

УДК 539.12

ОБНАРУЖЕНИЕ η -МЕЗОННЫХ ЯДЕР

**Г.А.Сокол¹, Т.А.Айбергенов, А.В.Кольцов, А.В.Кравцов,
Ю.И.Крутов, А.И.Львов, Л.Н.Павлюченко, В.П.Павлюченко,
С.С.Сидорин**

Представлены результаты эксперимента по поиску η -мезонных ядер ${}_{\eta}A$ — нового типа атомных ядер. В эксперименте регистрировались коррелированные (π^+n) -пары, возникающие в реакции $\eta N \rightarrow S_{11}(1535) \rightarrow \pi^+n$ в результате взаимодействия γ -квантов с нуклонами ядра ${}^{12}\text{C}$. Эксперимент проводился на пучке тормозного излучения электронного синхротрона ФИАН с максимальной энергией ускоренных электронов 1 ГэВ при двух энергиях конца спектра тормозного излучения: $E_{\gamma\text{max}} = 650$ и 850 МэВ (ниже и выше порога рождения η -мезона на ядерном нуклоне). Анализ энергетических и импульсных распределений π^+ -мезонов и нейтронов из данной реакции подтверждает предположение о возникновении связанных состояний η -мезона и ядра, η -ядер ${}_{\eta}^{11}\text{B}$ и ${}_{\eta}^{11}\text{C}$ в промежуточном состоянии реакции.

Работа выполнена в Физическом институте им. П.А.Лебедева РАН.

Discovery of η -Mesic Nuclei

G.A.Sokol et al.

The experimental results of η -mesic nuclei search, ${}_{\eta}A$, a new type of atomic nuclei, are represented. The correlated (π^+n) pairs arising from reaction $\eta N \rightarrow S_{11}(1535) \rightarrow \pi^+n$ as result of interaction γ -rays with nucleons from ${}^{12}\text{C}$ nucleus. The experiment was performed at the bremsstrahlung photon beam of the LPI (Moscow) electron synchrotron with 1 GeV accelerating electrons, under the two photon beam spectrum top energies: $E_{\gamma\text{max}} = 650$ and 850 MeV (below and above the η -meson production threshold). Energy and pulse distribution analysis of π^+ -mesons and neutrons from this reaction have confirmed the suggestion on a creation of the η -meson and nuclei bound states η -nuclei ${}_{\eta}^{11}\text{B}$ and ${}_{\eta}^{11}\text{C}$ as an intermediate state of the reaction.

The investigation has been performed at Lebedev Physical Institute of RAS.

1. ВВЕДЕНИЕ

Эта-мезонные ядра (${}_{\eta}A$) есть новый тип атомных ядер, представляющих собой связанную систему η -мезона и ядра. Первые теоретические работы, в которых было дано

¹E-mail: gsokol@sgi.lpi.msk.su

обоснование их существования и предлагался поиск таких экзотических объектов ядерной физики, появились около 15 лет назад [1,2]. Экспериментальные попытки обнаружения η -мезонных ядер были предприняты практически сразу же после появления этих теоретических работ и основывались на использовании π^+ -мезонных пучков в BNL [3] и LAMPF [4]. Однако эти эксперименты не дали положительных результатов, что, по-видимому, было связано с неоптимальными условиями проведения эксперимента. Отрицательный результат первых экспериментов по обнаружению η -мезонных ядер в значительной степени снизил интерес к проблеме η -ядер и практически на 10 лет приостановил проведение прямых экспериментов по поиску η -ядер.

В то же время результаты ряда косвенных экспериментов, таких как исследование реакций $d(p, {}^3\text{He})\eta$ [5] и ${}^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-){}^{18}\text{Ne}$ [6], потребовали для своего объяснения привлечения предположения о сильно связанных состояниях η -мезона и ядра в промежуточной стадии этих реакций [7]. Кроме того, проведенные в последние годы новые расчеты s -волновой длины рассеяния $a_{\eta N}$ для $\eta N \rightarrow \eta N$ -процесса дали значительно большие (в ≈ 3 раза) значения $\text{Re } a_{\eta N}$, что усилило предположение о наличии притяжения в s -волне между η -мезоном и нуклоном и позволило говорить о возможности образования связанных состояний η -мезона даже с легкими ядрами (${}^3, {}^4\text{He}$) [8]. Эти экспериментальные и теоретические работы последних лет в значительной степени стимулировали подготовку новых экспериментов по поиску η -ядер [9]. Результаты данной работы могут служить первым прямым экспериментальным доказательством существования η -ядер.

2. ЧТО ТАКОЕ η -ЯДРА?

η -мезонными ядрами (${}_{\eta}A$) принято называть сильно связанную систему η -мезона и ядра. Такая система может возникнуть в результате образования медленного η -мезона на одном из нуклонов ядра при взаимодействии с ядром γ -, e -, π -, p -частиц или ионов высокой энергии. В этом смысле η -ядра очень напоминают Λ -гиперядра, в которых наряду с протонами и нейтронами имеется еще другой тип частицы — Λ -гиперон. В отличие от π^- - или K^- -мезоатомов, где π^- - и K^- -мезоны находятся на околоядерной орбите аналогично электронам в обычных атомах и такие состояния осуществляются с помощью электромагнитного взаимодействия заряда K^- -, π^- -мезонов с зарядом ядра, η -ядра возникают благодаря ядерному взаимодействию. η -мезон не имеет электрического заряда и, находясь в поле ядра, образует квазистабильный уровень в этом поле в результате сильного взаимодействия с ядром. Существование η -мезона в ядре в виде отдельной частицы может быть прервано в результате взаимодействия η -мезона с ядерным нуклоном и образования $S_{11}(1535)$ -нуклонного резонанса: $\eta + N \rightarrow S_{11}(1535)$, который через некоторое время ($\approx 3 \cdot 10^{-23}$ с) может распасться внутри ядра: $S_{11}(1535) \rightarrow \eta + N$, что снова приводит к появлению η -мезона в ядерном поле. Роль $S_{11}(1535)$ -резонанса в ηN -взаимодействии при малых энергиях η -мезона настолько велика, что η -ядра можно представить в виде цепочки возникающих и распадающихся $S_{11}(1535)$ -резонансов внутри ядра [10] (рис. 1):

$$\eta + N \rightarrow S_{11} \rightarrow \eta + N \rightarrow \dots \rightarrow S_{11} \rightarrow \pi + N \rightarrow S_{11} \rightarrow \eta + N \rightarrow S_{11} \rightarrow \pi + N. \quad (2.1)$$

Эта цепочка может закончиться, если очередной распад $S_{11}(1535)$ -резонанса произойдет по πN -каналу и π и N , обладая достаточно большими энергиями, вылетят из

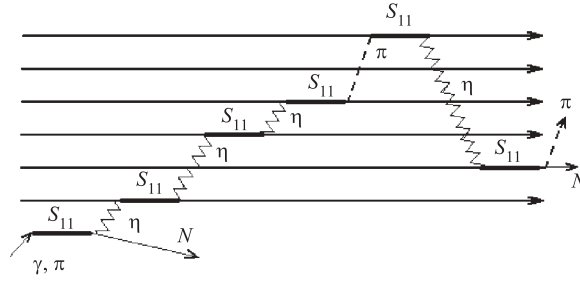


Рис. 1. Схематическое представление η -ядер в виде последовательности возникающих и распадающихся $S_{11}(1535)$ -резонансов внутри ядра [8]

ядра. Однако и в случае распада по πN -каналу существует небольшая вероятность, что π останется в ядре, возбудится новый $S_{11}(1535)$ -резонанс и цепочка продолжится. Корпускулярное представление η -ядер дано на рис. 2. Время существования η -ядра может быть достаточно большим ($\geq 10^{-21}$ с) и будет определяться суммой временных интервалов Δ существования связанного состояния η -мезона в ядре и существования нуклонного $S_{11}(1535)$ -резонанса.

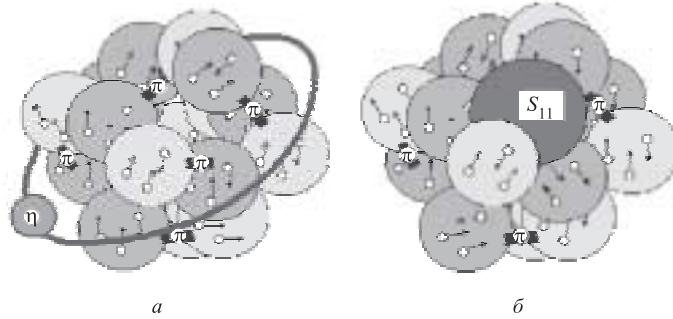


Рис. 2. Корпускулярное представление η -ядер в виде η -мезона, находящегося в ядерном поле нуклонов, (а) и в виде S_{11} -нуклонного резонанса внутри ядра (б)

Существует простая связь между шириной уровня квазисвязанного состояния η -мезона в ядре $\Gamma_g(\eta)$, или шириной резонанса $\Gamma(S_{11})$, и временем жизни такого состояния:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_g} = \frac{6,6 \cdot 10^{-22} [\text{МэВ} \cdot \text{с}]}{\Gamma_g [\text{МэВ}]} \quad (2.2)$$

Тогда время существования η -ядра может быть записано в виде

$$\tau_{(\eta A)} = \sum_i \Delta t_i(\eta) + \sum_k \Delta t_k(S_{11}), \quad (2.3)$$

где i и k — количество последовательно существующих в ядре состояний типа а) и б) на рис. 2 соответственно. Предполагая значение $i = k = 3$ и полагая $\Gamma_g(\eta) = 30$ МэВ, а

$\Gamma(S_{11}) = 150$ МэВ, получаем следующую оценку среднего времени жизни η -ядра:

$$\langle \tau_{(\eta A)} \rangle \simeq 0,7 \cdot 10^{-21} \text{ с.} \quad (2.4)$$

Это более чем на два порядка превышает ядерное время ($t_{\text{яд}} = 10^{-23}$ с) (время пролета релятивистской частицы через ядро), но в то же время на ~ 3 порядка меньше времени жизни свободного η -мезона ($\tau_{\eta} = 5 \cdot 10^{-19}$ с). Из сопоставления $\Gamma_g(\eta)$ и $\Gamma(S_{11})$ следует, что состояние ядра с η -мезоном на ядерной орбите в ~ 5 раз более длительно по времени, чем состояние с $S_{11}(1535)$ -резонансом.

В рамках представления об η -мезонном ядре как о последовательности возникающих и распадающихся нуклонных резонансов можно ответить на вопрос: существуют ли π -мезонные ядра? В процессах рождения π -мезонов на ядерных нуклонах в ядре возникает $\Delta_{33}(1232)$ -резонанс с $\Gamma_{\Delta} \approx 120$ МэВ. Распад Δ_{33} -резонанса приводит к (π, N) -компонентам, обладающим достаточно большими энергиями, и частицы вылетают из ядра. Тем самым последовательности резонансов Δ_{33} в ядре, как это получается для η -ядра в случае S_{11} -резонанса, не возникает и говорить о π -мезонных ядрах, по-видимому, неправомерно.

