квантов в угловом распределении появляется максимум при $\theta_p \approx 12^\circ$, которого нет в угловых распределениях реакций (45) и (46) и положение которого устойчиво к изменениям энергии фотонов в рассматриваемом диапазоне (рис.14).

Дифференциальное сечение реакции

$$\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{11}_{\eta}\text{B}^*(1s), \quad (62)$$

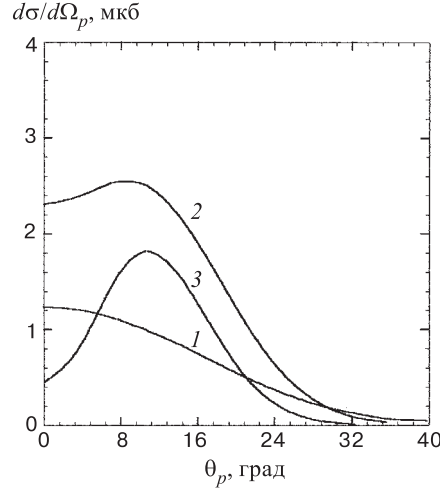


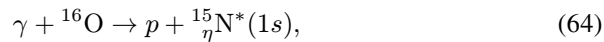
Рис. 14. Угловое распределение протонов реакции $^{12}\text{C}(\gamma, p)_{\eta}^{11}\text{B}_{\text{о.с.}}$ в лаб. системе при разных энергиях налетающих γ -квантов: 1 — $k_0 = 600$ МэВ; 2 — $k_0 = 700$ МэВ; 3 — $k_0 = 800$ МэВ. Для учета взаимодействия в конечном состоянии использовался ядерный оптический потенциал без реальной части

когда η -ядро образуется с нуклонным остовом в основном (35) и возбужденных (35а), (35б) состояниях, удобно представить в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} = \mathcal{K}_2 \frac{z\sqrt{\pi}}{Q_f^4 r_0^5} \sum_{\lambda} (|K^P(\lambda)|^2 + |\mathbf{L}^P(\lambda)|^2) \cdot |I_{0p}(Q_f)|^2 |f|^2 \quad (63)$$

с $z = (192 + 128\alpha)/9$.

Подобным образом и дифференциальное сечение реакции



когда нуклонный остов ${}^{15}_{\eta}\text{N}$ остается в основном и первом возбужденном состоянии, сводится к выражению (63) с $z = 32$.

Полные сечения реакций (62) и (64) приведены на рис.15 и 16 в зависимости от энергии налетающих γ -квантов. Сечения этих реакций в два-три раза превосходят сечения соответствующих реакций (59), (60), в которых ядерные остовы остаются только в основном состоянии. Полученный результат, правда, может быть несколько завышен, из-за используемых упрощений типа (29) в применяемой ядерной модели. И энергетическое, и угловое распределения протонов, имеющие форму, как на рис.14, не позволят, по-видимому, выделить фотообразование η -ядер с разными возбужденными состояниями нуклонных остовов, а потому такие реакции рассмотрим как единые. Заметим, что энергетическое распределение протонов от реакций (62), (64) будет

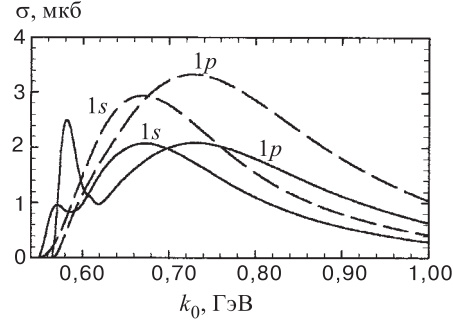


Рис. 15. Полные сечения реакций $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{11}_{\eta}\text{B}^*(1s)$ и $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{11}_{\eta}\text{B}^*(1p)$ в зависимости от энергии налетающих γ -квантов, рассчитанные с учетом (сплошные) и без учета (штриховые кривые) взаимодействия в конечном состоянии

