

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ**



*имени
П. Н. Лебедева*

Ф И А Н

ПРЕПРИНТ

Л.Н. ПАВЛЮЧЕНКО, Г.А. СОКОЛ

9

**МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИЙ (πM) -ПАР
В ИССЛЕДОВАНИЯХ ЭТА(η)-МЕЗОННЫХ
ЯДЕР НА ПУЧКАХ АДРОНОВ И γ -КВАНТОВ**

МОСКВА 2007

Методы измерения энергий (πN) -пар в исследованиях эта(η)-мезонных ядер на пучках адронов и γ -квантов

Л.Н. Павлюченко, Г.А. Сокол*)

Физический институт им. П.Н. Лебедева, РАН

*) e-mail: gsokol@venus.lpi.troitsk.ru

Аннотация

Рассмотрены некоторые методы (калориметрический и по времени пролета) измерения энергии компонент (πN) -пар, применяемые при исследовании эта(η) -мезонных ядер на пучках р- и d-частиц и γ -квантов. Обсуждаются рекомендации по выбору конкретной (πN) -пары из 4-х зарядовых комбинаций (π^0, p) , (π^0, n) , (π^-, p) , (π^+, n) , возникающих при распаде $S_{11}(1535)$ -резонанса в эта-ядре, в зависимости от используемого в эксперименте метода измерения энергии частиц.

Methods of the energy measurement of (πN) -pairs in the study of eta(η)-mesic nuclei produced by hadrons and photons

L.N. Pavlyuchenko, G.A. Sokol*)

Lebedev Physical Institute, RAS

*) e-mail: gsokol@venus.lpi.troitsk.ru

Abstract

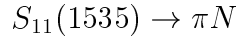
Some methods (calorimetry and time of flight) of measurement of (πN) -pairs energy which used to study of the eta-nuclei produced by p-, d- and gamma-ray beams are considered. The recommendations to selection of definite charge (πN) combination out of (π^0, p) , (π^0, n) , (π^-, p) , (π^+, n) arised from decay of $S_{11}(1535)$ - resonance inside eta-nuclei in dependence of the particle energy measurement method used in the experiment are discussed.

Введение.

Исследования эта(η)-мезонных ядер - нового типа нестабильных атомных ядер - в настоящее время осуществляются в нескольких ядерных центрах (ФИАН - Троицк, Майнц, ЛВЭ ОИЯИ - Дубна Дармштадт, Юлих). Ожидается, что результаты этих исследований могут дать ценные сведения о взаимодействии η -мезона и $S_{11}(1535)$ -резонанса с нуклонами и ядрами и о влиянии ядерной материи на характеристики η -мезона и S_{11} -резонанса. Качество и, соответственно, ценность экспериментальных результатов зависит от выбранного метода определения энергий регистрируемых в этих экспериментах частиц. Ниже будут рассмотрены наиболее прямые методы исследования эта-ядер, состоящие в измерении энергий распадных частиц ($S_{11}(1535) \rightarrow (\pi N)$), применяемые в отмеченных выше (Троицк, Майнц, Дубна) центрах. В работе обсуждается выбор определенной зарядовой комбинации из 4-х возможных $(\pi^0, p), (\pi^0, n), (\pi^-, p), (\pi^+, n)$ возникающих при распаде $S_{11}(1535)$ -резонанса внутри эта-ядра.

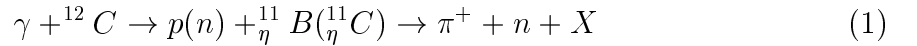
А. Метод идентификации эта(η)-мезонных ядер.

1. Основой метода идентификации и исследования эта(η)-мезонных ядер является регистрация и определение энергии коррелированной по времени, по энергии и по углу разлета компонент (πN) -пары, возникающей при распаде $S_{11}(1535)$ -нуклонного резонанса в эта(η)-ядре [1]:



Пик в энергетическом распределении (πN) -пар рассматривается как "signatura" т.е. доказательство образования эта-ядер.