3. СВОЙСТВА π -, η -, K -МЕЗОНОВ И НУКЛОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Из всех известных мезонов октета (π, K, η) только η -мезону, по-видимому, присуще s -волновое ядерное взаимодействие, имеющее характер притяжения. Для π -мезонов притяжение характерно в p -волне, этому обязан Δ_{33} -резонанс в системе (πN) ; для K^+ -мезонов притяжения, по-видимому, нет, а для s -волны существует даже отталкивание в системе KN . Как видно из табл. 1, где представлены основные свойства π - и η -мезонов,

Таблица 1. Свойства π^0 -, η - и η' -мезонов (Phys. Rev. D, 1994, v.50, No.3, p.1196)

	Масса, МэВ	I, I_3	Кварковый состав	Каналы распада, %
π^0	$134,9764 \pm 0,0006$	1, 0	$ \pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$	$\gamma\gamma(98,80 \pm 0,03)$
η	$547,45 \pm 0,19$	0, 0	$ \eta\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$	$(\gamma\gamma(38,8 \pm 0,5)$ $3\pi^0(31,9 \pm 0,4)$ $\pi^+\pi^-\pi^0(23,6 \pm 0,6)$
η'	$957,77 \pm 0,14$	0, 0	$ \eta'\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$	$\pi^+\pi^-\eta(43,7 \pm 1,5)$ $p^0\gamma(30,2 \pm 1,3)$ $\pi^0\pi^0\eta(20,8 \pm 1,3)$

	$\tau, \text{ с}$	$\Gamma, \text{ эВ}$	$\chi = g_{iNN^*}/g_{\pi NN^*}$
π^0	$(0,84 \pm 0,06) \cdot 10^{-16}$	$7,85 \pm 0,56$	1
η	$(5,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-19}$	$(1,20 \pm 0,11) \cdot 10^3$	0,3
η'	$(3,28 \pm 0,26) \cdot 10^{-21}$	$(201 \pm 16) \cdot 10^3$	—

η -мезоны близки по времени жизни τ и по распадным характеристикам π^0 -мезонам (для обоих видов мезонов характерна электромагнитная мода распада). По кварковому составу η -мезон в отличие от π^0 -мезона содержит значительную компоненту скрытой странности. Ближайшим по массе к ηN -системе является $S_{11}(1535)$ -нуклонный резонанс, и мода распада S_{11} по ηN -каналу составляет $\sim 50\%$. Как показано в работе [11], высокий процент распада по каналам $\eta N, \Lambda N, \Sigma N$ характерен для всех наинизших по энергии нуклонных резонансов, расположенных вблизи масс соответствующих частиц (η, Λ, Σ).

Следующий по энергии резонанс $S_{11}(1640)$, имеющий те же квантовые характеристики, что и $S_{11}(1535)$, уже обладает модой распада по ηN -каналу, не превышающей 10%. Роль $S_{11}(1535)$ -резонанса во взаимодействии медленного η -мезона с нуклонами является определяющей. Отметим уникальное, присущее только η -мезонам, обстоятельство: минимальная энергия системы $N + \eta$ -мезон, равная сумме масс частиц, т.е. $E_{\min} = m_N + m_\eta$, располагается по энергетической шкале внутри $S_{11}(1535)$ -резонанса и левее максимума резонанса всего на 50 МэВ (рис. 3).

Это означает, что для η -мезонов с кинетическими энергиями T_η от 0 до ~ 100 МэВ очень велика вероятность образования $S_{11}(1535)$ -нуклонного резонанса при взаимодействии η -мезона с нуклоном.

Именно поэтому сечения рождения η -мезонов у порога необычайно велики (сравнимы с сечением для π^0 -мезонов) и характеризуются быстрым ростом. Константа взаимодействия η -мезона с нуклоном оказывается сравнимой с аналогичной константой взаимодействия для π -мезона [12] для области энергий, соответствующей активному проявлению $S_{11}(1535)$ -резонанса:

$$g_{\eta NN^*} \approx 0,3g_{\pi NN^*}. \quad (3.1)$$

В то же время следует отметить, что свойства мезонов и резонансов в ядерной среде известны очень плохо и одной из задач исследований в η -ядерной физике является определение дефекта масс η -мезона и $S_{11}(1535)$ -резонанса в ядре. В свете современных представлений о частичном восстановлении киральной симметрии в ядерной среде с конечной плотностью данные по дефектам масс η -мезона и $S_{11}(1535)$, а также других частиц, возможно, могут пролить свет на проблему происхождения масс элементарных частиц [23, 25].

4. УСЛОВИЯ ОБРАЗОВАНИЯ η -МЕЗОННЫХ ЯДЕР

В работе [13] было, по-видимому, впервые высказано предположение о возможности образования η -ядер в пион-ядерных реакциях. Рассматривалась безотдачная кинематика

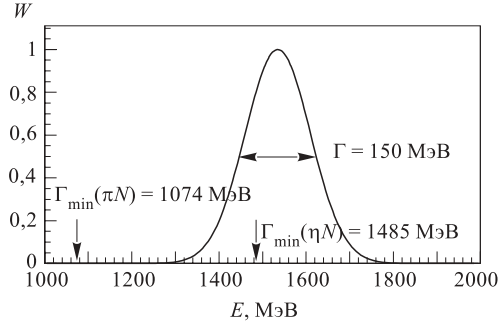


Рис. 3. Энергетическая зависимость вероятности образования (и распада) $S_{11}(1535)$ -резонанса от полной энергии $E(\eta + N)$. Представлены характерные минимумы энергии ($\pi^0 N$)- и (ηN)-систем. $\Delta E = E(\eta N) - E(\pi^0 N) = 412$ МэВ

для η -мезона в элементарном процессе



и отмечалось, что в результате этой реакции на нуклонах ядра возможно образование η -ядер при двух условиях:

- s -волновое взаимодействие ηN должно носить характер притяжения;
- время нахождения η -мезона в ядре должно быть достаточно большим, в несколько раз превышающим время пролета релятивистской частицы через ядро, так называемое «ядерное время» $\tau_{\text{яд}}$:

$$\tau_{\eta}(\text{в ядре}) \gg \tau_{\text{яд}}. \quad (4.2)$$

Эти требования действительно выполняются для η -мезонов малых энергий в окологортовой области рождения η -мезонов в пион-ядерном процессе.

Как было впервые показано в работе [14], s -волновая длина рассеяния $a_{\eta N}$, рассчитанная для $\eta N \rightarrow \eta N$ -процесса на основе анализа амплитуд реакций $\pi N \rightarrow \pi N$; $\pi N \rightarrow \eta N$; $\pi N \rightarrow \Delta N$, имеет достаточно большую и положительную реальную часть $\text{Re } a_{\eta N}$:

$$a_{\eta N} = (0,27 + i \cdot 0,22) \text{ фм}. \quad (4.3)$$

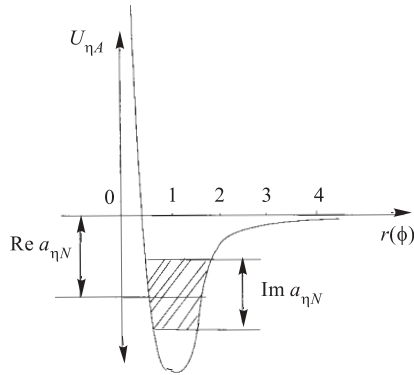


Рис. 4. Качественное представление потенциала ηA -взаимодействия

рис. 4. Величина $\text{Re } a_{\eta N}$ пропорциональна энергии уровня $E_g(\eta)$, а $\text{Im } a_{\eta N}$ характеризует ширину уровня $\Gamma_g(\eta)$.

Положительная часть $\text{Re } a_{\eta N}$ означает, что ηN -взаимодействие имеет характер притяжения. Квантово-механические расчеты работы [14] привели к выводу о том, что для ядер с $A \geq 11$ суммарный ядерный потенциал оказывался достаточным, чтобы удержать η -мезон на некотором ядерном уровне $E_g(\eta)$ в ядре. Качественный смысл $\text{Re } a_{\eta N}$ и $\text{Im } a_{\eta N}$ частей для η -ядра представлен на

5. ДЛИНА РАССЕЯНИЯ $a_{\eta N}$ ПРОЦЕССА $\eta N \rightarrow \eta N$

Из-за очень малого значения времени жизни η -мезона ($\tau_{1/2}(\eta) = 5 \cdot 10^{-19}$ с) практически невозможно получение пучков η -мезонов и осуществление реакций типа $\eta N \rightarrow \eta N$. Поэтому все сведения о длине рассеяния $a_{\eta N}$ могут быть получены только из анализа элементарных процессов, в конечном состоянии которых имеется ηN -взаимодействие, т.е. из анализа процессов $\pi N \rightarrow \eta N$, $\gamma N \rightarrow \eta N$ с привлечением амплитуды процессов $\pi N \rightarrow \pi N$, $\gamma N \rightarrow \pi N$ и $\pi N \rightarrow \Delta N$. К настоящему времени существует около 10 работ (табл. 2), где проводилось вычисление s -волновой длины рассеяния $a_{\eta N}$ для $\eta N \rightarrow \eta N$ -процесса.

Как видно из табл. 2, по мере уточнения исходных экспериментальных данных по привлекаемым реакциям значения $a_{\eta N}$ и $\text{Re } a_{\eta N}$ сильно изменились по сравнению со

Таблица 2. Значения длины рассеяния $a_{\eta N}$ процесса $\eta N \rightarrow \eta N$

$a_{\eta N}$, фм	Автор, ссылка	Год
$0,27 + i \cdot 0,22$	Bhalerao, Liu [14]	1985
$0,25 + i \cdot 0,16$	Bennhold, Tanabe	1991
$0,98 + i \cdot 0,37$	Arima	1992
$0,55 + i \cdot 0,30$	Wilkin	1993
$0,62 + i \cdot 0,30$	Abaev, Nefkens	1994
$0,886 + i \cdot 0,274$	Batinič, Svare	1995
$0,621 + i \cdot 0,306$	Abaev, Nefkens	1996
$0,75 + i \cdot 0,24$	Green, Wycech [15]	1997
$0,95 + i \cdot 0,37$	Kulpa [17]	1998

значениями, полученными в первой работе [14]. Общепринятой на сегодня считается величина $a_{\eta N}$ [16]:

$$a_{\eta N} = (0,75 \pm 0,04 + i \cdot 0,24 \pm 0,04) \text{ фм.} \quad (5.1)$$

Увеличение почти в 3 раза значения $\text{Re } a_{\eta N}$ означает, что связанного состояния η -мезона с ядром можно ожидать уже для $A \simeq 4 \div 5$ (ядра гелия). В работе [17] предсказывалось связанное состояние η -мезона даже с дейтроном (использовалось значение $a = (0,98 + i \cdot 0,37)$ фм.