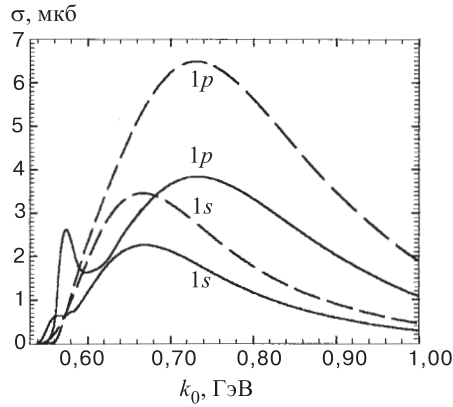


Рис. 16. То же, что на рис.15, для ядра-мишени ${}^{16}\text{O}$

”размазано” не только по большим ширинам образующихся η -ядер ${}^{11}_{\eta}\text{B}(1s)$ и ${}^{15}_{\eta}\text{N}(1s)$, но и по энергиям возбуждения их нуклонных остовов. Поэтому способ регистрации η -ядер по выделению пиков в энергетическом спектре протонов (нейтронов) реакции (4) с ядрами тяжелее ${}^4\text{He}$ будет менее эффективен, чем в реакциях (45), (46). В этой связи представляет интерес способ регистрации η -ядер по коррелированным продуктам их распада (см. [58]) совместно с ”быстрыми” нуклонами от реакции (4).

3.4. Фотообразование η -ядер в $1p$ -состоянии. η -ядра с числом нуклонов больше 6 могут образовываться путем захвата η -мезона на $1s$ - и на $1p$ -орбиту (табл.1). Фотообразование η -ядер в $1p$ -состоянии будет иным, чем образование ${}_{\eta}A(1s)$ в реакциях вида (4), а потому требует отдельного рассмотрения.

Чтобы свести к минимуму громоздкую алгебру углового момента, реакции вида

$$\gamma + A_i \rightarrow N + {}_\eta A'(1p) \quad (65)$$

рассмотрим на ядрах с нулевыми квантовыми числами, каковыми являются ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$. Амплитуды таких реакций запишем подобно амплитудам реакций (γ , ηN) на этих же ядрах (см. выражение (30)):

$$\begin{aligned} \langle f | \hat{T}_{\eta A}^{1p} | i \rangle &= \sqrt{\frac{A-4}{12}} \sum_{m,\xi,\nu} (-1)^{\xi+m} \langle 1-m, 1\nu | l\nu-m \rangle \langle l\nu-m, 1/2-\xi | J_f M_f \rangle \times \\ &\times H_{\xi\tau}^{\alpha\tau}(\lambda) G_{1m}^{1\nu}(\mathbf{Q}_f). \end{aligned} \quad (66)$$

В представлении углового момента тензор $G_{1m}^{1\nu}$ есть

$$\begin{aligned} G_{1m}^{1\nu}(\mathbf{Q}_f) &= 4\pi N_l N_\eta \sum_{\kappa=0}^{\infty} \sum_{n=-\kappa}^{\kappa} (i)^\kappa Y_n^\kappa(\hat{\mathbf{G}}_f) \iint_{\Omega_r} [Y_n^\kappa(\hat{\mathbf{r}})]^* Y_m^1(\hat{\mathbf{r}}) Y_\nu^1(\hat{\mathbf{r}}) d\Omega_r \times \\ &\times \int_0^\infty j_\kappa(Q_f r) r e^{-r^2/2r_0^2} \frac{u_1(r)}{r} r^2 dr. \end{aligned} \quad (67)$$

С помощью стандартной алгебры сферических гармоник $G_{1m}^{1\nu}$ можно привести к виду

$$G_{1m}^{1\nu}(\mathbf{Q}_f) = N_l N_\eta \left[I_{10}(Q_f) - \sqrt{\frac{24\pi}{5}} Y_{m+\nu}^2(\hat{\mathbf{r}}) \langle 1m, 1\nu | 2m+\nu \rangle \cdot I_{12}(Q_f) \right]. \quad (68)$$