Этот метод был успешно использован в работе [2,3], осуществленной на тормозном γ -пучке синхротрона ФИАН (г. Троицк), в которой впервые был получен результат, свидетельствующий об образовании эта(η)-мезонных ядер ${}_{\eta}^{11}C({}_{\eta}^{11}B)$ в реакции



Указанием на образование эта(η)-мезонных ядер в реакции (1) явилось, как уже отмечалось выше, наблюдение пика в распределении по суммарной энергии $E_{\Sigma}(\pi^+n)$ (π^+n) -пар, вылетающих с открытым углом $\langle \Theta_{\pi N} \rangle = 180^\circ$ при энергии конца спектра тормозного излучения $E_{\gamma max} = 850$ МэВ и отсутствия пика для $E_{\gamma max} = 650$ МэВ, при которой η -мезон еще не рождается. Порог фоторождения η -мезона (кинематический) на свободном нуклоне равен $E_{\gamma N}(\text{порог}) = 707$ МэВ. Положение пика по энергии оказалось в области $S_{11}(1535)$ -резонанса, но ниже значения $(m_n + m_{\eta}) = 1487$ МэВ примерно на 40 МэВ, что можно интерпретировать как энергию связи (ηN) -системы в η -ядре.

На рис. 1 и рис. 2 представлены результаты работы [2,3].

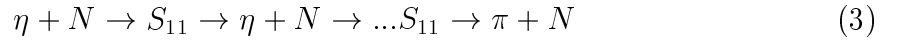
2. Таким образом, причиной появления такой коррелированной по углу разлета и энергии компонент (πN) -пары является возникновение эта-ядра, которое образуется, если в ядре окажется η -мезон малой энергии ($E_{\eta}(\text{кин}) \leq 50$ МэВ), что благоприятно для реализации ядерного ηN -притяжения [4]. Появление таких η -мезонов

может быть осуществлено, например, при фоторождении η -мезона на ядерном нуклоне:



но при условии вылета нуклона N из ядра. Суммарная минимальная энергия ηN -системы $E_{\Sigma}(\text{мин}) = 940 + 707 = 1647$ МэВ. При вылете нуклона N под малым углом вперед практически весь импульс падающего γ -кванта и остаток энергии γ -кванта после рождения η -мезона уносится вылетающим из ядра нуклоном N и возникающий в реакции (2) η -мезон будет обладать малой кинетической энергией и имеет большую вероятность, вследствие ядерного ηN взаимодействия [4], остаться в ядре. В реакции (2) процесс $\gamma N \rightarrow \eta N$ при энергиях вблизи порога рождения η -мезона идет, как правило, через возбуждение $S_{11}(1535)$ резонанса [5].

3. Далее в соответствии с моделью, развитой в [1], возникающий в ядре η -мезон в результате взаимодействия с ядерным нуклоном может возбудить $S_{11}(1535)$ -резонанс, который, оставаясь в ядре, может испытать распад на (ηN) -пару. Возникающий η -мезон вновь может возбудить S_{11} -резонанс при взаимодействии с другим нуклоном ядра. Таким образом, в ядре возможно появление цепочки возникающих и распадающихся S_{11} -резонансов (рис. 3):