В то же время значения $\text{Im } a_{\eta N}$, характеризующие неупругие процессы взаимодействия ηN , во всех известных теоретических работах остаются практически неизменными: на уровне $\simeq (0,25 \pm 0,07)$ фм.

Основным процессом взаимодействия η с нуклоном ядра является $\eta N \rightarrow N^* \rightarrow \eta N$ -процесс, однако в ядре возможно осуществление также процесса $\eta NN \rightarrow NN^* \rightarrow NN\eta$.

В работе [15] был осуществлен анализ энергетической зависимости частей $\text{Re } a_{\eta N}$ и $\text{Im } a_{\eta N}$ длины рассеяния $a_{\eta N}$. Результаты представлены на рис. 5.

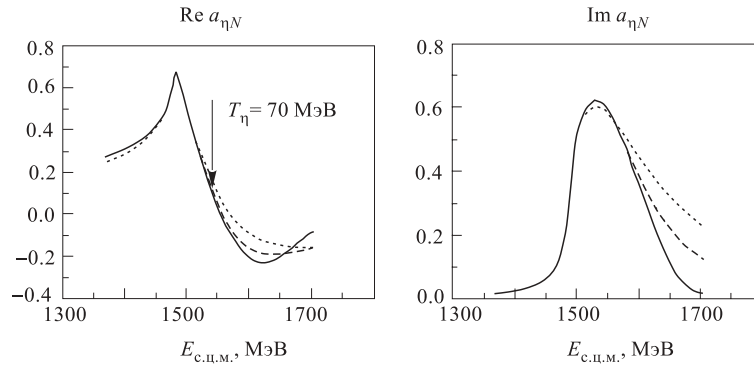


Рис. 5. Энергетическая зависимость реальной ($\text{Re } a$) и мнимой ($\text{Im } a$) частей длины рассеяния $a_{\eta N}$ процесса $\eta N \rightarrow \eta N$ от полной энергии $E_{с.ц.м.}$ [15]

Как следует из рис. 5, характер притяжения в ηN -взаимодействии (положительное значение $\text{Re } a_{\eta N}$) сохраняется для η -мезонов вплоть до энергий $E_{\eta} = 70$ МэВ, однако

сила притяжения η -мезона с нуклоном с энергией η -мезона быстро уменьшается. Таким образом, можно ожидать, что формирование η -мезонных ядер может осуществляться для достаточно широкого диапазона по энергиям η -мезонов, т.е. для η -мезонов с кинетическими энергиями $E_\eta = 0 \div 70$ МэВ. В то же время для η -мезонов с энергиями $E_\eta > 70$ МэВ ядерное взаимодействие η -мезона с нуклоном будет отсутствовать и может быть реализовано лишь обычное взаимодействие η -мезона с отдельными нуклонами ядра, типа столкновения бильярдных шаров.

6. ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОИСКУ η -ЯДЕР

Как уже отмечалось, первые эксперименты по поиску η -ядер, проведенные в BNL [3] и LAMPF [4], не привели к положительным результатам.

В работе [3] изучалась реакция



Использовался пучок π^+ -мезонов с энергией $\vec{p}_\pi = 800$ МэВ/с. Эксперимент состоял в измерении энергетического спектра протонов. Предполагалось, что в случае образования η -ядер (${}_\eta A$) в реакции (6.1) в спектре протонов должен наблюдаться узкий (ширина 9 МэВ) пик. В соответствии с кинематикой процесса (6.1), такой пик при угле $\langle \Theta_p \rangle = 15^\circ$ ожидался для $\langle E_p \rangle = 240$ МэВ. В качестве мишеней использовались Li, C, O и Al. Мишень из Li ($A = 7$) использовалась как контрольная, для которой суммарный ядерный потенциал с учетом $a_{\eta N}$ из [14] был недостаточен, чтобы образовать η -ядро, т.е. для Li-мишени пика в спектре протонов быть не должно.

Однако ни для какой из мишеней ожидаемого узкого кинематического пика в спектре протонов не наблюдалось. Отрицательный результат работы [3] авторы объясняют плохим условием по фону (ожидаемое отношение сигнал/фон было в интервале $R = 0,1 \div 1$), а также меньшей величиной предполагаемого сечения реакции (6.1), чем ожидалось. По нашему мнению, отрицательный результат эксперимента связан с влиянием ферми-движения нуклонов в ядре. Поскольку в эксперименте [3] регистрировался только один протон, а ядро отдачи (${}_\eta A$ в (6.1)) не регистрировалось, то учесть ферми-движение было невозможно. Влияние ферми-движения нуклонов в ядре на энергетические характеристики протонов в реакции (6.1) для монохроматического пучка π^+ -мезонов можно понять, если представить реакцию (6.1) как результат взаимодействия с покоящимся в ядре нуклоном пучка π -мезонов с разбросом по энергии ΔE_π . Это, естественно, приводит к значительному разбросу по энергии протонов, регистрируемых при определенном угле Θ_p . Кинематические оценки показывают, что для фиксированной первичной энергии π^+ -мезона и при фиксированном угле регистрации Θ_p , изменение энергии протонов из-за ферми-движения может составлять ± 30 МэВ.

В работе [4] использовалась такая же методика идентификации связанного состояния η -мезона и ядра, как и в работе [3], т.е. наблюдение узкого кинематического пика в спектре протонов. Однако для улучшения соотношения сигнал/фон регистрация p осуществлялась на совпадении с π^- -мезоном, который возникал в случае взаимодействия η -мезона с ядерным нейтроном: $\eta + n \rightarrow \pi^- + p$, приводящим к распаду η -ядра:



Однако этот эксперимент не был завершен и результаты не опубликованы.

7. ОБРАЗОВАНИЕ η -ЯДЕР В ФОТОМЕЗОННЫХ ПРОЦЕССАХ

Как отмечалось выше (разд. 4), первые предложения по поиску η -ядер предполагали использование π^+ -пучков. В то же время исследование процесса образования η -ядер с использованием γ -пучков может быть предпочтительнее по выходу реакции, поскольку можно использовать достаточно большой интервал γ -квантов по энергии ΔE_γ . В то же время расчет сечений надежнее по сравнению с расчетами сечений в реакции с π^+ -пучками по двум причинам:

- взаимодействие $\gamma N \rightarrow \eta N$ имеет электромагнитный характер и может быть рассчитано достаточно точно;
- γ -квант взаимодействует по всему объему ядра, в то время как эффективное взаимодействие π -мезонов происходит лишь с поверхностными нуклонами.

В работе [19] был проведен расчет сечения образования η -ядер в фотомезонных процессах. Результаты расчета представлены на рис. 6. Как следует из рисунка, эффективный интервал действующих γ -квантов составляет $\Delta E_\gamma \sim 650-950$ МэВ.

На рис. 7 представлены диаграммы процессов образования и распада η -ядер в фотомезонных процессах. В случае *a*) возникает сильное взаимодействие η -мезона с нуклонами ядра, т.е. реализуется η -ядерное состояние. Такое взаимодействие осуществляется, как отмечалось в разд. 5, для $E_\eta \leq 70$ МэВ. В случае *б*) ядерного взаимодействия η -мезона с нуклоном нет и такого квазисвязанного состояния не существует. Эту диаграмму можно рассматривать как диаграмму, описывающую фоновый процесс. Характерные энергии η -мезона в этом случае $E_\eta > 70$ МэВ. Вероятность взаимодействия η -мезона с ядерным нуклоном составляет не более 30% [20], в остальных случаях ($\sim 70\%$) η -мезон покидает ядро без взаимодействия. Эти случаи и ответственны за процессы рождения η -мезонов на ядрах.

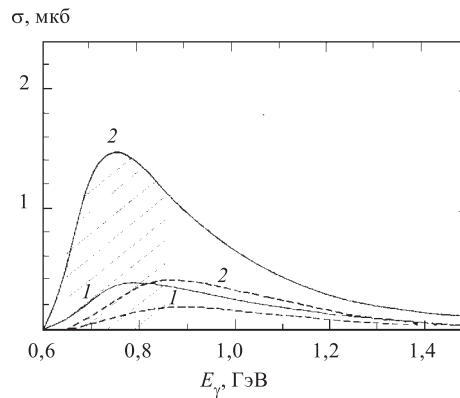


Рис. 6. Полные сечения фоторождения η -ядер для ядер ^{12}C (кривые 1) и ^{16}O (кривые 2). Пунктиром даны сечения с учетом только нуклонов S -оболочки [19]. Заштрихованная область соответствует интервалу ΔE_γ , реализованному в настоящем эксперименте

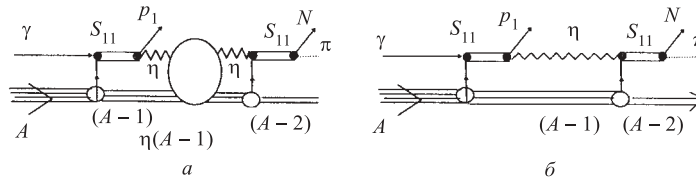


Рис. 7. *a*) Механизм фотообразования и распада η -ядер ($E_\eta \leq 70$ МэВ). *б*) Диаграмма фотообразования и аннигиляции η -мезона в ядре без образования η -ядра ($E_\eta > 70$ МэВ)

Общим для обеих диаграмм является распад $S_{11}(1535)$ -резонанса на πN -пару. Однако кинематические характеристики $(\pi-N)$ -компонент оказываются различными для

случаев диаграмм на рис. *a*) и *б*). Для η -мезонов (рис. 7,*a*), остающихся связанными в ядре, резко возрастает вероятность их взаимодействия с нуклонами ядра по сравнению с несвязанными в ядре η -мезонами (рис. 7,*б*), что качественно можно представить как следствие многократного прохождения η -мезона через ядро в результате «отражения от стенок» потенциальной ядерной ямы. На этом различии и основан метод идентификации η -ядра, используемый в настоящем эксперименте, о чем более подробно будет сказано далее.

8. МЕТОД ИДЕНТИФИКАЦИИ η -МЕЗОННЫХ ЯДЕР

В настоящей работе идентификация связанного состояния η -мезона и ядра осуществлялась по методу, предложенному в работе [21]. Метод основан на измерении кинематических характеристик (угла разлета и энергии компонент) коррелированной πN -пары, появляющейся в результате аннигиляции η -мезона с ядерным нуклоном, с последующим возникновением S_{11} -резонанса и его распада.

