

**Российская академия наук
Физический институт имени П.Н. ЛЕБЕДЕВА**

Препринт Г.А. СОКОЛ

**ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ СВЯЗАННОГО
СОСТОЯНИЯ η – МЕЗОНА С NN- СИСТЕМОЙ
В ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СТАДИИ РЕАКЦИИ
ФОТОРОЖДЕНИЯ π - МЕZOHOV НА
ДЕЙТРОНЕ ПРИ ЭНЕРГИЯХ $E(\gamma)$ В ОБЛАСТИ
ОБРАЗОВАНИЯ S11(1535) - РЕЗОНАНСА**

В печать, в свет.

**Зам. директора ФИАН
докт.физ.мат.наук.**

А.А. Гиппиус

Москва - 2008

Об идентификации связанного состояния η -мезона с NN – системой в промежуточной стадии реакции фоторождения π -мезонов на дейтроне при энергиях E_γ в области образования $S_{11}(1535)$ резонанса

Г.А. Сокол

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
e-mail : gsokol@venus.lpi.troitsk.ru

Аннотация

Рассматривается процесс фоторождения π -мезонов на дейтроне в области энергий $E_\gamma \downarrow 700$ МэВ. Отмечено, что в двухступенчатом процессе фоторождения возникает связанное состояние η - мезона с NN-системой, ηNN , в промежуточной стадии процесса: $\gamma + D \rightarrow S_{11} N \rightarrow \eta NN \rightarrow S_{11} N \rightarrow \pi NN$ (πD). Даны рекомендации для идентификации таких связанных (ηNN) состояний.

Identification of the bound η -meson-NN state in the intermediate stage of the π - meson photoproduction on a deuteron in the region of the $S_{11}(1535)$ resonance

G.A. Sokol

Lebedev Physical Institute , Russian Academy of Sciences
e-mail: gsokol@venus.lpi.troitsk.ru

Abstract.

▲- mesons photoproduction on deuterons in the energy region $E_\gamma > 700$ MeV is considered. In the process of the π - meson photoproduction $\gamma + D \rightarrow S_{11} N \rightarrow \eta NN \rightarrow S_{11} N \rightarrow \pi NN$ (πD), the ηNN state is considered as a bound ηNN system formed in the intermediate stage of the reaction. Recommendations for the identification of there bound ηNN - states are made.

Рассматривается возможность идентификации связанного состояния η -мезона с NN системой, ηNN , для процесса фоторождения π - мезонов на простейшем ядре - дейтроне.

1. Два сценария процесса фоторождения π – мезонов на дейтроне.

Фоторождение π -мезонов на дейтроне в области энергий $E_\gamma > 700$ МэВ может осуществляться по двум сценариям:

а) через одноступенчатый процесс, когда происходит образование $S_{11}(1535)$ резонанса на одном из нуклонов дейтрона, $\rightarrow \zeta \cdot S_{11}$, с последующим его распадом по каналу $S_{11} \rightarrow \pi N$



б) в результате двухступенчатого процесса, когда образующийся S_{11} -резонанс, распадается не на πN , а на $\uparrow \zeta_1$ -пару (вероятность распада $S_{11}(1535)$ резонанса по каналам πN и ηN примерно одинакова и составляет $\sim 50\%$), и обе частицы остаются в ядре (дейтроне), которое движется с импульсом $[p_\rightarrow]$. Затем возникает второй S_{11} -резонанс, в результате взаимодействия возникшего в дейтроне \uparrow -мезона со вторым нуклоном ζ_2 . Если возникший второй $S_{11}(1535)$ резонанс распадается на $\blacktriangle N$ -пару, то в конечном состоянии возникает такая же ($\blacktriangle \zeta \zeta$) комбинация частиц или (πD) - состояние, как и в одноступенчатом процессе:



В отличие от одноступенчатого процесса в двухступенчатом процессе в промежуточной стадии возникает новое состояние: ($\uparrow NN$) т.е. возникает состояние, содержащее η -мезон. Это состояние можно рассматривать как связанное состояние η -мезона с NN-системой **в промежуточной стадии процесса фоторождения \blacktriangle -мезонов на дейтроне.**

В одноступенчатом процессе \uparrow -мезон в промежуточной стадии отсутствует и в этом основное качественное отличие одноступенчатого процесса фоторождения π - мезонов на дейтроне от двухступенчатого.

2. Графическое представление процесса фоторождения

Одноступенчатый процесс фоторождения π - мезонов на дейтроне можно графически представить в следующем виде:

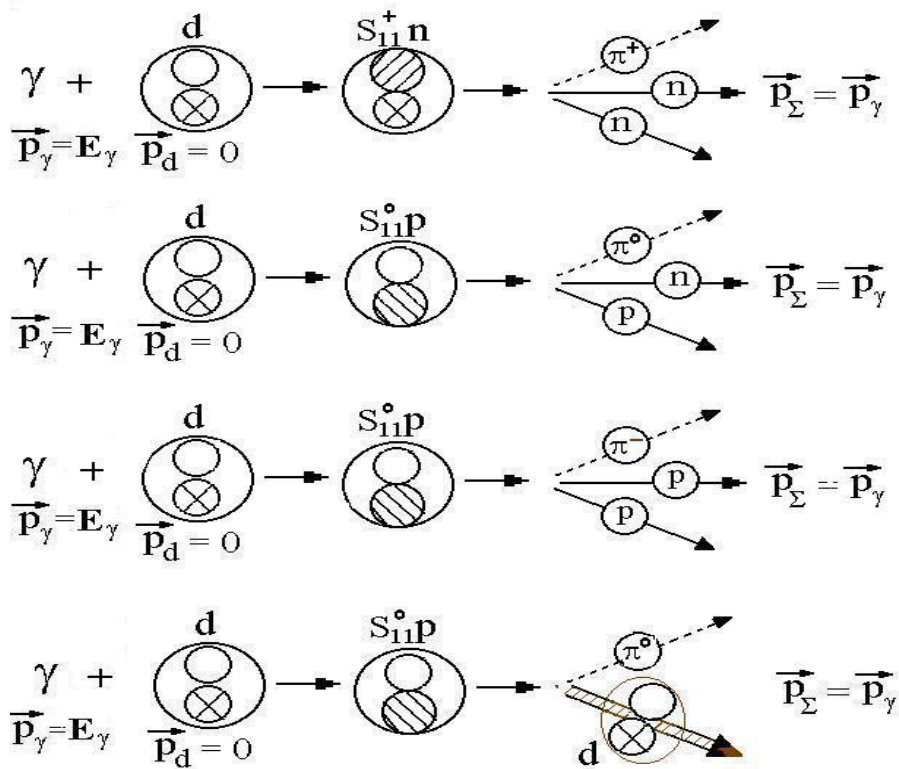
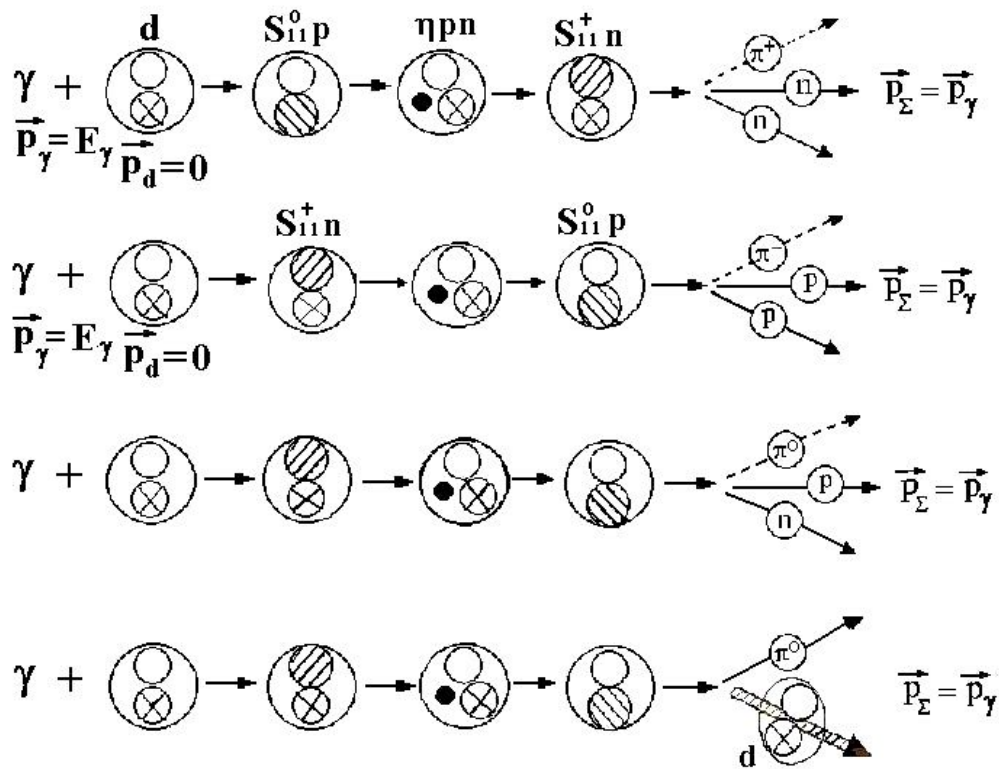


Рис. 1. Схематическое представление одноступенчатого процесса фоторождения π -мезонов на дейтроне. 4-я строка соответствует когерентному процессу фоторождения π^0 -мезона. Обозначения : O - протон, \emptyset - нейтрон, \odot -S11(1535) – нуклонный резонанс.

На рис. 1 показаны все возможные комбинации частиц в конечном состоянии процесса: ($\blacktriangle^+ pn$), ($\pi^0 pn$), ($\pi^- pp$) и ($\pi^0 d$). Кинематика их разлета здесь пока не показана.

Заметим, что когерентный процесс может возникнуть только при рождении \blacktriangle^0 -мезона, поскольку комбинации (n n) или (p p), возникающие в других случаях, не имеют связанного состояния. Начальный импульс \vec{p}_{γ} сохраняется для конечного состояния $\vec{p}_{\Sigma} = \vec{p}_{\gamma}$.

Графическое представление двухступенчатого процесса фоторождения π -мезонов на дейтроне имеет вид :



[--- ηD---

[----ядерный резонатор---

Рис. 2. Схематическое представление двухступенчатого процесса фоторождения π -мезонов на дейтроне. 4-я строка соответствует когерентному процессу фоторождения. • - обозначение для η -мезона.

Остальные обозначения такие же, как на рис. 1.

На рис. 2, как и на рис. 1, представлены все возможные комбинации частиц в конечном состоянии процесса. О кинематике разлета частиц будет сказано в дальнейшем.

Во всех 4-х вариантах двухступенчатого процесса в промежуточной стадии возникает одна и та же система частиц ($\uparrow pn$), которая находится в связанном состоянии. Такая система может быть названа эта-мезонным ядром дейтерия, $\uparrow D$, возникающим в промежуточной стадии процесса фоторождения \blacktriangle -мезона на дейтроне.

$$\gamma + D \rightarrow \uparrow D \rightarrow \pi^0 D \quad (\pi^+ pn \text{ или } \pi^- pp \text{ или } \pi^0 pn)$$

Концепция одно- и двух-ступенчатого процесса развита в работе V. Пиев'ой и др. [2].