Цепочка переходов $\eta N \rightarrow S_{11} \rightarrow \eta N$ прекращается при распаде очередного S_{11} -резонанса на πN -пару. Средняя кинетическая энергия (πN) -пары равна $\langle E_{\Sigma}(\pi N) \rangle \approx 400$ МэВ ($[m(\eta + N) - m(\pi + N) = 1487,5 - 1080] = 407,5$ МэВ) и (πN) -частицы, уже достаточно быстры чтобы вылететь из ядра. Следует отметить, что реальная энергия возбуждения S_{11} -резонанса может различаться от случая к случаю вследствие Ферми движения нуклонов и взаимной направленности импульсов η -мезона и нуклона. Как известно, $S_{11}(1535)$ -резонанс характеризуется значительной шириной, $\Gamma(S_{11}) \simeq 150$ МэВ. Вероятность распада свободного $S_{11}(1535)$ резонанса по каналам (πN) и (ηN) примерно одинакова и равна $W \simeq 50\%$. В предположении, что для связанного в ядре S_{11} -резонанса соотношение вероятностей $W(\pi N)$ и $W(\eta N)$ сохраняется, можно ожидать, что цепочка переходов (3) будет состоять из не более $3 \div 5$ членов. Поскольку распад эта-ядра идет через $S_{11}(1535)$ - резонанс, то компоненты (πN) -пары будут обладать энергиями $\langle E_{\pi} \rangle \approx 300$ МэВ, $\langle E_N \rangle \approx 100$ МэВ и разлет (πN) -пары будет происходить со значением открытого угла разлета π, N -частиц $\langle \Theta_{\pi N} \rangle \approx 180^\circ$, поскольку кинетическая энергия $S_{11}(1535)$ мала (на уровне Ферми-энергии) и возникающий малый импульс S_{11} -резонанса характеризуется изотропией в пространстве. Уменьшение массы S_{11} по сравнению с массой свободного S_{11} -резонанса может привести к уменьшению кинетических энергий E_{π} и E_N и это может быть выявлено в эксперименте при сравнении средней суммарной энергии $\langle E_{\Sigma}(\pi + N) \rangle$ со значением $(m_{\eta} + m_N) = 1487,5$ МэВ.

4. Таким образом, точность в измерении кинетических энергий компонент (πN) -пары, E_{π} и E_N , является весьма важным моментом при конкретной реализации эксперимента по исследованию эта(η)-мезонных ядер. Выбор метода регистрации и определения энергий E_{π} и E_N непосредственно определяет и ту конкретную

(πN) -пару из 4-х возможных $(\pi^0 p)$, $(\pi^0 n)$, $(\pi^+ n)$, $(\pi^- p)$ -комбинаций, которая будет регистрироваться в эксперименте.

Ниже будут рассмотрены два метода измерения энергий частиц (калориметрический и по времени пролета), которые используются в экспериментах на γ -пучках (Майнц [6], Троицк) и время-пролетный метод в эксперименте на пучке частиц (p, d), который используется в измерениях на внутреннем пучке нуклотрона ЛВЭ ОИЯИ (Дубна)[7].

Отметим, что в настоящей работе не рассматривается постановка эксперимента по поиску эта-ядер в Дармштадте [8], где основой идентификации эта-ядер является регистрация магнитной системой ядра ${}^3\text{He}$, возникающего в реакции подхвата ($d, {}^3\text{He}$): $d + A \rightarrow {}^3\text{He} + \eta (A - 1)$ при энергии дейтронов, соответствующих условию возникновения безотдачной кинематики, т.е. с нулевой кинетической энергией образующегося η -мезона.

Также не рассматривается постановка эксперимента на пучках p- и d-частиц в Юлихе [9], где идентификация эта-ядер и измерение энергии регистрируемых частиц осуществляется в основном магнитным методом.

В. Метод определения энергии частиц по времени пролета.

1. Метод определения энергии частиц по времени пролета давно известен в экспериментальной физике и использовался в работе [2]. Метод основан на измерении времени Δt_i пролета частицей некоторой базы L_i , вычисления затем скорости частицы β_i и энергии E_i :

$$\beta_i = L_i/c \cdot \Delta t_i; \quad E_i = m_i \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta_i^2}} - 1 \right)$$

Применение этого метода в работе [2,3] характеризуется рядом особенностей, о чем будет сказано в последующем изложении.

2. Для реализации время-пролетного метода необходимо иметь 2 детектора, расположенных на расстоянии L вдоль предполагаемого направления вылета измеряемой частицы, которые "срабатывают" при прохождении через них частицы и выдают временные сигналы "старт" и "стоп", означающие начало и окончание прохождения частицей расстояния (базы) L . Обычно, в качестве "старт" и "стоп"-детекторов используются сцинтилляционные детекторы, которые обладают высоким быстродействием. Ясно, что "старт"-детектор должен быть достаточно тонким, с тем, чтобы потери энергии ΔE_i в нем регистрируемой частицы были невелики и не сильно изменяли энергию (и скорость) регистрируемой частицы. Детектор "стоп" может быть более толстым, чтобы обеспечить 100%-ю эффективность регистрации частицы, однако и его толщина должна быть меньше (в $3 \div 4$ раз) пробега регистрируемой частицы. Это связано с тем, что после "стоп"-детектора на пути частицы могут быть расположены дополнительные детекторы для целей определения, например, массы частицы (p, π , e^+).