Как отмечалось выше, случаи возникновения η -ядра (рис. 7,*a*) соответствуют энергиям η -мезона $E_\eta \leq 70$ МэВ и в соответствии с представлением об η -ядре как последовательности возникающих и распадающихся $S_{11}(1535)$ -резонансов происходит кратное взаимодействие η -мезона с нуклонами ядра. Эти два обстоятельства (кратное взаимодействие и сравнительно небольшие энергии η -мезона) приводят к тому, что последний в цепочке $S_{11}(1535)$ -резонанс (рис. 1), распадающийся на πN -пару, обладает сравнительно малым импульсом и не «помнит» импульса налетающего γ -кванта. Можно сказать, что в результате кратного взаимодействия происходит значительная «термализация» $S_{11}(1535)$ -резонанса. Таким образом, распределение результирующего импульса S_{11} -резонанса в пространстве становится все более изотропным. В результате компоненты πN -пары будут характеризоваться изотропным распределением с углом $\langle \Theta_{\pi N} \rangle \simeq 180^\circ$, а энергии компонент будут определяться энергией практически покоящегося $S_{11}(1535)$ -резонанса. В случае диаграммы на рис. 7,*б* кинематические характеристики компонент πN -пары будут существенно иными. Напомним, что этот случай соответствует энергиям η -мезона $E_\eta > 70$ МэВ (т.е. $\bar{p}_\eta \geq 150$ МэВ/с) и для него характерно однократное взаимодействие η -мезона с нуклоном ядра. Это означает, что распадающийся на πN -пару $S_{11}(1535)$ -нуклонный резонанс будет обладать некоторым импульсом $\vec{p}(S_{11})$, ориентированным в пространстве в соответствии с импульсом возникшего быстрого η -мезона в начальной стадии реакции фоторождения, т.е. в направлении «вперед». Таким образом, компоненты πN -пары будут обладать направленностью «вперед» и их энергии будут больше энергий компонент для случая диаграммы на рис. 7,*a*.

Моделирование этих двух случаев с помощью метода Монте-Карло привело к следующим результатам. В случае диаграммы на рис. 7,*a* характеристики πN -пары:

$$\begin{aligned} \Theta_{\pi N} &= 180 \pm 15^\circ, \\ E_\pi &= 300 \pm 30 \text{ МэВ}, \\ E_N &= 100 \pm 10 \text{ МэВ}. \end{aligned} \tag{8.1}$$

Дисперсия определяется в основном ферми-движением нуклонов в ядре и практически не связана с энергией первичного γ -кванта.

В случае диаграммы на рис. 7,б имеем

$$\begin{aligned}\Theta_{\pi N} &= 140 \pm 20^\circ, \\ E_\pi &= 350 \pm 35 \text{ МэВ}, \\ E_N &= 130 \pm 15 \text{ МэВ}.\end{aligned}\tag{8.2}$$

Расчеты проводились для интервала γ -квантов $\Delta E_\gamma = 650 \div 850$ МэВ.

9. РАСЧЕТ ВЕРОЯТНОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ η -МЕЗОНА И ЯДРА

Систематический способ описания распространения η -мезона в ядре от момента его рождения на одном из нуклонов ядра с учетом эволюции его в ядерном веществе через образование последовательности (2.1) и до момента распада последнего $S_{11}(1535)$ -резонанса в этой последовательности состоит в использовании методики функции Грина $G(r_1, r_2, E)$. Такое описание эволюции η -мезона в ядре было проведено в работе [22]. Функция Грина дает амплитуду распространения η -мезона с энергией E между точками рождения r_1 и аннигиляции r_2 в ядерном среднем поле, описываемом оптическим энергезависимым потенциалом $U(r, E)$ (так называемый полевой подход в описании η -ядер). В окрестности связанного состояния с комплексной энергией E_0 функция Грина имеет полюс $\sim 1/(E - E_0)$ и этот полюс соответствует механизму реакции, представленному диаграммой (рис. 7,а) (рассмотрен процесс фоторождения η -мезона на ядерном нуклоне). На рис. 7,б диаграммой представлен фоновый процесс, соответствующий неполюсной части функции Грина. На рис. 8 приведена спектральная функция $S(E)$, дающая относительный вклад резонансного и фонового процессов и характеризующая влияние ядра на

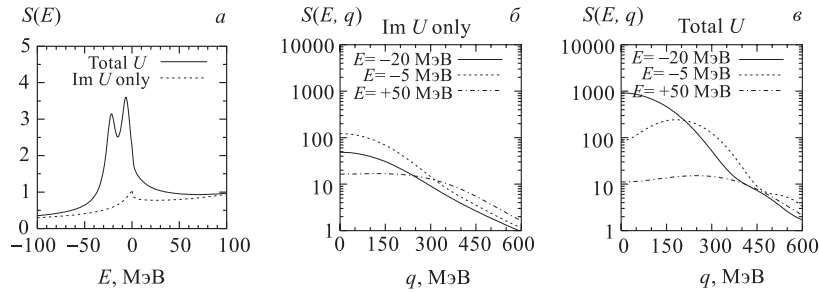


Рис. 8. Спектральные функции $S(E)$ (а) и $S(E, q)$ (в) (в произвольных единицах), полученные с оптическим потенциалом в виде прямоугольной ямы для ядра ^{12}C . Для сравнения представлены также результаты, полученные без учета реальной части (притяжения) в ηA -потенциале (б)

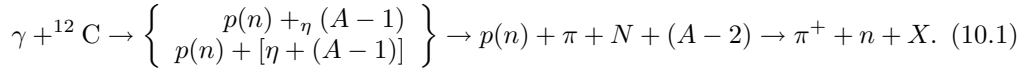
образование π -мезонов в двухступенчатом переходе $\eta \rightarrow \pi$ в ядре. Притяжение в ηN -системе приводит к заметному увеличению числа столкновений, когда η -мезон имеет отрицательную энергию между 0 и -30 МэВ, т.е. связан в ядре. Функция $S(E)$ рассчитана для случая оптического потенциала U с прямоугольной ямой, с учетом ядерной плотности

ядра ^{12}C и пропорциональна элементарной амплитуде ηN -рассеяния, рассчитанной в работе [15]. Как следует из результатов работы [22], образование связанного состояния η -мезона с ядром возможно для сравнительно малых энергий (импульсов) η -мезона ($\bar{g}_\eta < 150$ МэВ/с). Значение энергии уровня η -мезона в ядре $E_g(\eta)$ равно $\langle E_g(\eta) \rangle \simeq 20$ МэВ.

Положение и ширина уровня означает увеличение вероятности возникновения коррелированных по углу $\langle \Theta_{\pi N} \rangle = 180^\circ$ πN -пар в соответствии с представлением, развитым в разд. 7. Качественные оценки показывают, что увеличение коррелированных πN -пар ожидается по крайней мере в 3–5 раз по сравнению со случаем, когда $U(\eta A) = 0$.

10. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ η -ЯДЕР

Эксперимент проводился на пучке тормозных фотонов электронного синхротрона ФИАН с максимальной энергией электронов 1 ГэВ (г.Троицк, ускоритель «Пахра»). Исследовалась реакция



В 1-й стадии процесса в соответствии с диаграммами (рис. 7,а,б) возникал нуклон $p(n)$ и η -мезон, который, оставаясь в ядре, либо образовывал квазисвязанное состояние ${}_\eta^{11}\text{B}$ или ${}_\eta^{11}\text{C}$, либо, не захватываясь на ядерный уровень, образовывал $S_{11}(1535)$ -состояние, которое распалось по πN -каналу. Обе эти возможности реализовывались в зависимости от энергии E_η -мезона: для $E_\eta < 70$ МэВ — могло образоваться η -ядро, для $E_\eta > 70$ МэВ — η -мезон свободно проходил через ядро. В любом случае в конечной стадии процесса появлялись (πN) -пара и ядро-остаток. В эксперименте из всех возможных πN -состояний:

$$(\pi^+ n), (\pi^- p), (\pi^0 p), (\pi^0 n), \quad (10.2)$$

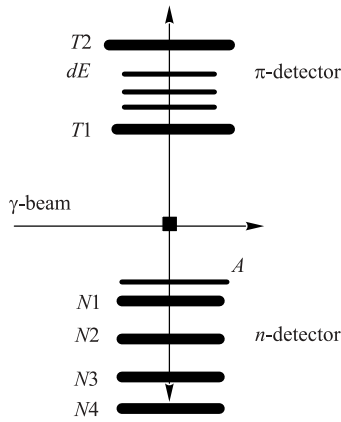


Рис. 9. Схема расположения экспериментальной установки в γ -пучке

выбирался для регистрации вариант распада на $(\pi^+ n)$ -пару как более определенный и удобный для детектирования. Целью эксперимента была регистрация изотропно-распределенных коррелированных по углу вылета $\langle \Theta_{\pi N} \rangle = 180^\circ$ (π^+, n) -пар, что соответствовало образованию связанного состояния η -мезона и ядра. Оба детектора располагались под углом 90° к γ -пучку по разные стороны от γ -пучка. При интенсивности γ -пучка $I(\Delta E_\gamma \approx 10^{11} \gamma/\text{ч})$ выход таких коррелированных пар ожидался на уровне $N(\pi^+ n) \simeq 100$ событий в час. При отсутствии связанного состояния число коррелированных под углом $\langle \Theta_{\pi n} \rangle = 180^\circ$ $(\pi^+ n)$ -пар ожидалось на ~ 2 порядка меньше, так как вылет $(\pi^+ n)$ -пар происходит преимущественно под углом $\langle \Theta_{\pi n} \rangle = 140^\circ$ [22]. На рис. 9 представлена схема расположения регистрирующей аппаратуры на тормозном γ -пучке ускорителя. Параметры синхротрона:

$$E_{\text{max}} = 1,0 \text{ ГэВ};$$

$$I_{\text{max}} = 10^{12} \text{ электронов в секунду};$$

$$f = 50 \text{ Гц};$$

«растяжка» γ -пучка $\Delta\tau = 2 \text{ мс}$.

Эксперимент проводился при двух энергиях E_γ конца тормозного спектра: $E_{\gamma\text{max}} = 650 \text{ МэВ}$ — ниже порога фоторождения η -мезона на нуклоне ($E_{\text{пор}} = 707 \text{ МэВ}$) и $E_{\gamma\text{max}} = 850 \text{ МэВ}$ — выше порога фоторождения η -мезона.

Для калибровки спектрометров осуществлялось измерение πn -совпадений при расположении спектрометров под углом $\Theta_{\pi,n} = 50^\circ$ по обе стороны от γ -пучка и при энергии $E_{\gamma\text{max}} = 650 \text{ МэВ}$. Более подробно об измеряемых процессах в различных позициях будет сказано в разд. 12 (процедура измерений).