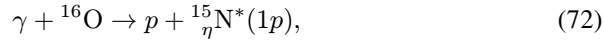
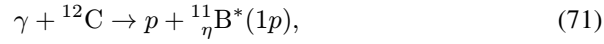
Наряду с ранее использованными обозначениями, в выражении (67) введены и новые. Это размерная величина

$$I_{1\kappa}(Q_f) = \int_0^\infty j_\kappa(Q_f r) e^{-r^2/2r_0^2} u_1(r) r^2 dr, \quad (69)$$

где $j_\kappa(z)$ — сферическая функция Бесселя, а $u_\ell(r)$ — решение уравнения (12) и радиальная часть волновой функции η -ядра в $1p$ -состоянии

$$\varphi_\eta^{1\nu}(\hat{\mathbf{r}}) = N_\eta \frac{u_1(r)}{r} Y_\nu^1(\hat{\mathbf{r}}), \quad (70)$$

нормированной на единицу с помощью нормировочного множителя N_η . Рассмотрим случай образования $1p$ – η -ядер с нуклонными остовами во всевозможных квазистационарных возбужденных состояниях:



что даст возможность использовать полноту спиновых состояний при вычислении квадрата модуля их амплитуд (см. выражение (66)). С помощью довольно громоздкой алгебры углового момента дифференциальные сечения реакций (71) и (72) можно записать одним выражением

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega_p} = z \cdot \mathcal{K}_2 \frac{|N_\eta|^2}{r_0^5 \sqrt{\pi}} \sum_\lambda (|K^p(\lambda)|^2 + |L^p(\lambda)|^2) \times \\ \times \left\{ 5|I_{10}(Q_f)|^2 + [\sqrt{2}(9 \cos^2 \theta - 5) - 6 \cos^2 \theta - 2] \text{Re} [I_{10}(Q_f) \cdot I_{12}^*(Q_f)] + \right. \\ \left. + \frac{26 + 2\sqrt{2}(5 - 9 \cos^2 \theta)}{3} |I_{12}(Q_f)|^2 \right\}, \quad (73) \end{aligned}$$

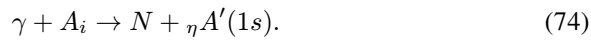
где θ — угол вылета образующегося η -ядра. Для реакции (71)

$$z = 16/9,$$

а для реакции (72)

$$z = 8/3.$$

На рис.15,16, наряду с сечениями реакций (62) и (64), показаны результаты вычислений полных сечений реакций (71), (72). Видно, что сечения образования η -ядер в $1p$ -состоянии много больше сечений фотообразования соответствующих η -ядер в $1s$ -состоянии. Одна из причин этого — разные объемы фазового пространства конечных частиц, которое для реакций (65) оказывается больше, чем для соответствующих реакций



Другая особенность образования $1p$ – η -ядер фотонами — это смещение широких максимумов в их сечениях в сторону больших энергий (≈ 80 МэВ) по сравнению с максимумами в сечениях реакций (74) (рис.15,16). Большая скорость возрастания сечения от порога для образования η -ядра в $1p$ -состоянии по сравнению с $1s$ -состоянием может приводить, за счет взаимодействия в конечном состоянии, к узким высоким пикам в сечениях реакций $A(\gamma, N)_\eta A'(1p)$ вблизи порога (кривые $1p$ на рис.15, 16).

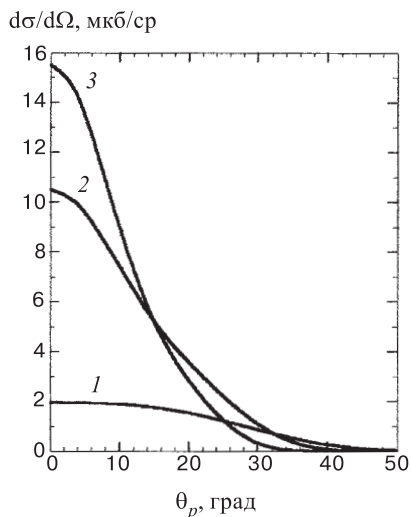


Рис. 17. Угловое распределение протонов реакции $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^*(1p)$ в лаб. системе для энергий γ -квантов: 1 — $k_0 = 600$ МэВ; 2 — $k_0 = 700$ МэВ; 3 — $k_0 = 800$ МэВ. Взаимодействие в конечном состоянии учтено с помощью оптического потенциала без реальной части