3. Диаграммное представление процесса фоторождения

Представленные выше графические изображения процессов можно записать в диаграммном виде:

а) для одноступенчатого процесса:

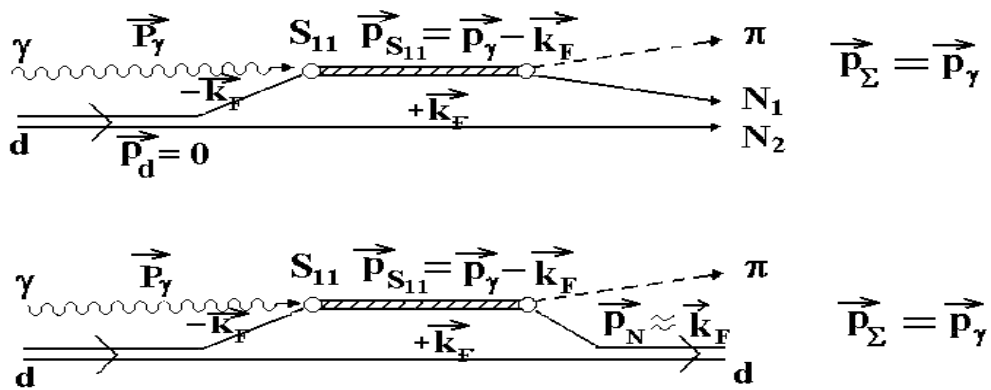


Рис.3. Диаграммное представление одноступенчатого процесса рождения π - мезона на дейтроне, идущего через образование и распад $S_{11}(1535)$ -резонанса, $S_{11} \rightarrow \pi N$, возникающего на одном из нуклонов дейтрона.

Вторая диаграмма соответствует когерентному процессу фоторождения π^0 - мезонов на дейтроне.

б) для двухступенчатого процесса:

→

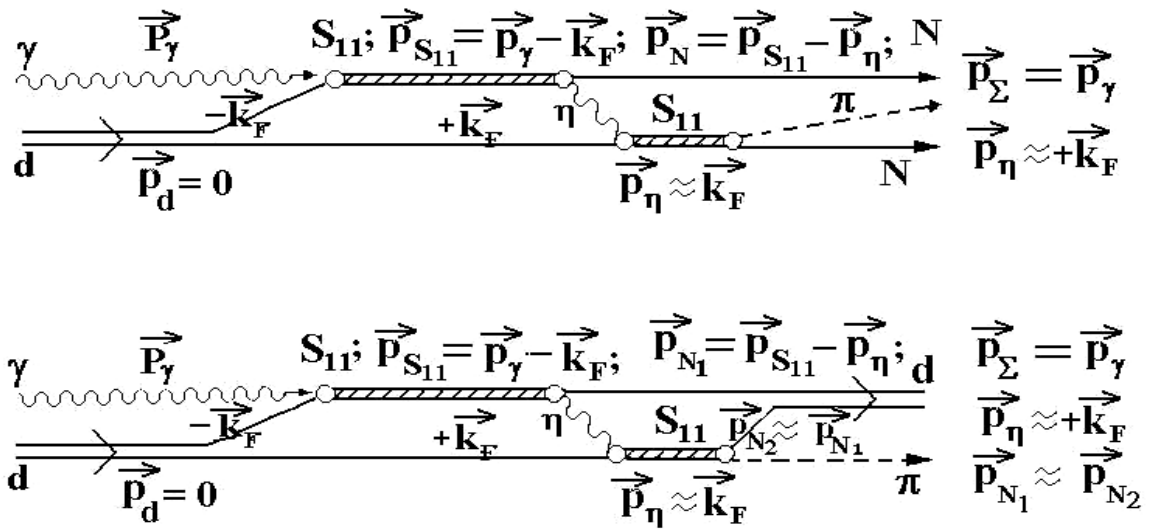


Рис. 4. Диаграммное представление двухступенчатого процесса фоторождения π -мезона на дейтроне, идущего через образование двух последовательно возникающих $S_{11}(1535)$ резонансов сначала на одном, а затем на втором нуклоне дейтрона.

Здесь также вторая диаграмма описывает когерентный процесс фоторождения π - мезонов на дейтроне.

4. Оценка значения ферми-импульса в дейтроне

При записи диаграмм (рис.3 и рис.4) учитывается ферми –импульс нуклона в дейтроне. Предполагается, что в дейтроне реализуются значения ферми-импульсов примерно в 2 раза меньшие, чем в более тяжелых ядрах Это следует из сравнения величины размытия порога фоторождения \uparrow -мезонов на p , d и других ядрах (рис.5 , из [3]), которое связано со значением ферми-импульса нуклонов в ядре. Сдвиг влево порога фоторождения для дейтрона примерно в 2 раза меньший, чем для других ядер. Поэтому для дейтрона значение максимального ферми - импульса можно принять равным $[k_f]_{\max} \approx 200$ МэВ/с и максимальная энергия ферми $E_{\Phi_{\max}} \approx 25$ МэВ.