Обоснованием того, что в реакции (10.1) возникают связанные состояния η -мезона и ядра, т.е. η -ядра, должны были служить следующие обстоятельства:

- 1) регистрация коррелированных πn -пар с углом $\langle\Theta_{\pi n}\rangle = 180^\circ$ и с энергиями компонент $\langle E_\pi \rangle = 300 \text{ МэВ}$; $\langle E_n \rangle = 100 \text{ МэВ}$;
- 2) пороговая зависимость выхода πn -пар ($E_{\text{пор}} = 707 \text{ МэВ}$).

11. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОМЕТРОВ

Автоматизированная экспериментальная установка состояла из двух спектрометров по времени пролета, предназначенных для регистрации π^+ -мезонов и нейтронов в режиме совпадений (рис. 9).

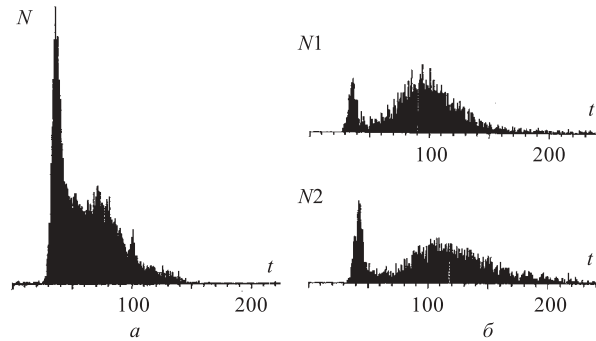


Рис. 10. Спектры по времени пролета для а) π - и б) n -спектрометров

Оба спектрометра состояли из сцинтилляционных детекторов размером $500 \times 500 \text{ мм}$ и толщиной 20, 50 и 100 мм. Каждый из детекторов имел четыре ФЭУ на торцах сцинтиллятора, что позволяло по разнице во временах прихода светового сигнала на ФЭУ определять координату частицы, проходящей через детектор. Точность определения координаты составляла $\sigma_{x,y} \pm 1,5 \text{ см}$. Блок-схема электроники представлена на рис. 11.

«Старт» для всей установки вырабатывался времякоординатным компенсатором (ВКК) от детектора $T1$. Триггером «события» являлся сигнал от схемы совпадений (СС), соответствующий одновременному появлению сигналов в обоих спектрометрах. Для определения времени пролета использовались блоки времяцифровых преобразователей (ВЦП), обладающие точностью 100 пс/канал. На рис. 10 приведены характерные

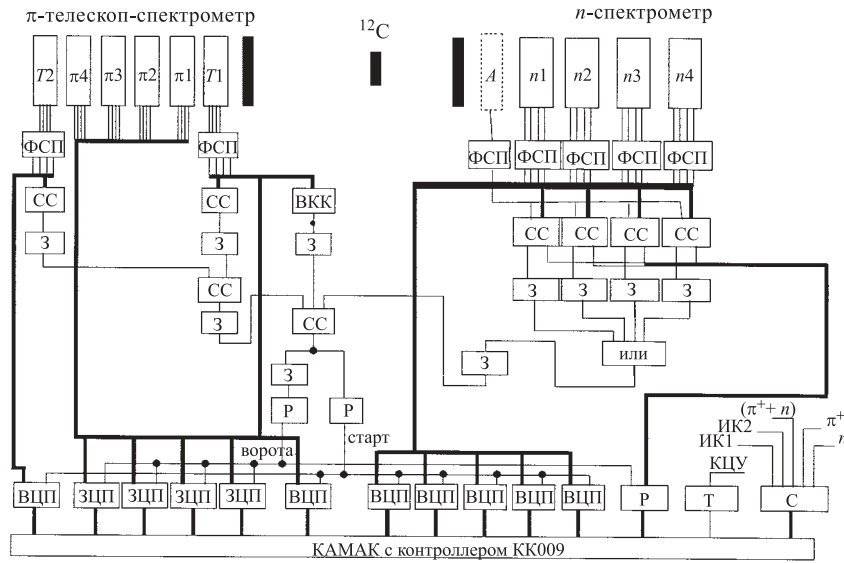


Рис. 11. Блок-схема электроники: ФСП — формирователь со следящим порогом, ВЦП — времяцифровой преобразователь, ЗЦП — зарядово-цифровой преобразователь, ВКК — времякоординатный компенсатор, СС — схема совпадений, Р — регистр, С — счетчик, З — задержка, ИК — ионизационная камера

временные спектры для π^+ - и n -спектрометров, полученные в калибровочном эксперименте ($E_\gamma = 650$ МэВ) при регистрации процесса квазисвободного рождения $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ на углероде, при расположении обоих спектрометров под углом 50° по обе стороны от γ -пучка. Для временного спектра π^+ -спектрометра характерно появление «быстрого» пика, связанного с регистрацией релятивистских частиц (e^+ , e^- , от распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и конверсии $\gamma \rightarrow e^+$, e^-) и быстрых π^+ -мезонов, и более медленной компоненты, связанной с медленными π^+ -мезонами. Для n -спектрометра также характерен «быстрый» пик, связанный с регистрацией электронов от распада π^0 -мезонов, и широкий «медленный» пик от регистрации нейтронов из процесса квазисвободного рождения π на нуклонах ядра. «Быстрые» пики, связанные с регистрацией релятивистских частиц ($\beta = 1$), использовались для абсолютной калибровки обоих спектрометров по времени пролета. (рис. 10). Регистрация заряженных частиц (e^+ , π^+) n -спектрометром была возможна из-за не 100 %-ной эффективности счетчика А, включенного в схему антисовпадений. Из этих временных спектров в каждом спектрометре формировались затем двумерные спектры πn -событий (более подробно об этом в см. разд.12).

12. ПРОЦЕДУРА ИЗМЕРЕНИЙ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СОБЫТИЙ ПО СКОРОСТЯМ ЧАСТИЦ

Стратегия эксперимента состояла в осуществлении измерений в следующих позициях.

1. Позиция «калибровка». Спектрометры располагались под углами $\Theta_\pi = \Theta_n = 50^\circ$ к γ -пучку (по обе стороны), и энергия конца тормозного спектра устанавливалась равной

$E_{\gamma\max} = 650$ МэВ. В этой позиции регистрировались в основном (π^+n) -совпадения из процесса квазисвободного рождения π -мезонов на протонах ядра ^{12}C :



Как следует из кинематики элементарного процесса (рис. 12), обе частицы, π^+ -мезон и нейтрон, рождаются под углом $\langle\Theta_{\pi n}\rangle = 100^\circ$ для интервала энергий γ -квантов $\Delta E_\gamma = 250 \div 650$ МэВ. В случае рождения π -мезонов на нуклонах ядра ^{12}C ферми-распределение нуклонов в ядре приведет к некоторому уширению углового распределения, однако, характерные черты распределения (средние значения углов и энергий) сохранятся.

Измерение в позиции «калибровка» дает возможность осуществить калибровку спектрометров и всей установки по времени пролета и отладить все пороговые устройства.

2. Позиция «фон». В этой позиции спектрометры располагаются под углами $\langle\Theta_\pi\rangle = \langle\Theta_n\rangle = 90^\circ$ к γ -пучку (по обе стороны) и устанавливается энергия конца спектра $E_{\gamma\max} = 650$ МэВ. Эта позиция является фоновой для измерений при $E_{\gamma\max} = 850$ МэВ, когда возможно образование η -мезонов и (πn) -пар, связанных с образованием η -ядра. В позиции «фон» основными процессами, регистрируемыми установкой, являются процессы двойного π -мезонного фоторождения на ядерных нуклонах, а именно:

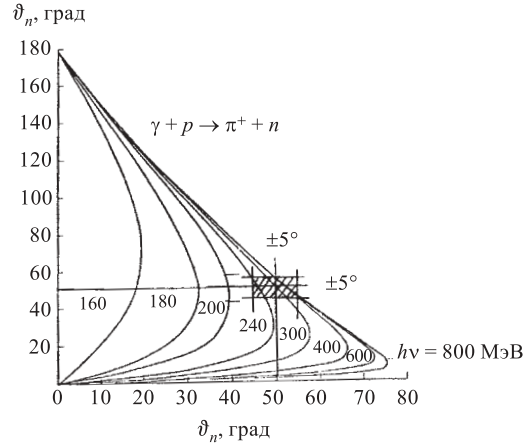
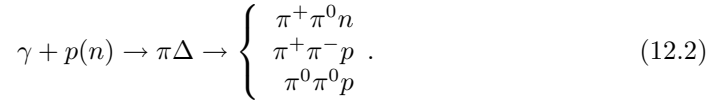
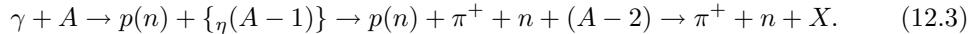


Рис. 12. Кинематика процесса $\gamma p \rightarrow \pi^+ + n$



Кинематика этих элементарных процессов такова, что нуклон имеет ограничение по углу: $\Theta_n < 70^\circ$, и не может быть зарегистрирован ни одним из спектрометров установки. Регистрируемыми частицами являются π -мезоны, причем в случае π^0 -мезона всегда возникает сигнал от релятивистской частицы (e^+, e^-) в результате распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и последующей конверсии $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

3. Позиция «эффект». В той же геометрии под углом $\langle\Theta_{\pi n}\rangle = 180^\circ$ энергия γ -квантов увеличивалась до $E_{\gamma\max} = 850$ МэВ и наряду с процессами, регистрируемыми в позиции «фон», могли быть зарегистрированы (π^+n) -совпадения, связанные с рождением η -мезонов, образованием η -ядра, возникновением $S_{11}(1535)$ -нуклонного резонанса и его распадом на (π^+n) -пару:



В этой позиции практически была исключена регистрация (π^+n) -пар, не связанных с образованием η -ядра и вылетающих вперед (см. разд. 8). На рис. 13 представлены двумерные распределения регистрируемых событий по скоростям для всех трех позиций.