Желательно между "старт" и "стоп" детекторами не иметь вещества, чтобы не изменялась энергия частицы.

3. Для определения времени пролета частицы между "старт" и "стоп" детекторами обычно используются ВЦП (время-цифровые преобразователи). В работе [2] использовались ВЦП с числом каналов $n = 1024$, чему соответствовал интервал времен $\Delta t(\text{ВЦП}) \approx 50$ нсек. т.е. цена канала ('бин') равна $\delta t_i \approx 50$ псек .

Калибровка ВЦП состоит в определении цены канала (в нсек.), т.е. $a = t(\text{нсек})/n(\text{каналов})$. Для этого "старт" и "стоп" детекторы (в каждом по 4 ВЦП) ставятся друг за другом на пучке релятивистских частиц и фиксируются показания $n_1(4)$ и $n_2(4)$ для этого нулевого момента. Затем разносят эти детекторы на 1 метр и получают значения $n_3(4)$.

Зная время, необходимое релятивистской частице для прохождения расстояния 1 м можно для каждого ВЦП вычислить $a_i = \frac{\Delta t_i}{\Delta n_i}$ т.е. определить цену канала в нсек. При этом необходимо обеспечить пролет частиц через центр детектора с помощью двух маленьких s_1 и s_2 детекторов, помещенных против центра каждого детектора и включенных на совпадение с исследуемым детектором. Такая процедура позволяет выровнять по времени появление сигналов от каждого ФЭУ_{*i*} путем введения корректирующих задержек в каждый канал. Обычно ВЦП имеют небольшую нелинейность (несколько %) в начале и в конце шкалы, поэтому для измерений используется часть шкалы ВЦП, отстоящая от начала и конца шкалы на ~ 100 каналов. Помимо временной калибровки необходимо провести и координатную калибровку для определения X и Y (координат пролета частицы через детектор). Так как скорость распространения света в пластическом сцинтилляторе постоянна, то можно считать ,что расстояние , пройденное светом до каждого ФЭУ , пропорционально времени. После осуществления такой временной и координатной калибровки детекторы можно использовать для абсолютных временных измерений в методе определения энергии частиц по времени пролета т.е. в каждом событии, зная время и расстояние , пройденное частицей, можно определить ее энергию.

С. Метод определения энергии (π^+, n) -пары по времени пролета в эксперименте на тормозном γ -пучке (ФИАН - Троицк.)

1. Особенностью время-пролетной методики в работе [2] был выбор для регистрации $(\pi^+ n)$ пары из 4-х возможных комбинаций (πN) -пар: $(\pi^0 p)$, $(\pi^0 n)$, $(\pi^- p)$, $(\pi^+ n)$. На рис. 4 представлена схема экспериментальной установки для проведения исследований на тормозном γ -пучке синхротрона ФИАН (г. Троицк).

В случае регистрации только одного нейтрона невозможно организовать методику старт-стопа, (кроме случаев регистрации медленных нейтронов от импульсного источника, где $t(\text{старт})$ задается временным сигналом источника нейтронов), но такая методика возможна в случае регистрации 2-х коррелированных во времени частиц, одна из которых, как в нашем случае, является заряженной (π^+ -мезон).

В этом состояла особенность проведения эксперимента в работе [2,3], где методика определения энергии частицы по времени пролета была реализована и для нейтрона. Суть этой методики для нейтрона состояла в следующем: проводилась калибровка по времени и для ВЦП, связанного с нейтронным каналом регистрации, который формировал "стоп"-сигнал. Детектор для регистрации нейтронов

перемещался в канал регистрации π^+ -мезона и располагался сразу за "старт"-детектором π^+ -канала. Определялись коэффициенты a_1, a_2, a_3 при перемещении п-детектора на $\Delta L_1, \Delta L_2$, и ΔL_3 : $a_i = \Delta t_i / \Delta n_i$, для ВЦП п-детектора. Выбиралась область Δt (ВЦП) для которой $a_1 = a_2 = a_3$.