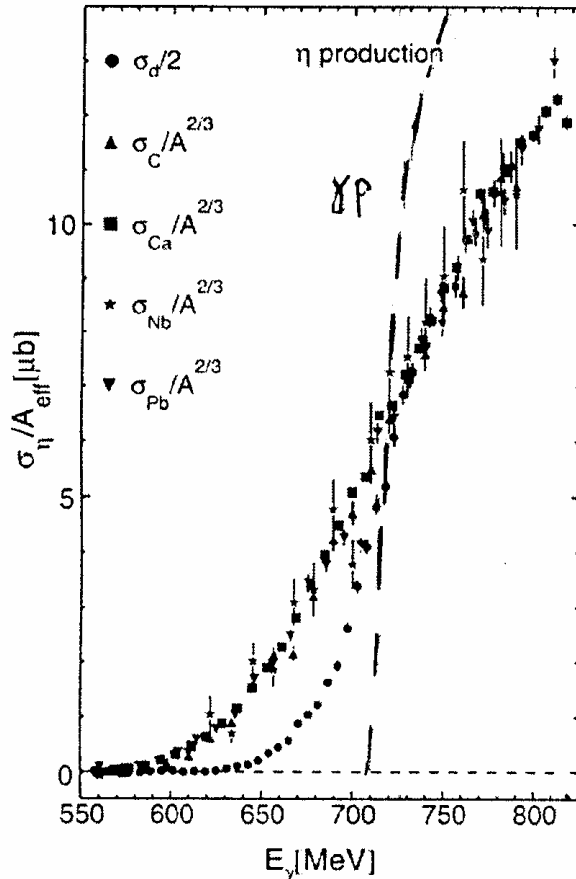


Рис.5. Зависимость полного сечения фоторождения η -мезонов на ядрах от энергии γ -квантов (из [3]).

Если принять значение среднего импульса-ферми для дейтрона равным $\langle k_{f_n} \rangle = 100$ МэВ/с, то средний импульс первого $S_{11}(1535)$ резонанса будет равен:

$$\langle p(S_{11}) \rangle = [p_\gamma] + \langle k_{f_n} \rangle$$

и при $[p_\gamma] = 700$ МэВ/с получим: $\langle p(S_{11}) \rangle = (800 + 600)$ МэВ/с.

5. Кинематические характеристики частиц, возникающих в процессе фоторождения π -мезонов на дейтроне

Количественные оценки импульсов и энергий, возникающих в конечном состоянии частиц, довольно просто можно получить для когерентных процессов, когда в конечном состоянии возникает дейтрон, т.е. имеем 2 частицы (π -мезон и дейтрон) в конечном состоянии как в одноступенчатом, так и в двухступенчатом процессе.

а) одноступенчатый когерентный процесс характерен тем, что кинетическая энергия дейтрона в нем мала, и составляет, по порядку величины, ~ 2 импульса - ферми (каждый из нуклонов дейтрона имеет импульс, равный $\langle p_n \rangle = \langle k f_n \rangle$), т.е. $\langle p_d \rangle = p(2k f_n)$.

Средний импульс дейтрона в конечном состоянии когерентного одноступенчатого процесса будет равен: $\langle \vec{p}_d \rangle = 200 \text{ МэВ/с}$. Средняя кинетическая энергия такого дейтрона равна:

$$\langle T_d \rangle = \langle p_d \rangle^2 / 2 m_d = 200 \cdot 200 / 2 \cdot 1880 = 12 \text{ МэВ.}$$

Для когерентного процесса справедлива кинематика разлета 2-х частиц, сильно различающихся по массе (см. рис.6).

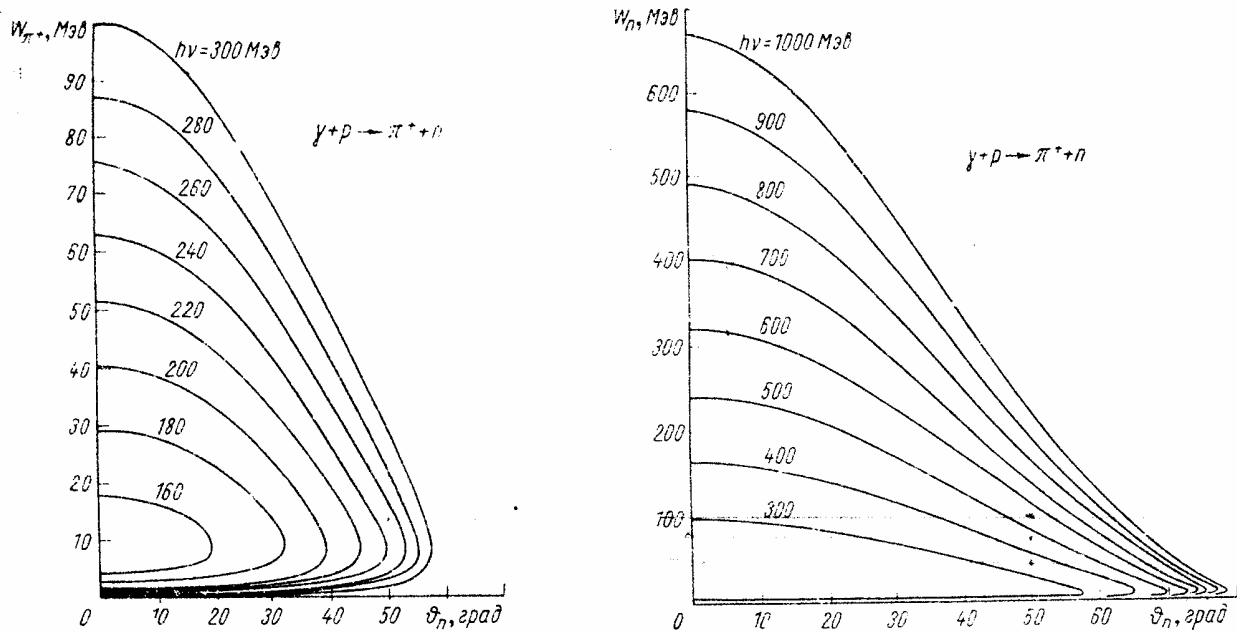


Рис.6. Кинематика разлета частиц в бинарной реакции при сильном различии в массах возникающих частиц (p и π- мезон) (из [6])