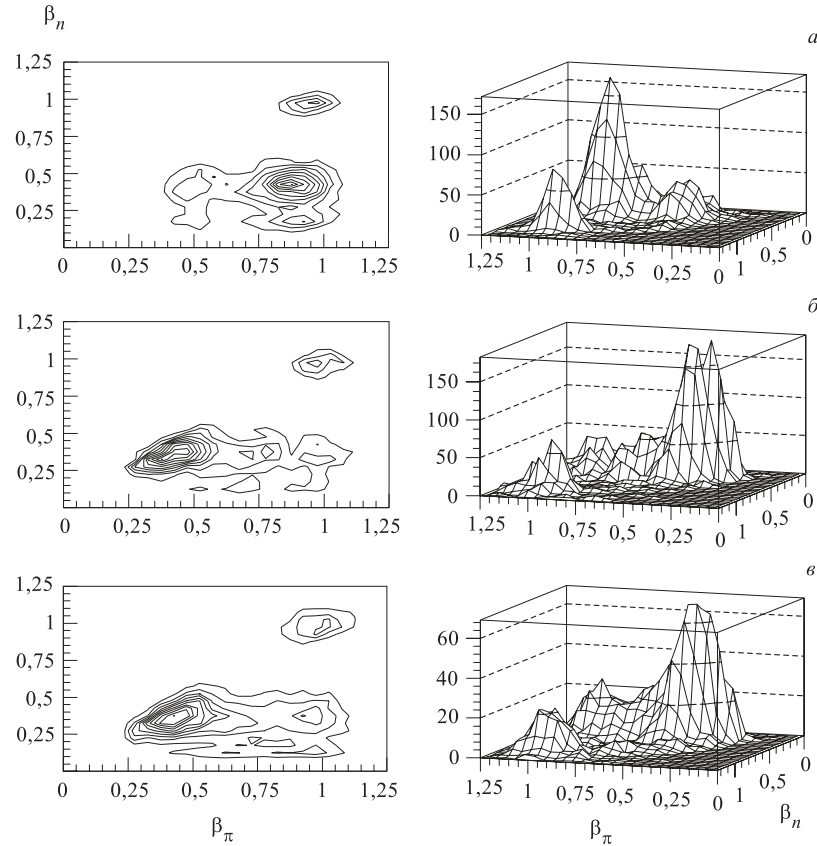


Рис. 13. Распределение по скоростям частиц в пионном и нейтронном детекторах в позициях: а) «калибровка», б) «фон», в) «эффект + фон»

Как видно из зарегистрированных спектров в π - и n -спектрометрах, реально регистрируемые события были трех типов:

- быстро-быстрые совпадения (б-б) (пик $\pi^0\pi^0$ от двойного фоторождения пионов);
- быстро-медленные совпадения (б-м) (πn -пары, от распада S_{11} -резонанса, либо $\pi^+\pi^-$ от двойного фоторождения пионов);
- медленно-медленные совпадения (м-м) ($\pi^+\pi^-$ от двойного фоторождения пионов).

В этой связи следует отметить, по крайней мере, две особенности при регистрации частиц из ядер: 1) из-за ферми-движения спектры частиц по энергии оказываются достаточно широкими (полуширина $\Gamma \sim 35-40$ МэВ); 2) уширение по углу регистрации также достигает $\Delta\Theta/2 \sim (10 \div 15)^\circ$.

В позиции «калибровка» четко виден пик, соответствующий регистрации (π^+n)-событий из процесса (12.1).

В позиции «фон» представлены все отмеченные выше типы совпадений. Следует также допустить регистрацию n -спектрометром заряженных частиц (π^+, π^-) из-за не 100%-ной эффективности антисчетчика перед n -спектрометром, однако этот вклад не

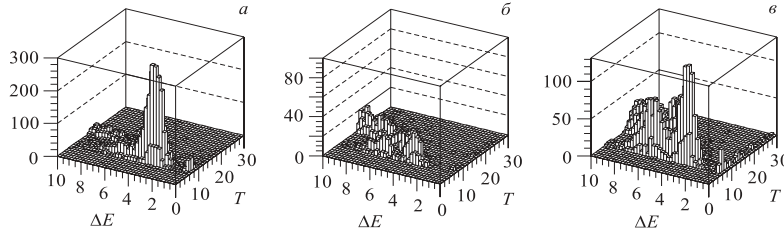


Рис. 14. Распределение по времени пролета T (нс) и потерям энергии ΔE (МэВ) в пионном спектрометре. Выбраны только события с медленными частицами в нейтронном детекторе

превышал $\sim 10\%$ от числа зарегистрированных нейтронов. Основной пик соответствует (м-м)-событиям из реакции (12.2).

Структура событий в позиции «эффект» такая же, как в позиции «фон», однако случаи быстро-медленных совпадений в позиции «эффект» значительно усилены по сравнению со случаем «фон», где практически нет пика для этого вида событий. Пик, появляющийся в позиции «эффект» для быстро-медленных событий, связан с регистрацией коррелированных под углом $\langle \Theta_{\pi n} \rangle = 180^\circ$ πn -пар из процесса (12.3) со средними энергиями $\langle E_\pi \rangle \simeq 300$ МэВ и $\langle E_n \rangle = 100$ МэВ.

На рис. 14 представлены двумерные распределения (б-м)-событий в π -телескопе в зависимости от времени пролета (скорости) и минимальных потерь энергии, отбираемых в трех ΔE -счетчиках. Анализ по ΔE_{\min} позволил выделить события, связанные с регистрацией π -телескопом одной, двух и более одновременно проходящих релятивистских (или близких к релятивистским) частиц. К кратным событиям относились события, связанные с регистрацией e^+ -, e^- -электронов, конвертируемых γ -квантами от распада π^0 -мезона. Как видно из рис. 14, таким событиям соответствовали случаи удвоенной амплитуды в ΔE -детекторах. В дальнейшей обработке использовались только те события, которые соответствовали потерям энергии в ΔE -детекторах, связанных с прохождением одной релятивистской частицы (минимальный пик ионизационных потерь).

13. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Количество событий, регистрируемых в позиции «эффект», отобранных путем анализа по ΔE_{\min} и связанных с возникновением коррелированных (π^+n)-пар из процесса (12.3), определялось по следующему соотношению:

$$N_\eta(\pi^+n) = N(\text{б-м}, 850) - N(\text{б-м}, 650)K_\gamma(850/650), \quad (13.1)$$

где $N(\text{б-м}, 850)$ — число быстро-медленных событий при $E_{\gamma\max}=850$ МэВ; $N(\text{б-м}, 650)$ — число быстро-медленных событий при $E_{\gamma\max} = 650$ МэВ; $K_\gamma(850/650)$ — коэффициент, определяющий изменение числа фоновых быстро-медленных событий с энергией γ -квантов.

Коэффициент $K_\gamma(850/650)$ вычислялся по соотношению $N(\text{б-б})$ и $N(\text{м-м})$ при энергиях 850 и 650 МэВ. Предполагалось, что для фоновых $N(\text{м-б})$ -событий реализуется

такая же энергетическая зависимость, что и для (м-м)- и (б-б)-событий, поскольку эти события возникают от одного и того же физического процесса (12.2).

Значения K_γ из этих измерений:

$$K_{\gamma(б-б)} = 2,24 \pm 0,15(6,5\%), \quad (13.2)$$

$$K_{\gamma(м-м)} = 2,15 \pm 0,14(6,5\%). \quad (13.3)$$

Поскольку в (б-б)-счетах имеется дополнительный вклад от распада η -мезона, то для значения K_γ выбирается $K_{\gamma(м-м)}$.

В соответствии с соотношением (13.1) и при использовании $K_\gamma(850/650) = K_{\gamma(м-м)} = 2,15 \pm 0,14$ получаем

$$N_\eta(\pi^+n) = 61 \pm 7 \text{ событий в час.} \quad (13.4)$$

Этот результат получен с $\sim 10\%$ -ной статистической точностью и может рассматриваться как оценка числа коррелированных при угле $\langle \Theta_{\pi n} \rangle = 180^\circ$ (π^+n)-пар (быстро-медленных событий), возникающих в процессе образования и распада η -ядер. $N_{\text{эф}}$, $\eta(\pi^+n)$ составляет $\simeq 20\%$ от числа всех быстро-медленных событий, регистрируемых установкой.

14. ПОЛУЧЕНИЕ СЕЧЕНИЙ

Дифференциальное сечение образования коррелированных (π^+n)-пар в фотореакции на ^{12}C в интервале энергий γ -квантов $\Delta E_\gamma = 650-850$ МэВ вычислялось по соотношению

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\eta}(\pi^+n) = \frac{N_\eta(\pi^+n)}{N_\gamma N_{\text{яд}} d\Omega_\pi \xi_\pi \xi_n f_{\text{кор}} \left(\frac{d\Omega_n}{d\Omega_\pi} \right)}, \quad (14.1)$$

где $N_\eta(\pi^+n)$ — число зарегистрированных при угле $\langle \Theta_{\pi n} \rangle = 180^\circ$ (π^+n)-пар, равное 61 ± 7 событий в час (в телесном угле $\delta\Omega_\pi$), N_γ — число γ -квантов в интервале $\Delta E_\gamma = 650-850$ МэВ, равное $0,75 \cdot 10^{11}$ γ /ч; $N_{\text{яд}}$ — число ядер в мишени ^{12}C , составляющее $3,4 \cdot 10^{23}$ ядер/см²; $d\Omega_\pi$ — телесный угол π -спектрометра — $5,8 \cdot 10^{-2}$ ср; ξ_π — эффективность регистрации π -мезонов, равная 0,8; ξ_n — эффективность регистрации нейтронов, равная 0,3; $f_{\text{кор}}(d\Omega_n/d\Omega_\pi)$ — корреляционная функция, равная 0,18, учитывающая «размытие» угловой корреляции πn -пар из-за ферми-движения (расчет по методу Монте-Карло).

Подставляя численные значения в формулу (14.1), получаем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\eta}(\pi^+n) \simeq (0,97 \pm 0,10) \text{ мкб/ср.} \quad (14.2)$$

Полное сечение рождения коррелированных при угле $\langle \Theta_{\pi n} \rangle = 180^\circ$ (π^+n)-пар в реакции



для интервала энергий γ -квантов $\Delta E_\gamma = 650-850$ МэВ в предположении, что (π^+n)-пары обладают изотропией, равно

$$\sigma_{\eta\text{tot}}(\pi^+n) = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega_\eta} \simeq (12,2 \pm 1,3) \text{ мкб.} \quad (14.4)$$

Эта величина полного сечения находится в хорошем согласии с теоретической оценкой, полученной в [24].

15. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ КОРРЕЛИРОВАННЫХ (π^+n)-ПАР

На рис. 13 представлены двумерные спектры (вид сбоку и сверху) по скоростям β регистрируемых частиц в π - и n -спектрометрах для трех позиций: «калибровка», «фон», «эффект + фон». Задача дальнейшей обработки спектров — получение энергетических распределений. Как видно из рис. 13, распределение по β содержит часть событий, для которых $\beta > 1$. Поэтому непосредственный переход из распределений по β к распределениям по энергии E частиц оказывается невозможным, поскольку переход осуществляется с использованием формулы $E_{\text{кин}} = m(1/\sqrt{1-\beta^2} - 1)$. Область с нефизическими значениями $\beta > 1$ возникала в результате аппаратных погрешностей Δt , ΔL при измерении времени пролета t , определении длины пролета L и вычислении значений $\beta = L/t$ для регистрируемых частиц. Для устранения влияния аппаратных погрешностей в распределениях по β необходимо решение так называемой обратной задачи. Обратная задача

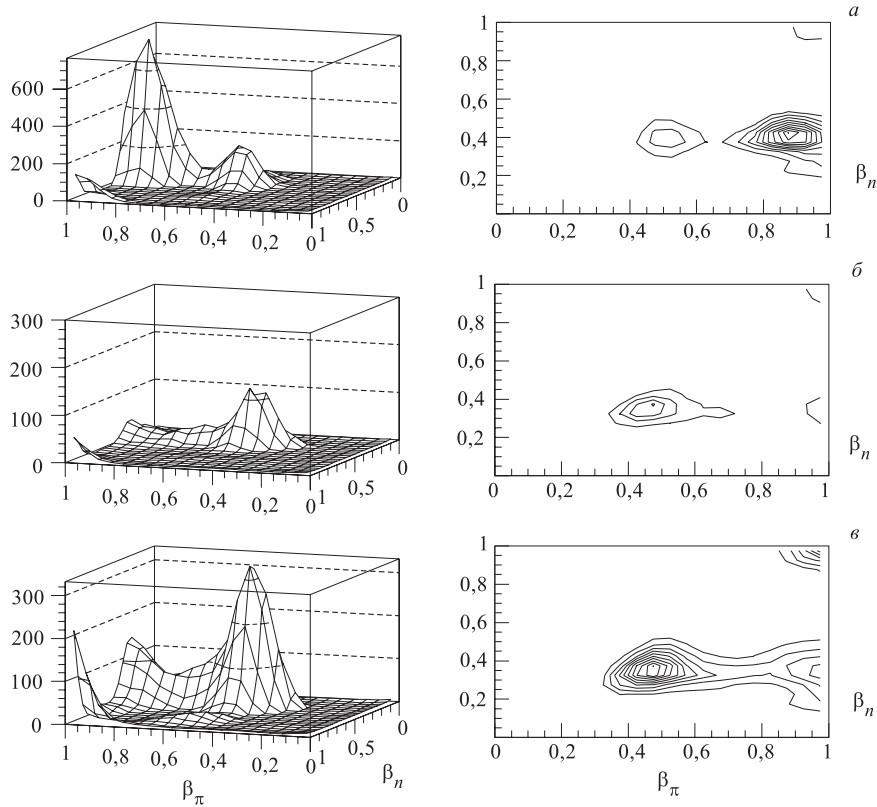


Рис. 15. Распределения по скоростям частиц в пионном и нейтронном детекторах в позициях: а) «калибровка», б) «фон», в) «эффект + фон», после решения обратной задачи. Вид сбоку (слева) и вид сверху (справа)

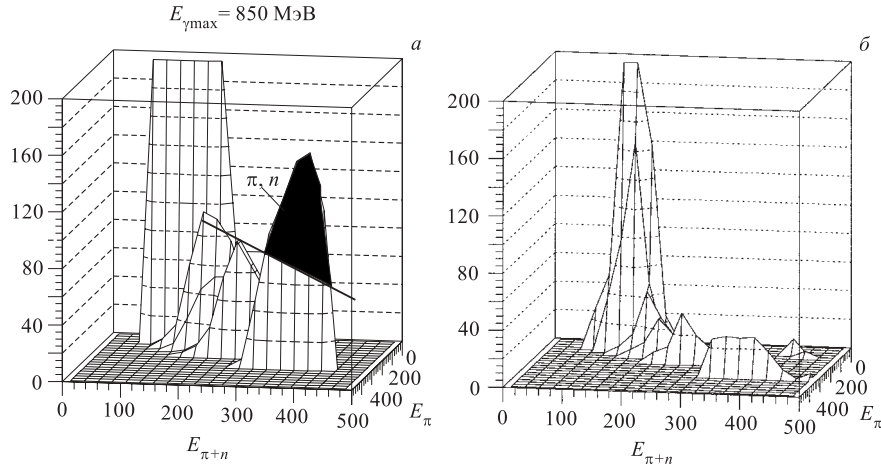


Рис. 16. Распределения по сумме кинетических энергий π^+n -пар $E_{\pi+n}$ (ось OX) и энергии π -мезона E_{π} (ось OY). Заштрихованная область на рис. *a* соответствует превышению числа πn -событий над «фоном»

решалась по методу, разработанному для статистических распределений [27]. Исходным распределением, характеризующим аппаратные погрешности при построении матрицы перехода, явилось распределение, соответствующее регистрации релятивистских частиц, для которых значение $\beta = 1$. Такие события возникают при регистрации $\pi^0\pi^0$ -событий из реакции двухмезонного фоторождения. Предполагалось, что аппаратные погрешности не зависят от типа и энергии частиц.

На рис. 15 представлены двумерные распределения по β (вид сбоку и сверху) после решения обратной задачи. Как видно из рис. 15, в восстановленных распределениях область изменения β частиц лежит в пределах от 0 до 1. Для быстрых π^+ -мезонов, возникающих из распада S_{11} -резонанса и имеющих среднюю энергию $\langle E_{\pi} \rangle = 350$ МэВ, получаем $\beta = 0,95$.

Далее эти распределения по β были преобразованы в распределения по энергии π^+ -мезонов и нейтронов в соответствующих спектрометрах. На рис. 16 представлены энергетические распределения коррелированных (π^+n)-пар, полученные в настоящей работе, в зависимости от кинетической энергии π -мезонов E_{π} (ось OX) и суммарной кинетической энергии π^+ -мезона и нейтрона $E(\pi^+ + n)$ (ось OY).

Как ясно видно из рис. 16, при $E_{\gamma\max} = 850$ МэВ в энергетическом распределении появляется четкий максимум, соответствующий $\langle E_{\pi} \rangle = 300$ МэВ и $\langle E(\pi^+ + n) \rangle = 370$ МэВ. При $E_{\gamma\max} = 650$ МэВ максимум в распределении отсутствует. Из полученных результатов можно сделать определенный вывод о наблюдении коррелированных π^+n -пар при $E_{\gamma\max} = 850$ МэВ с энергиями компонент, соответствующих распаду $S_{11}(1535)$ -нуклонного резонанса. Коррелированные пары наблюдаются для угла $\langle \Theta_{\pi n} \rangle = 180^\circ$, что определенно указывает на изотропию в распределении в пространстве результирующего импульса $S_{11}(1535)$ -резонанса. В то же время суммарная кинетическая энергия (π^+n)-пары соответствует малому значению импульса $S_{11}(1535)$ -резонанса. Это определенно означает термализацию распадающегося S_{11} -резонанса.

Таким образом, можно полагать, что полученные результаты указывают на определенную эволюцию возникающего в ядре η -мезона и это можно интерпретировать как возникновение сильно связанного динамического состояния η -мезона и ядра, называемого η -мезонными ядрами.

16. РАСПАД $S_{11}(1535)$ -РЕЗОНАНСА ВНУТРИ ЯДРА

Исследование распадов нуклонных резонансов внутри ядра представляет интерес с точки зрения влияния ядерной среды на характеристики частиц и резонансов, таких как ширина резонанса Γ , время жизни $\tau_{1/2}$, а также определение энергии связи частицы E_g в ядре. Измерение энергии связи E_g частиц (π , η -мезонов) и нуклонных резонансов в ядре очень важно, поскольку экспериментальное значение дефекта массы частицы в ядерном поле может пролить свет на проблему происхождения масс частиц, обсуждаемую в ряде современных теорий киральной симметрии [28, 29].

Экспериментальное изучение процессов образования и распада нуклонных резонансов в ядрах оказывается чрезвычайно трудным из-за большого числа каналов распада конкретных резонансов и сильного взаимного перекрытия вероятностей распада различных резонансов по энергии, что практически исключает возможность идентификации резонансов. Благоприятным исключением является $S_{11}(1535)$ -нуклонный резонанс, который характеризуется распадом в основном по πn - и ηN -каналам с примерно одинаковой вероятностью: $\text{Br}(\pi n)/\text{Br}(\eta N) \approx 50/50\%$, и высокой вероятностью ($\sim 50\%$) образования в ηN -взаимодействии при малых энергиях η -мезонов. Тем самым появляется возможность выделения и исследования распада $S_{11}(1535)$ -резонанса в ядрах, в реакциях, в которых образуются медленные η -мезоны, остающиеся в ядре и приводящие к возникновению S_{11} -резонанса. Таким образом, исследование распада $S_{11}(1535)$ -резонанса в ядре оказалось частью программы исследования образования и распада η -ядер — нового типа атомных ядер, реализованной в настоящем эксперименте. Как было показано выше, обнаружение η -ядер в фотомезонных процессах с использованием пучка тормозного излучения электронного синхротрона ФИАН оказалось достаточно эффективным по выходу реакции (~ 50 событий в час) вследствие высокой интенсивности γ -пучка ($\sim 10^9 \gamma/\text{с}$) при выбранном интервале энергий входных γ -квантов ($\Delta E_\gamma \simeq 850-650 = 200$ МэВ), который перекрывал практически весь интервал резонансного сечения фоторождения η -ядер. На рис. 17 представлено распределение π^+n -событий в зависимости от суммарной кинетической энергии π^+ -мезона и нейтрона, полученное для области (б-м)-событий. Для сравнения представлен ожидаемый (расчетный) спектр π^+n -событий от распада свободного $S_{11}(1535)$ -резонанса.

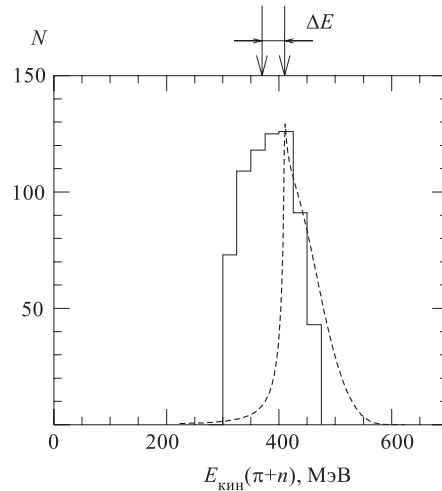


Рис. 17. Распределение событий по суммарной кинетической энергии ($E_{\pi^+} + E_n$) π^+n -пар

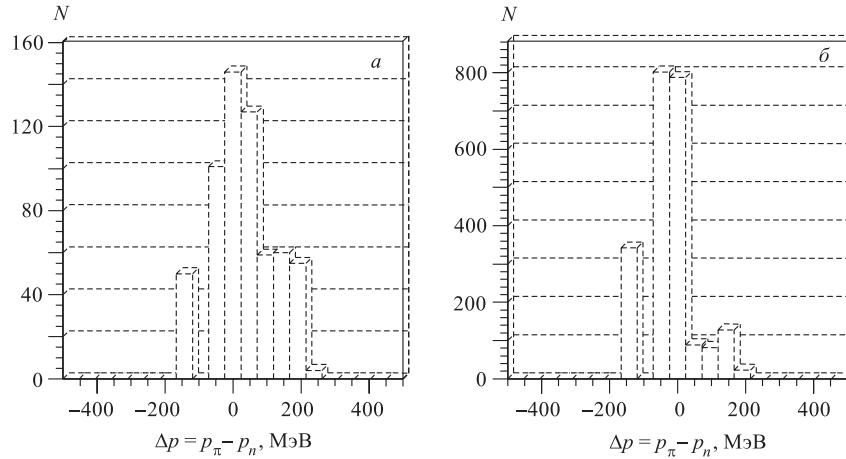


Рис. 18. Распределение по разности импульсов коррелированных π^+n -пар, Δp для позиций: а) «калибровка», б) «эффект + фон»

Сдвиг максимума распределения по энергии $\Delta E = 40 \pm 15$ МэВ. Погрешность в измерении сдвига максимума ΔE $S_{11}(1535)$ -резонанса в ядре оценивается исходя из точности измерения времени пролета частиц в π - и n -спектрометрах, а также погрешностью в решении обратной задачи.