Дифференциальное сечение реакции (72) при разных энергиях налетающих γ -квантов показано на рис.17. Обращает на себя внимание еще бóльшая, чем в случае образования η -ядер в $1s$ -состоянии, направленность вперед вылета нуклонов. Сечения наибольшие при $\theta_p = 0^\circ$ и резко уменьшаются с увеличением угла (рис.17). Сегодня актуальной задачей является экспериментальное подтверждение существования η -ядер с $A > 6$, а поэтому важно знать сечение их образования в различных состояниях. Такое сечение будет складываться из сечений образования η -ядер в $1s$ - и $1p$ -состояниях в силу ортогональности волновых функций этих состояний η -ядер. Угловое распределение протонов для образования ^{15}N в различных состояниях показано на рис.18 при разных энергиях налетающих γ -квантов. Хотя дифференциальное сечение наибольшее снова при нуле градусов, но сильно уменьшаться оно начинает с ростом угла вылета протонов только после перехода через $\theta_p \approx 12^\circ$. Заметим, что сечения в интервале углов $\theta_p \approx 0 \div 12^\circ$ большие. И, наконец, полные сечения образования η -ядер ${}^{\eta}\text{T}$, ${}^{11}_{\eta}\text{B}^*$, ${}^{15}_{\eta}\text{N}^*$ во всевозможных состояниях, что касается их нуклонных остовов и уровней возбуждения, в зависимости от энергии фотонов приведены на рис.19. Хотя сечения фотообразования η -ядер быстро возрастают с увеличением атомного номера ядер-мишеней, ширины образующихся η -ядер также сильно увеличиваются с ростом A , делая трудным обнаружение η -ядер с числом нуклонов $A > 12$.

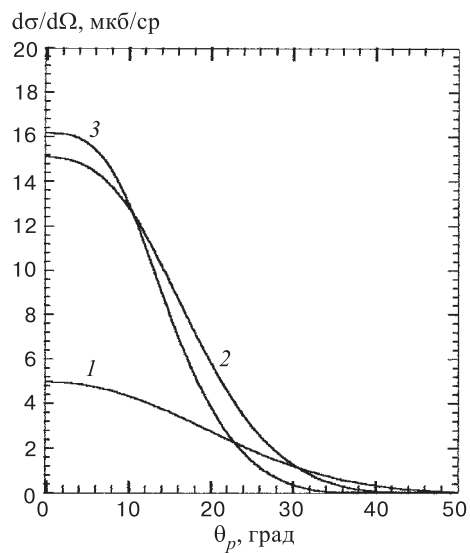


Рис. 18. Суммарное угловое распределение протонов реакции $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^*$ для образования η -ядра $^{15}\text{N}^*$ в $1s$ - и $1p$ -состояниях. Остальные обозначения, как на рис.17

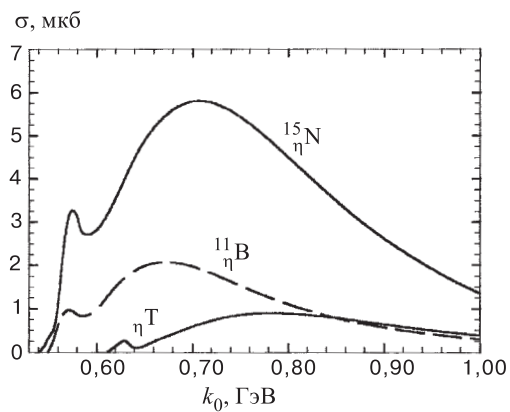


Рис. 19. Зависимость полных сечений реакций $^4\text{He}(\gamma, p)\eta T$, $^{12}\text{C}(\gamma, p)^{11}\text{B}^*(1L)$ и $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^*(1L)$ от энергии налетающих γ -квантов с учетом взаимодействия в конечном состоянии