В лабораторной системе дейтрон, как значительно более тяжелая частица из двух частиц в конечном состоянии (дейтрон и π- мезон) и обладающая малым импульсом (200 МэВ/с), может вылетать в широком диапазоне углов, в пределах значений углов $\vartheta_d \in (50 - 70)^\circ$ при среднем угле $\langle \vartheta_d \rangle = 60$ градусов. π- мезон будет обладать при этом импульсом $\langle \vec{p}_\pi \rangle = \vec{p}_d - \langle \vec{p}_d \rangle$. После проведения элементарных подсчетов (см .Приложение А) получаем, что в одноступенчатом когерентном процессе фоторождения π- мезона на дейтроне реализуются следующие значения средних энергий и средних углов вылета π мезона и дейтрона при энергии падающего γ- кванта $E_\gamma = 700 \text{ МэВ}$:

для дейтрона $\langle T_d \rangle = 12 \text{ МэВ}$ и угол вылета $\langle \theta_d \rangle = [50-70]^\circ$,

для мезона $\langle T_\pi \rangle = 548 \text{ МэВ}$ и угол вылета $\langle \theta_\pi \rangle = 27^\circ$

б) Двухступенчатый процесс характерен тем, что кинетическая энергия дейтрона в конечном состоянии большая, т. к. складывается из 2-х импульсов нуклонов, каждый из которых составляет значительную часть импульса падающего γ -кванта (см. диаграмму процесса). Импульс второго нуклона \vec{p}_{n2} должен быть сравним с \vec{p}_{n1} (чтобы дейтрон “собрался”).

Проводя подобные случаю А) кинематические подсчеты (см. Приложение В), получаем, что в двухступенчатом когерентном процессе дейтрон вылетает под малым углом \Rightarrow вперед \Leftarrow . Средние кинетические энергии и углы вылета частиц в этом случае равны следующим значениям :

для дейтрона $\langle T_d \rangle = 270 \text{ МэВ}$ $\langle \theta_d \rangle = (0 \div 10)^\circ$

для мезона $\langle T_\pi \rangle = 290 \text{ МэВ}$ $\langle \theta_\pi \rangle = 138^\circ$, т.е. мезон вылетает в заднюю полусферу

Таким образом, фоторождение Δ^0 -мезона в двухступенчатом когерентном процессе на дейтроне резко отличается по кинематическим характеристикам образующихся частиц (дейтрона и Δ^0 -мезона) от процесса фоторождения в когерентном одноступенчатом процессе.

6. Кинематика когерентных процессов

Графически эти 2 процесса можно представить следующим образом :

а) одноступенчатый процесс:

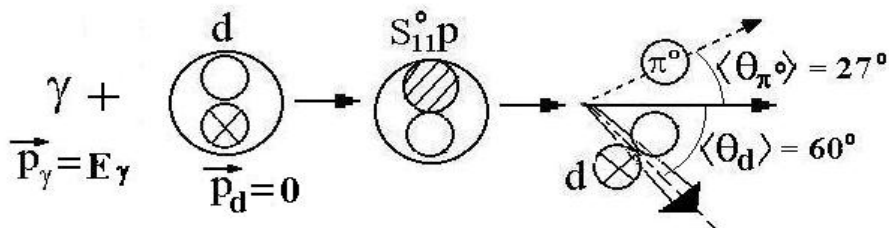


Рис 7. Кинематика разлета частиц в одноступенчатом когерентном процессе фоторождения Δ^0 -мезона на дейтроне.

б) двухступенчатый процесс:

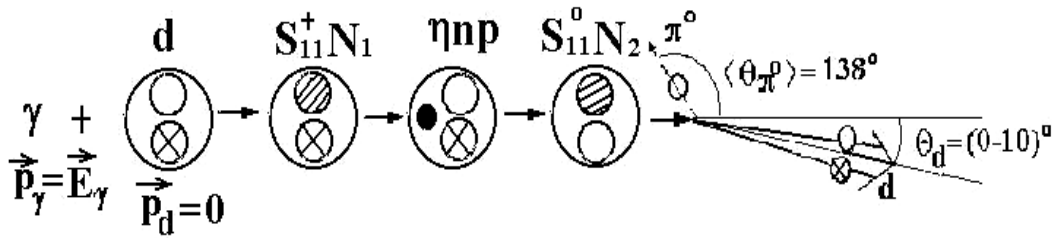


Рис. 8. Кинематика разлета частиц в двухступенчатом когерентном процессе фоторождения π^0 -мезона на дейтроне, в промежуточной стадии которого возникает связанная система ($\uparrow pn$).

Для некогерентных двухступенчатых процессов в конечном состоянии реакции возникает 3 частицы. В этом случае нет однозначного варианта разлета возникающих частиц. Однако, из всего многообразия вариантов разлета можно выделить характерный случай, когда возникает лидирующая частица, вылетающая под малыми углами “вперед”.

В этом случае кинематику разлета частиц в некогерентном процессе рождения π^0 -мезона на дейтроне в двухступенчатом процессе можно сопоставить с кинематикой разлета частиц в случае возникновения эта-ядра для исходных ядер с $A > 11$.

7. Фоторождение эта(η)-мезонных ядер для $A = 2$ и $A > 2$

Впервые процесс фоторождения эта (η)- ядер был рассчитан Лебедевым и Трясучевым [1].

В работе [1] фоторождение эта (η)- ядер происходит в результате образования и распада $S_{11}(1535)$ резонанса на одном из нуклонов ядра-мишени ($\rightarrow + N \cdot S_{11}(1535) \cdot \uparrow + N$) и сопровождается вылетом возникшего нуклона из ядра:

$$\rightarrow + A \cdot [S_{11} + (A - 1)] \cdot [\uparrow + N + (A - 1)] \cdot N + \eta(A - 1)$$

Вылетающий нуклон N уносит практически весь импульс падающего γ -кванта, т.е. вылетает “вперед”. Только в этом случае η -мезон будет иметь малую кинетическую энергию и остается в ядре, обеспечивая возникновение эта(η)-ядра. Кроме того, возникающее эта(η)-ядро, $\uparrow(A-1)$, будет иметь малый суммарный импульс, т.е. находиться практически в покое.