Полная ширина экспериментального распределения $\Gamma_g \simeq 100$ МэВ, и можно предположить, что она определяется ферми-распределением нуклонов в ядре (средняя энергия $\langle E \rangle \simeq 25 \div 30$ МэВ) и интервалом энергий η -мезона, для которых $\text{Re} a_{\eta N} > 0$, т.е. $\Delta E_\eta = 70$ МэВ.

17. ИМПУЛЬСНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ πn -ПАР ИЗ η -ЯДЕР

На рис. 18 представлено распределение πn -событий по разности импульсов $\Delta \vec{p} = \vec{p}_\pi - \vec{p}_n$ регистрируемых π^+n -пар. Распределения по импульсам строились для двух позиций измерений: а) «калибровка» и б) «эффект + фон».

Целью построения распределений по импульсам регистрируемых π - и n -частиц явилось получение экспериментального подтверждения о коррелированности регистрируемых событий (позиция а) «калибровка») и о малой величине результирующего импульса $S_{11}(1535)$ -резонанса, распад которого на πn -пару измерялся. Как следует из рис. 18, в позиции «калибровка» действительно осуществлялась регистрация коррелированных событий. Весь спектр размещается в интервале ± 50 МэВ/с, и этот разброс фактически определяется ферми-распределением нуклонов в ядре, конечным интервалом ΔE_γ и точностью определения импульсов регистрируемых частиц. Для позиции «эффект + фон» распределение имеет две компоненты: часть событий обладает узким распределением, расположенным вокруг $\Delta p = 0$ и имеющим полуширину ± 50 МэВ/с, и часть событий, обладающих более широким распределением с шириной $\Delta p \pm 200$ МэВ/с. Можно предположить, что узкая часть характеризует π^+n -события из распада термализованного $S_{11}(1535)$ -резонанса. Это подтверждает представление об η -ядре как о ядре, в котором

реализуется последовательность во времени актов возникновения и распада $S_{11}(1535)$ -нуклонного резонанса. В результате многократного взаимодействия η -мезона с нуклонами ядра происходит постепенное уменьшение результирующего импульса S_{11} -резонанса. События с широким распределением Δp , по-видимому, связаны с $\pi\pi$ -событиями из реакции двойного фоторождения π -мезонов, в которой участвует третья частица (нуклон) и на которую всегда приходится определенный импульс нуклона-отдачи.

18. НЕКОТОРЫЕ ИТОГИ

Осуществлено измерение коррелированных π^+n -пар в реакции $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^+ + n + X$ для диапазона энергий γ -квантов $\Delta E_\gamma = 650 \div 850$ МэВ. Экспериментальная установка состояла из двух сцинтилляционных спектрометров по времени пролета, расположенных под углом 90° к γ -пучку по обе стороны от γ -пучка.

Разработан и реализован на практике метод идентификации η -мезонных ядер, состоящий в регистрации и измерении энергии коррелированных π^+n -пар с помощью сцинтилляционных времяпролетных спектрометров. Решена задача перехода от измерений по скоростям β -регистрируемых частиц к распределениям по энергиям частиц. Тем самым удалось преобразовать случаи с $\beta > 1$ (нефизическая область) в реальный диапазон изменения β (0,1) и воспользоваться всей статистикой событий, полученной в эксперименте.

Проведен анализ полученных распределений по энергиям компонент π^+n -пары. Максимум распределения для измерений при $E_{\gamma\text{max}} = 850$ МэВ соответствует событиям, в которых средняя энергия π^+ -мезонов $\langle E_\pi \rangle = 300 \pm 30$ МэВ и нейтронов $\langle E_n \rangle = 70 \pm 10$ МэВ. Распределения по суммарной кинетической энергии $E(\pi^+ + n)$ имеют максимум, расположенный левее максимума для распада свободного $S_{11}(1535)$ -нуклонного резонанса. Сдвиг по энергии равен $\Delta E = 40$ МэВ и связан, по-видимому, с эффектом связи S_{11} -резонанса и η -мезона в ядре. Этот результат получен впервые.

Распределение по разности импульсов π^+ -мезона и нейтрона $\Delta \vec{p} = \vec{p}_\pi - \vec{p}_n$ оказалось достаточно узким ($\sigma(\Delta p) = \pm 50$ МэВ/с), что является определенным указанием на отсутствие большого импульса у распадающегося $S_{11}(1535)$ -резонанса. Это обстоятельство подтверждает предположение о значительной «термализации» $S_{11}(1535)$ -резонанса, распадающегося на π^+n -пару.

Определено полное сечение $\sigma_\eta(\pi^+n)$ фотообразования коррелированных изотропно-распределенных π^+n -пар на ядре ${}^{12}\text{C}$ для интервала энергий $\Delta E_\gamma = 650\text{--}850$ МэВ:

$$\sigma_\eta(\pi^+n) \simeq 12,2 \pm 1,3 \text{ мкб.} \quad (18.1)$$

Полученные результаты могут служить экспериментальным доказательством существования сильно связанных состояний η -мезона и ядра, так называемых η -мезонных ядер ${}_{\eta}^{11}\text{B}$ и ${}_{\eta}^{11}\text{C}$, возникающих в реакции:

$$\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}_{\eta}^{11}\text{B} \rightarrow p + \pi^+ + n + {}^{10}\text{B} \rightarrow \pi^+ + n + X, \quad (18.2)$$

или

$$\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}_{\eta}^{11}\text{C} \rightarrow n + \pi^+ + n + {}^{10}\text{C} \rightarrow \pi^+ + n + X. \quad (18.3)$$

Обнаружение η -ядер следует считать главным итогом эксперимента. Предполагается, что эксперименты будут продолжены с целью получения большей статистической точности, улучшения соотношения сигнал/фон, измерения изотропии в распределении π^+n -пар и более точного измерения фонового вклада в измеряемый выход π^+n -событий.

19. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают глубокую благодарность С.И. Никольскому и Е.И. Тамму за поддержку и внимание к работе. Особую благодарность авторы выражают руководителю группы эксплуатации ускорителя Г.Г. Субботину и В.А. Кузнецову за обеспечение качественной работы ускорителя «Пахра».

Авторы благодарны А.И. Лебедеву и В.А. Трясучеву за участие в обсуждении ряда теоретических вопросов η -мезонной физики, В.Л. Кашеварову, участвовавшему в обсуждении программы эксперимента, Л.И. Горячевой за помощь в оформлении материалов, В.Г. Иванову за техническую помощь и Н.Н. Львовой за обеспечение работы вычислительной техники.

Авторы признательны В.М. Колыбасову за ряд ценных, критических замечаний, высказанных им при обсуждении постановки эксперимента. Особенно большую благодарность авторы выражают А.И. Малахову и Ю.С. Анисимову за помощь в организации работ по изготовлению блоков ядерно-физической электроники в ЛВЭ ОИЯИ, а также С.Н. Черепне за неоценимую помощь и живое участие в комплектации установки сцинтилляционными детекторами и ФЭУ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проекты № 94-02-03324, № 96-02-17103 и № 98-02-17955.

Литература

1. Haider Q., Liu L. — Phys. Lett. B, 1986, v.172, p.257.
2. Liu L., Haider Q. — Phys. Rev. C, 1986, v.34, p.1845.
3. Chrien R. et al. — Phys. Rev. Lett., 1988, v.60, p.2595.
4. Lieb B., Liu L. — Research Proposal LAMPF, 1988.
5. Berger J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1988, v.61, p.919.
6. Johnson J. et al. — Phys. Rev. C, 1993, v.47, p.2571.
7. Kondratyuk L. et al. — In: Proc. Int. Conf. «Mesons and Nuclei at Intermediate Energies». 3–7 May, 1994, Dubna (eds. Khankasayev M., Kurmanov Zh.B. — World Scientific, 1995, Singapore), p.714.
8. Rakityansky S.A. et al. — Phys. Rev., 1996, v.C53, p.R2043.
9. Сокол Г.А. и др. — Препринт ФИАН № 9. М., 1996.

10. Sofianos S., Rakityansky S. — In: Proc. European Conference on Advances in Nuclear Physics and Related Areas, 8–12 July, 1997, Thessaloniki, Greece; nucl-th/9707044, July, 1997 (in press).
11. Riska D. — Acta Physica Polonica B, 1996, v.27, No.11, p.3299.
12. Metag V. — Acta Physica B, 1996, v.27, No.11, p.3175.
13. Peng C. — In: Proc. AIP Conf., 1985, v.133, p.256.
14. Bhalerao R., Liu L. — Phys. Rev. Lett., 1985, v.54, p.865.
15. Green A., Wycech S. — nucl-th/9703009, 5 March, 1997.
16. Green A. et al. — nucl-th/9604038, 24 April, 1996.
17. Kulpa J. et al. — nucl-th/9807020, July, 1998.
18. Tsushima K. et al. — nucl-th/9806043, June, 1998.
19. Lebedev A.I., Tryasuchev V.A. — Phys. J. G. Nucl. Part. Phys., 1991, v.17, p.1197.
20. Сибирцев А.— Препринт ИТЭФ N39-93.
21. Сокол Г., Трясучев В. — КСФ ФИАН 1991, №4, p.23 [Sov. Physics – Lebedev Institute Reports, 1991, v.4, p.23].
22. Lvov A.I. — In: Proc. 7th Intern. Conf. Mesons and Light Nuclei; 1998, Prague (to be published).
23. Sokol G.A. et al. — Fizika B, 1999, v.8, No.1, p.85.
24. Lebedev A.I., Tryasuchev V.A. — Yad. Fiz., 1995, v.58, p.642.
25. Green A.M., Wycech S. — Phys. Rev., 1997, v.C55, p.R2167.
26. Сокол Г.А. и др. — Изв. РАН, сер. физ., 2000, т.64, №3, с.490.
27. Павлюченко В.П. — Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ), техника физического эксперимента, 1982, №1, т.13, с.39.
28. Hatsuda T., Kunihiro T. — Phys. Rep., 1999, v.247, p.241.
29. Brown G.E., Rho M. — Phys. Rep., 1996, v.269, p.333.

Рукопись поступила 19 октября 2000 года.