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сложившаяся на сегодняшний день ситуация с η -ядрами довольно противоречивая. η -ядра появляются такими и там, какими и где их не ожидают! Предсказываемые в ранних работах тяжелые η -ядра с $A > 12$, видимо, обладают существенно другими свойствами, чем ранее предполагалось в работах [3,4], что заметно затруднило их экспериментальное обнаружение. Вместе с тем вот уже десятки лет тянется "след" от аномалии в сечениях образования η -мезонов вблизи порога на малонуклонных системах. Десятки теоретиков пытались объяснить увеличение силы взаимодействия в η -мезон-ядерной системе с уменьшением энергии, но все эти ранние попытки были неуклюжими, без привлечения гипотезы существования сверхлегких η -ядер. По-видимому, предсказание свойств η -ядер с $A > 6$ и их обнаружение по предсказанным свойствам позволит дать окончательный ответ на вопрос о существовании η -ядер и перейти к их систематическому изучению. В противном случае потребуется ответ на более трудный вопрос о том, почему η -ядра не существуют.

Автор выражает благодарность А.И.Лебедеву за предложенную тему исследования, А.И.Львову, Г.М.Радуцкому, А.И.Фиксу за плодотворные дискуссии, А.В.Колчину за полезное замечание и Ю.Ф.Кречетову за поддержку данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Particle Data Group.** — Phys. Rev., 1994, v.D50, p.1173.
2. **Бару В.В., Кудрявцев А.Е.** — ЯФ, 1997, т.60, с.1620.
3. **Liu L.C., Haider Q.** — Phys. Lett., 1986, v.B172, p.257; 1986, v.B174, p.465(E).
4. **Liu L.C., Haider Q.** — Phys. Rev., 1986, v.C34, p.1845.
5. **Crien R.E., Bart S., Pile P. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1988, v.60, p.2595.
6. **Crien R.E.** — Czech. J. Phys., 1989, v.B39, p.914.
7. **Chiang H.C., Oset E., Liu L.C.** — Phys. Rev., 1991, v.C44, p.738.
8. **Johnson J.D., Bursleson G.R., Edwards C. et al.** — Phys. Rev., 1993, v.C47, p.2571.
9. **Frascaria R., Roudot F., Wurzinger R. et al.** — Phys. Rev., 1994, v.C50, p.R537.
10. **Berthet P. et al.** — Nucl. Phys., 1985, v.A443, p.589.
11. **Liu L.C.** — Preprint LA-UR-94-2338, Los Alamos National Lab., 1994.
12. **Willis N., Le Bornec Y., Zghiche A. et al.** — Preprint IPNO-DRE-97-09, 1997.
13. **Krusche B., Ahrens J., Anton G. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1995, v.74, p.3736.
14. **Krusche B.** — Proc. Inter. Workshop XXIII on Gross Properties Nucl. and Nucl. Excitation. GSI, Darmstadt, 1995.
15. **Эрикссон Т., Вайзе В.** — Пионы и ядра. М.: Наука, 1991.
16. **Элтон Л.** — Размеры ядер. М.: ИЛ, 1962.