В случае же рассмотренного выше процесса фоторождения π -мезона на дейтроне, нуклон N , в случае распада S_{11} -резонанса на $\uparrow N$ пару: $S_{11} \cdot \uparrow + N$, из

ядра дейтрона не вылетает и вся система движется с импульсом \vec{p}_γ налетающего фотона. Следует отметить, что с увеличением A вероятность сохранения ядра как целого уменьшается и определяется формфактором ядра $F(g,A)$. Для малонуклонных систем с $A = 2, 3, 4$ (^2H , ^3H , ^4H и ^4He) вероятность сохранения ядра как целого зависит от энергии связи $E(\text{св},A)$ нуклона в ядре. По этому параметру ядро ^4He , для которого $E(\text{св.}) = 20$ МэВ, может оказаться наиболее перспективным ядром для обнаружения связанного состояния η -мезона с ядром, т.е. для обнаружения $\eta(A)$ -мезонного ядра среди легких ядер.

Образование $\eta(A)$ -ядра при взаимодействии гамма-квантов с ядром A происходит также в двухступенчатом процессе. В первом акте возникает $S_{11}(1535)$ -резонанс, распадающийся на ηN -пару: $\gamma + N \rightarrow S_{11} \rightarrow \eta + N$. Если нуклон N вылетает \rightarrow вперед \leftarrow и уносит практически весь импульс $[\vec{p}_\gamma]$, то η -мезон остается в ядре и $(A-1)$ ядро оказывается с малой кинетической энергией и находится, практически, в покоем состоянии.

Далее, в результате взаимодействия η -мезона с ядерным нуклоном ядра $(A-1)$, возникает 2-ой S_{11} -резонанс, который распадается на πN -пару: $\eta + N \rightarrow S_{11}(1535) \rightarrow \pi + N$

Этот распад будет характеризоваться следующими значениями энергий и угла разлета:

$$\langle \theta_{\Delta_c} \rangle = 180^\circ, \quad \langle T_{\Delta_c} \rangle = 300 \text{ МэВ}, \quad \langle T_N \rangle = 100 \text{ МэВ}.$$

Это и было зафиксировано в нашей поисковой работе [4], явившейся первой экспериментальной работой, в которой были обнаружены $\eta(A)$ -мезонные ядра, $\eta(A-1)$, для ядра-мишени ^{12}C .

8. $S_{11}(1535)$ – резонанс - это $\eta(A)$ – мезонное ядро с $A = 1$?

Практически то же самое происходит в случае образования π -мезона в двухступенчатом некогерентном процессе на дейтроне. Если в первом акте образования S_{11} -резонанса вылет нуклона происходит под малым углом \rightarrow вперед \leftarrow , то нуклон уносит практически весь импульс налетающего фотона $[\vec{p}_\gamma]$. Возникший при этом распаде η -мезон имеет малую энергию и оказывается рядом со вторым нуклоном N_2 ядра-дейтрона.

Затем в результате реакции $\eta + N_2 \rightarrow S_{11} \rightarrow \pi + N$ возникает πN -пара, которая распадается с такими же характеристиками, как в случае распада S_{11} -резонанса при образовании $\eta(A)$ -мезонного $\eta(A-1)$ -ядра.

Такой процесс может быть интерпретирован как процесс образования связанного ηN -состояния, т.е. S_{11} -резонанса, или как образование $\eta(A)$ -мезонного ядра с $A = 1$.

На рис.9 представлена кварковая структура S_{11} -резонанса, возникающая при взаимодействии η -мезона с протоном.

На рис.10 представлена спиновая структура кварков для нуклона N, Δ_{33} и S_{11} резонансов.

На рис.11. представлена схема образования эта(η)- мезонного ядра ${}^{\uparrow}D$.

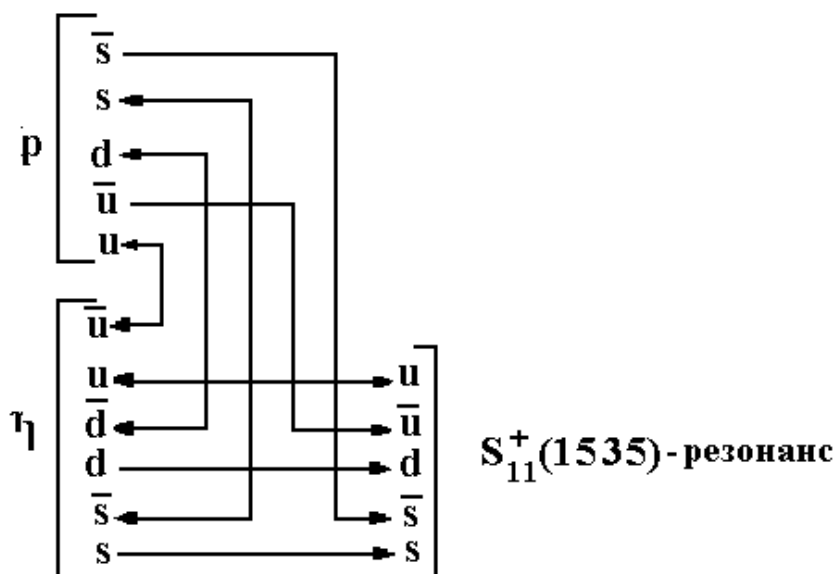


Рис.9. Кварковая структура S_{11} -резонанса, возникающего в $\eta p \rightarrow S_{11}$ -реакции