Таким образом откалиброванный по времени п-детектор располагался в соответствующей геометрии для регистрации (π^+n) -пары.

Детектор нейтронов с учетом VETO - детектора регистрировал нейтроны, вылетающие из мишени. Поскольку (π^+n) -пара коррелирована во времени, то это означает, что обе частицы вылетают из мишени одновременно. Это позволяет определить время пролета частицы (π^+ мезона или нейтрона) от мишени до соответствующего детектора. Время пролета $\Delta t_{\pi^+}(M - \text{старт})$ π^+ -мезона в π^+ -канале от мишени до "старт"-детектора можно вычислить по результатам измерений в π^+ -канале :

$$\Delta t_{\pi^+}(M - \text{старт}) = \Delta t_{\pi^+}(\text{стоп} - \text{старт})\Delta L/L_0$$

где L_0 -расстояние пролета частицы между "старт" и "стоп" детекторами, а ΔL -расстояние от мишени до "старт" детектора в π^+ -мезонном канале. Зная $\Delta t_{\pi^+}(M - \text{старт})$ можно вычислить и время пролета нейтрона от мишени до "стоп" детектора в нейтронном канале:

$$\Delta t_n(M - \text{стоп}) = \Delta t_{\pi^+}(M - \text{старт}) + \Delta(t_n(\text{стоп}) - t_{\pi^+}(\text{старт}))$$

где $\Delta(t_n(\text{стоп}) - t_{\pi^+}(\text{старт}))$ - есть разница во времени появления сигналов $t_{\pi^+}(\text{старт})$ и $t_n(\text{стоп})$ в нейтронном канале.

В так организованном п-канале запускающим ВЦП сигналом будет служить стартовый сигнал в π -канале .

Поскольку расстояние L_n от мишени до "стоп"-детектора в нейтронном канале можно вычислить (с учетом координат пролета нейтрона через детектор) , то и для нейтрона будет реализовано определение энергии по времени пролета . При этом важно геометрическое расположение $n(\text{стоп})$ -детектора: запускающий сигнал $t_{\pi^+}(\text{старт})$ должен возникать раньше сигнала "стоп" нейтронного канала.

- Отметим еще одну особенность, которая определяет выбор (π^+n) -пары из 4-х возможных $(\pi^0n), (\pi^0p), (\pi^-p), (\pi^+n)$ каналов распада S_{11} -резонанса. Ясно, что методика по времени пролета неприменима в случае π^0 -мезона, так что выбор происходит между вариантами (π^-p) и (π^+n) . На первый взгляд регистрация (π^-p) -пары предпочтительна, поскольку обе частицы заряжены и организация старт-стоп системы возможна независимо в каждом канале регистрации. Кроме того обе частицы обладают 100%-ой эффективностью регистрации в "стоп"-детекторе, в то время, как вероятность взаимодействия 100 МэВ-ного нейтрона даже в сцинтилляторе толщиной $\Delta x = 10$ см не превышает 10%. Однако, в случае γ -пучков поперечный размер γ -пучка достигает $(2 \div 3)$ см и такой поперечный размер имеет и мишень. Потери энергии протонов с энергией $E_p \simeq 100$ МэВ) в такой мишени значительны ($\sim 10 \div 30$ МэВ), а разброс в ΔE_p в мишени искажает результирующую энергию протона, измеренную по времени пролета. Такого искажения энергии практически не возникает для нейтрона из-за малой вероятности взаимодействия нейтрона в мишени. Поэтому, для γ -пучков при их поперечном размере

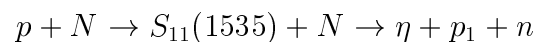
до ~ 3 см, более эффективным по точности определения энергии оказывается использование для регистрации (π^+n) -пары, а не (π^-p) -пары. Малая вероятность регистрации нейтрона может быть компенсирована использованием нескольких детекторов нейтронов, расположенных друг за другом, как это было осуществлено в работе [2].