17. **Bhalero R.S., Liu L.C.** — Phys. Rev. Lett., 1985, v.54, p.865.
18. **Arima M., Shimizu K., Yazaki K.** — Nucl. Phys., 1992, A543, p.619.
19. **Wilkin C.** — Phys. Rev., 1993, v.C47, p.R938.
20. **Abaev V.V., Nefkens B.M.K.** — Preprint UCLA-10-P25-229, Los Angeles, University of California, 1994.
21. **Batinic M., Svarc A.** — Preprint IRB-FEP-03/95, Rudjue Boskovic Institute, Zagreb, 1995.
22. **Batinic M., Dadic I., Slaus I. et al.** — Preprint IRB-EF-2-96, Rudjue Boskovic Institute, Zagreb, 1996.
23. **Green A.M., Wycech S.** — Preprint HIP-1997-08, 1997.
24. **Anderson R.L., Prepost R.** — Phys. Rev. Lett., 1969, v.23, p.46.
25. **Bilger R. et al.** — Proc. 14-th Inter. Conf. "Particle and Nuclei". Eds. C.E.Carlson, J.J.Domingo. (WSP), 1996.
26. **Кандратюк Л.А., Ладю А.В., Узиков Ю.Н.** — ЯФ, 1995, т.58, с.524.
27. **Ueda T.** — Phys. Rev. Lett., 1991, v.66, p.297.
28. **Лебедев А.И., Сокол Г.А.** — Препринт ФИАН, №34, 1995.
29. **Svarc A., Batinic M., Slaus I.** — Few-Body Syst. Suppl., 1995, №9, p.203.
30. **Rakityansky S.A., Sofianos S.A., Belayev V.B. et al.** — Few-Body Syst. Suppl., 1995, №9, p.227.
31. **Rakityansky S.A., Sofianos S.A., Braun M. et al.** — Phys. Rev., 1996, v.C53, p.R2043.
32. **Niskanen J.A., Wycech S., Green A.M.** — Few-Body Syst. Suppl., 1995, №9, p.404.
33. **Bucci C., Penso G., Salvini G. et al.** — Nuov. Cim., 1966, v.45A, p.983.
34. **Delcourt B., Lefrancois J., Perez-Y-Jorba J.P. et al.** — Phys. Lett., 1969, v.B29, p.75.
35. **Wilhelm M.** — Dissertation. Bonn University, 1993.
36. **Hicks H.R., Deans S.R., Jacobs D.T. et al.** — Phys. Rev., 1973, v.D7, p.2614.
37. **Benmerrouche M., Mukhopadhyay C.** — Phys. Rev. Lett., 1991, v.67, p.1070.
38. **Bennhold C., Tanabe H.** — Nucl Phys., 1991, v.A530, p.625.
39. **Tiator L., Bennhold C., Kamalov S.S.** — Nucl Phys., 1994, v.A580, p.455.
40. **Fix A., Arenhovel H.** — Nucl Phys., 1997, v.A620, p.457.
41. **Laget J.M.** — Nucl Phys., 1972, v.A194, p.81.
42. **Главанаков И.В.** — ЯФ, 1989, т.49, с.91.
43. **Ананьин П.С., Главанаков И.В.** — ЯФ, 1990, т.52, с.323.
44. **Cohen S., Kurath D.** — Nucl Phys., 1965, v.73, p.1.
45. **Бояркина А.Н.** — Структура ядер p -оболочки. М.: МГУ, 1973.
46. **Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф.** — Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969.
47. **Fernbach S., Serber R., Taylor T.B.** — Phys. Rev., 1949, v.75, p.1352.
48. **Lee F.X., Wright L.E., Bennhold C., Tiator L.** — Nucl Phys., 1996, v.A603, p.345.
49. **Hedayati-poor M, Sherif H.S.** — Phys. Rev., 1997, v.C56, p.1557.
50. **Трясучев В.А.** — ЯФ, 1983, т.37, с.85.
51. **Chen L., Chiang H.-C.** — Phys. Lett., 1994, v.B329, p.424.

52. Carrasco R.C. — Phys. Rev., 1993, v.C48, p.2538.
53. Lebedev A.I., Tryasuchev V.A. — J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys., 1991, v.17, p.1197.
54. Лебедев А.А., Трясучев В.А. — ЯФ, 1995, т.58, с.642.
55. Гольдбергер М., Ватсон К. — Теория столкновений. М.: Мир, 1967.
56. Золенко В.А., Солдатов С.А. — ЯФ, 1997, т.60, с.1971.
57. Findlay D.J.S., Owens R.O. — Nucl. Phys., 1977, v.A292, p.53.
58. Сокол Г.А., Трясучев В.А. — КСФ (ФИАН), 1991, №4, с.23.