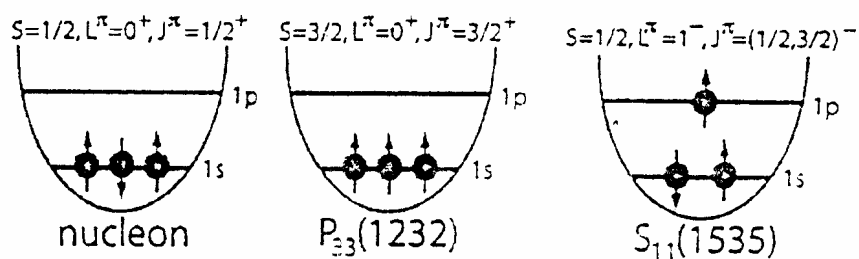


Рис. 10. Спиновая кварковая структура для нуклона N, Δ_{33} и $S_{11}(1535)$ нуклонных резонансов (из [3])

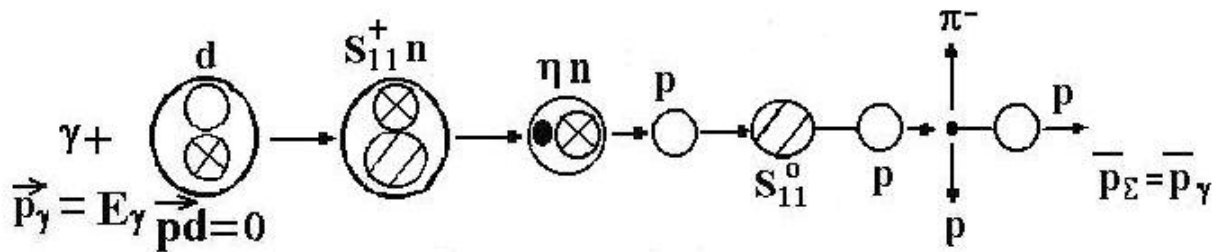


Рис.11. Схематическое представление образования эта(η) мезонного ядра, $\uparrow D$, и его распад с вылетом протона \rightarrow вперед \rightarrow и разлетом (π^-, p) -пары под $\langle \theta_{pn} \rangle = 180^\circ$

На рис.11. представлен случай распада образующегося S_{11} -резонанса, когда (πN) -пара разлетается в плоскости, перпендикулярной к падающему γ -кванту. В общем случае возможны любые направления разлета (πN) -пары, т.е. существует 4π -симметрия по углам разлета θ и ϕ , но всегда сохраняется угловая корреляция, при которой угол разлета $\langle \theta_{\pi N} \rangle$ равен 180°

9. Эта(η) – мезонное ядро как “ядерный резонатор”

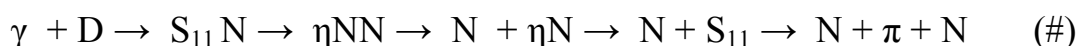
Здесь представлен случай образования так называемого “ядерного резонанса” (по терминологии В.И.Ритуса [5]) в предельном случае $A=2$.

При образовании эта (η)- ядра, $\eta(A-1)$, в фоторождении при достаточно больших значениях A ядра-мишени в образовавшемся эта(η)–ядре возможны переходы $\eta N \rightarrow S_{11} \rightarrow \eta N$ и такое эта- ядро, как заметил Ритус, можно рассматривать в качестве “ядерного резонатора” с уровнями ηN и S_{11} . Правда, такой ядерный резонатор будет обладать плохой добротностью, т.к. после 3-5 переходов-колебаний произойдет распад $S_{11} \rightarrow \pi N$ и резонатор прекратит свое существование. В принципе можно рассматривать этот процесс для исходного ядра-мишени $A=1$, т.е. для реакции $\gamma + N \rightarrow (S_{11} \rightarrow \eta N \rightarrow S_{11}) \rightarrow \pi N$, но такой процесс обладает очень малой вероятностью.

10. Формирование эта(η)-мезонного ядра для $A=2$ как основа для формирования эта(η)–мезонного ядра для любых значений $A > 2$

Процесс образования эта-ядра на ядре (A-1), отличается от случая образования эта-ядра на дейтроне тем, что в первом случае η -мезон находится в потенциальной яме $U_{\uparrow\downarrow}$, которая в (A-1) раз шире потенциальной ямы, образованной дейтроном. Кроме того, вероятность образования второго $S_{11}(1535)$ -резонанса в нем в (A-1) раз больше.

Рассмотрим более детально схему образования эта(η)-мезонного , ядра $\uparrow(A-1)$, в фотореакции. Можно записать следующие реакции образования η -ядра для ядра-мишени A и для ядра-мишени A = 2 (дейтрон):



В любом ядре A реакция идет по схеме (#). Часть ядра, (A-2), в реакции непосредственно не участвует, а только присутствует во всех стадиях процесса, создавая более широкое ядерное поле. Каждый случай возникновения эта(η)-мезонного ядра при взаимодействии γ -кванта с ядром A можно рассматривать как возникновение эта(η) ядра на части ядра A—конкретно на двухнуклонной NN-системе в ядре A. Следует отметить, что с увеличением A вероятность возникновения второго S_{11} - резонанса увеличивается пропорционально (A-2) и, повидимому, только в этом смысле существует различие в вероятности процессов образования эта-ядра с A=2 и A > 2.

11. Рекомендации по идентификации ηNN - состояния

Можно сформулировать следующие рекомендации для поиска связанных состояний η - мезона с нуклонами, ηNN , (или ядром, ηD ,) в промежуточном состоянии двухступенчатой реакции фоторождения π -мезона на дейтроне:

а) в случае когерентного фоторождения π^0 -мезонов на дейтроне связанное состояние ηNN системы в промежуточной стадии реакции возможно наблюдать при вылете дейтрона \rightarrow вперед \rightarrow (под углом 0-10 градусов) и вылете π^0 -мезона под углом $\langle \theta_{\uparrow} \rangle = 140$ градусов. Угол разлета $\langle \theta_{\pi N} \rangle$ равен $\sim 150^0$, а не 180^0 и это связано с тем, что ядро $\uparrow D$ движется.