3. Следует указать еще на одну особенность при регистрации (π^+n) - пары в случае методики по времени пролета. Сигнал "стоп" в этой методике возникает для каждого случая взаимодействия нейтрона с веществом n-детектора, независимо от того, какая доля энергии нейтрона передается протону отдачи, регистрация которого и означает регистрацию нейтрона. Как известно, в калориметрическом методе определения энергии частицы (в том числе и нейтрона) происходит по пику полного поглощения, т.е. требует 100%-ой потери энергии частицы. Это означает, что для нейтрона вероятность таких событий невелика ($<$ нескольких %). Отмеченная особенность дает предпочтение методике времени- пролета по сравнению с калориметрическим методом в случае регистрации нейтрона.

D. Метод определения энергии (π^-, p) -пары по времени пролета в эксперименте на пучке частиц (Дубна).

1. Регистрация (π^-p) -пары и методика определения энергии частиц по времени пролета были выбраны в эксперименте в Дубне на внутреннем пучке нуклотрона ОИЯИ. Проведение эксперимента на внутреннем пучке предполагает использования очень тонких ядерных мишеней ($\Delta x \simeq 10 \mu k$), что позволяет осуществить многократное (до 10^6 оборотов/сек) прохождение пучка через мишень.

На рис.5 представлена схема экспериментальной установки для поиска и исследования эта-ядер в pA- и dA-реакциях на внутреннем пучке нуклотрона. Используется время-пролетная методика и выбрана (π^-p) -регистрация событий для идентификации эта-ядер. Установка содержит 2 одинаковых сцинтилляционных спектрометра, включенных на совпадения для регистрации коррелированных частиц из реакций распада эта-ядра, в каждом из которых реализована (старт-стоп) система отбора событий с последующим определением β_i и E_i -частиц. Дополнительно к (π^-p) -паре осуществляется также регистрация p и n-частиц из 1-го этапа образования η -ядра в pN-реакции:



Регистрация 4- частиц (π^-, p, p_1, n) обеспечивает уверенное выделение событий "эффекта" и значительно снижает вклад фоновых процессов.

В настоящее время осуществлена калибровка экспериментальной установки на p-пучке, получены первые предварительные результаты. Эксперимент продолжается.

E. Калориметрический метод измерения энергии (π^0, p) -пары в эксперименте на пучке "меченых" фотонов (Майнц).

1. В калориметрическом методе измерения энергии частиц эффективной парой для регистрации является $(\pi^0 p)$ -пара, однако, как уже указывалось в п. 2 для дости-

жения высокой точности в измерении энергии протона, необходимо использовать мишени с малыми поперечными размерами, что в свою очередь приводит к необходимости уменьшать поперечный размер γ -пучка, и это, в конечном итоге, приводит к уменьшению выхода регистрируемых событий.

2. На рис.6 показана экспериментальная калориметрическая установка, содержащая Crystal Ball (NaI) + TAPS(BaF_2), предназначенная для проведения исследования эта(η)-мезонных ядер на пучке меченых фотонов в Майнце.
3. На рис.7 представлены результаты моделирования процессов регистрации $(\pi^0 n)$, $(\pi^0 p)$, $(\pi^+ n)$, $(\pi^- p)$ -пар в калориметрической системе типа Crystal Ball. Как видим из рис.7 вариант регистрации $\pi^0 p$ -пары является наиболее предпочтительным, т.к. обладает наибольшей вероятностью регистрации и дает значительно лучшее разрешение по энергии по сравнению с разрешением для других вариантов πN -пар. Большая ширина энергетических распределений для случаев $(\pi^- p)$ и $\pi^+ n$ -пар связана, повидимому, с тем, что пробеги π^- и π^+ -мезонов с $E(\pi) \approx 300$ МэВ оказываются больше размеров NaI кристаллов. Пробег $R(300 \text{ МэВ } \pi\text{-мезонов}) \simeq 55 \text{ см (Na I)}$ в то время как длина Na I-кристаллов в СВ всего $\Delta x = 41 \text{ см}$.