б) в случае некогерентного двухступенчатого процесса связанное состояние ηNN - системы может быть идентифицировано, когда осуществляется вылет нуклона N1 под малым углом “вперед” (например вылет протона) и πN - пары (например $\pi^{\bar{K}}$ мезона и протона) разлетающейся под $\langle \theta_{\pi N} \rangle = 180^0$, т.е. при образовании ($p\bar{\pi}p$) частиц в конечном состоянии.

Приложение А.

Для когерентного фоторождения π^0 -мезона на дейтроне в одноступенчатом процессе с учетом возможных углов вылета \blacktriangle -мезона $\blacktriangledown_{\blacktriangle}$ имеем:

$$\langle p_{\gamma} \rangle \cos \blacktriangledown_{\blacktriangle} = \bar{p}_{\pi} - \langle \bar{p}_d \rangle \llcorner \cos \blacktriangledown_d = \bar{p}_{\pi} - 0,5 \langle \bar{p}_d \rangle = 700 - 0,5 \cdot 200 = 600 \text{ МэВ/с.}$$

Импульс \blacktriangle^0 -мезона ограничен сверху соотношением по энергии:

$$E_{\rightarrow} + m_d = \langle T_{\blacktriangle} \rangle + m_{\blacktriangle} + \langle T_d \rangle + m_d$$

откуда следует: $\langle T_{\blacktriangle} \rangle = E_{\rightarrow} - m_{\blacktriangle} - \langle T_d \rangle$

Для рассматриваемого случая когерентного процесса

$$\langle T_{\blacktriangle} \rangle = 700 - 140 - 12 = 548 \text{ МэВ.}$$

Из соотношения $\langle E_{\blacktriangle} \rangle = \langle T_{\blacktriangle} \rangle + m_{\pi}$, получаем: $\langle E_{\blacktriangle} \rangle = 688 \text{ МэВ}$, а из соотношения

$\langle \bar{p}_{\pi} \rangle = \langle E_{\pi}^2 \rangle - m_{(\blacktriangle)2}^{1/2}$ получаем $\langle p_{\blacktriangle} \rangle = 674 \text{ МэВ/с}$ и отсюда значение для угла вылета:

$$\cos \langle \blacktriangledown_{\blacktriangle} \rangle = 600/674 = 0,890, \text{ и } \langle \blacktriangledown_{\blacktriangle} \rangle = 27^{\circ}.$$

Приложение В.

В случае двухступенчатого когерентного процесса фоторождения π^0 -мезона на дейтроне имеем:

$$\langle \bar{p}_D \rangle = \langle \bar{p}_{\pi_1} \rangle + \langle \bar{p}_{\pi_2} \rangle = 2 (\bar{p}_{\pi} - 2 \cdot \langle \vec{k}_f \rangle) = 2 (700 - 2 \cdot 100) = 1000 \text{ МэВ/с}$$

При таком импульсе кинетическая энергия дейтрона равна

$$\langle T_d \rangle = \langle p_d \rangle^2 / 2m_d = 1000 \llcorner 1000/2 \llcorner 1880 = 270 \text{ МэВ.}$$

Средняя кинетическая энергия \blacktriangle -мезона тогда равна:

$$\langle T_{\blacktriangle} \rangle = E_{\rightarrow} - m_{\blacktriangle} - \langle T_D \rangle = 700 - 140 - 270 = 290 \text{ МэВ}$$

В предположении, что дейтрон вылетает под малым углом \rightarrow вперед \rightarrow и поэтому $\cos \blacktriangledown_D = 1$ можно оценить характеристики \blacktriangle -мезона:

$$\langle P_{\blacktriangle} \rangle \llcorner \cos \langle \blacktriangledown_{\blacktriangle} \rangle = P_{\rightarrow} \llcorner \langle P_D \rangle = 700 \llcorner 1000 = \llcorner 300 \text{ МэВ/с}$$

Из соотношения $\langle E_{\blacktriangle} \rangle = \langle T_{\blacktriangle} \rangle + m_{\blacktriangle}$ получаем среднее значение полной энергии \blacktriangle -мезона:

$$\langle E_{\blacktriangle} \rangle = 290 + 140 = 430 \text{ МэВ}$$

Далее получаем оценку среднего импульса \blacktriangle -мезона:

$$\langle P_{\blacktriangle} \rangle = [(E_{\blacktriangle}^2 \llcorner m_{\blacktriangle}^2)]^{1/2} = 406 \text{ МэВ/с}$$

и отсюда:

$\cos \langle \nabla_{\blacktriangle} \rangle = \bar{r} \ 300/406 = \bar{r} \ 0,739$ т.е. $\langle \nabla_{\blacktriangle} \rangle = 138^0$ т.е. мезон летит
→назад→!

Ссылки

1. V.A. Tryasuchev. J.Phys.G.Nucl.Phys. 17, 1197 (1991)
2. V. Ilieva et al. ArXiv : nucl-ex/0703006 5 Mar (2007)
3. B. Krushe Progress in Particle and Nuclear Physics 55, p.46-70 (2005)
4. G.A.Sokol et al. Fizika B (Zagreb) v.8, N 1 , p. 85-90 (1999)
5. **В.И.** Ритус . частное сообщение
6. А.М. Балдин и др. Кинематика ядерных реакций. Атомиздат,М.(1968)

Благодарности.

Автор выражает глубокую благодарность А.И. Львову, А.И. Лебедеву , Л.Н. Павлюченко и Г.И. Мерзону за полезные обсуждения, а также В.А.Баскову, Е.И. Малиновскому и Л.И. Горячевой за помощь в оформлении текста и рисунков.