Ф. Заключение

Проведенное выше рассмотрение различных методов измерения энергии частиц в исследованиях эта(η)-мезонных ядер с использованием регистрации (πN) -пар позволяет сделать следующие выводы:

- для пучков γ -квантов и методики определения энергии частиц по времени пролета предпочтительно реализовать измерение $(\pi^+ n)$ -пары и это было осуществлено в работе [2] (ФИАН - Троицк).
- для меченых пучков γ -квантов и для калориметрического метода измерения энергии частиц предпочтительно регистрировать $(\pi^0 p)$ -события и это осуществлено в Майнце, на МАМИ-С [6].
- для р-, d-пучков при проведении измерений на внутреннем пучке в условиях, когда толщина мишени всего $\sim 10 \mu k$ и при использовании методики определения энергии частиц по времени пролета, предпочтительным является регистрация $(\pi^- p)$ -пар и это осуществляется в эксперименте на нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ (Дубна) [7].

Оценки показывают, что во всех этих методиках точность определения суммарной энергии (πN) -пары практически одинакова и составляет $\sim 10\%$ (или $\sim 40 \text{ МэВ}$).

Авторы выражают благодарность А.И.Львову и А.И.Лебедеву за многочисленные обсуждения ряда затронутых в статье вопросов, а также Л.И. Горячевой за помощь в оформлении текста статьи.

Ссылки

- [1] G.A. Sokol, V.A. Tryasuchev Sov. Physics - Lebedev Institute Report № 4, 23 (1991)
- [2] G.A. Sokol et al. Fizika B (Zagreb) № 8, 81 (1999)
- [3] Г.А.Сокол и др. Письма в ЭЧАЯ N 5(102),71 (2000)
- [4] A.M. Green, S. Wycech Phys.Rev. C 55, R 2167 (1997)
- [5] B. Krushe arXiv: nucl-ex/0304008 v. 1 Apr. (2003)
- [6] M. Pfeiffer et al. arXiv: nucl-ex/0312011 v.1 Dec. (2003)
- [7] M.Kh. Anikina et al. arXiv: nucl-ex/0412036 Dec (2004)
- [8] R.S. Hayano, S. Hirenzaki, A. Gillitser, arXiv: nucl-th/9806012
- [9] T. Mersmann et al. arXiv: nucl-ex/0701072 v.1 29 Jan. 2007

Рис. 1. Двухмерные распределения по суммарной кинетической энергии $E_{\Sigma}(E_{\pi} + E_n)$ (π^+n)-пары и кинетической энергии E_{π^+} π^+ -мезона для двух энергий $E_{\gamma max}$ конца спектра тормозного излучения 850 и 650 МэВ.

Рис. 2. Экспериментальное распределение по суммарной энергии $E_{\Sigma}(E_{\pi^+} + E_n)$ (π^+n)-пары от распада $S_{11}(1535)$ резонанса внутри эта-ядра, $S^*(1535) \rightarrow \pi^+ + n$, в сравнении с аналогичным распределением для распада свободного $S_{11}(1535)$ -резонанса.

Рис. 3. Схема образования эта(η)-мезонного ядра в γA -реакции, его эволюция и распад по ($N N$) и (πN)-каналам.

Рис. 4. Схема экспериментальной установки для проведения исследований эта(η)-мезонных ядер на тормозном γ -пучке синхротрона ФИАН (г. Троицк).

Рис. 5. Схема экспериментальной установки для поиска и исследования эта(η)-ядер в рА- и dА-реакции на внутреннем пучке нуклотрона ЛВЭ ОИЯИ (г. Дубна).

Рис. 6. Схема экспериментальной установки для исследования эта(η)-ядер на пучке меченых γ -квантов МАМІ-С (г. Майнц).

Рис. 7. Результаты моделирования ионизационных потерь ($\pi^0 n$), ($\pi^0 p$), ($\pi^- p$), ($\pi^+ n$) пар (от распада $S_{11}(1535) \rightarrow \pi N$) калориметрической установкой типа Crystall Ball.