СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

Р2 - 4382

О.В.Думбрайс, М.И.Подгорецкий

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИЗОТОПИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ЧАСТИЦ, ОТНОСЯЩИХСЯ К ОДНОМУ ИЗОТОПИЧЕСКОМУ МУЛЬТИПЛЕТУ

1969

P2 - 4382

О.В.Думбрайс, М.И.Подгорецкий

ИЗОТОПИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ЧАСТИЦ, ОТНОСЯЩИХСЯ К ОДНОМУ ИЗОТОПИЧЕСКОМУ МУЛЬТИПЛЕТУ

§1. Введение

В работах /1-5/, касающихся так называемой геометрической проверки изотопической инвариантности, рассматривалось поведение системы двух частиц, являющихся членами одного и того же мультиплета. Если такая система имеет изоспин определенной четности, то из изотопической инвариантности следует симметрия в дифференциальных распределениях этих частиц в их с.ц.и.: при замене любого направления вылета Θ на противоположное направление $\pi-\Theta$ (или, что то же самое, при взаимной замене импульсов частиц в любой системе координат) величина эффективного сечения не изменяется.

В работе /6/ изучались приближенные изотопические соотношения, справедливые в пренебрежении квадратом модуля одной или нескольких амплитуд, но с учетом их интерференции с другими амплитудами.

Настоящая работа посвящена дальнейшему развитию обоих указанных подходов. В частности, идея "геометрической проверки" обобщена на случай, когда изотопический спин системы двух частиц, относящихся к одному изотопическому мультиплету, не имеет определенной четности. При этом дифференциальные сечения для углов Θ и $\pi-\Theta$ будут содержать одинаковые интерференционные члены, которые выпадают при вычитании либо суммировании (см. также /7/).

Опираясь на сказанное, можно прийти к ряду новых изотопических соотношений как в случае сильных взаимодействий, так и для взаимодействий слабых и электромагнитных. Многие из этих соотношений получаются также с помощью метода Шмушкевича (см., например, [8,9]) за счет некоторой его модификации.

§2. Правило $|\Delta T| = \frac{1}{2}$ в слабых взаимодействиях

1. Рассмотрим распад

$$K^0 \to \pi^0 \pi^- \ell^+ \nu_\ell , \tag{1}$$

где ℓ^+ означает позитрон или μ^+-мезон.

Если справедливо правило $|\Delta T| = \frac{1}{2}$, то амплитуда распада (1) равна

$$A_1(\Theta) = \sqrt{\frac{1}{6}}\, f_1, \tag{2}$$

где f_1 - амплитуда перехода в конечное состояние двух π-мезонов с изотопическим спином $T_{\pi^0 \pi^-} = 1$. Поскольку это состояние соответствует нечетному орбитальному моменту, то

$$A_1(\pi - \Theta) = -\sqrt{\frac{1}{6}}\, f_1 . \tag{3}$$

Следовательно,

$$W_1(\Theta) = W_1(\pi - \Theta), \tag{4}$$

т.е. в любой системе отсчета должна быть симметрия по отношению к взаимной замене импульсов $\vec{p}_{\pi^-}$ и $\vec{p}_{\pi^0}$ x). Существенно отметить, что в системе центра инерции π-мезонов наличие симметрии никак

x) Отсюда следует также отсутствие суммарной асимметрии вылета ℓ^+ по отношению к плоскости, определяемой импульсами π-мезонов, поскольку при перестановке $\vec{p}_{\pi^-}$ и $\vec{p}_{\pi^0}$ направление нормали к плоскости меняется на противоположное. Для событий с фиксированными $\vec{p}_{\pi^-}$ и $\vec{p}_{\pi^0}$ асимметрия может иметь место.

не зависит от разности их масс, являясь таким образом "чистым" следствием правила $|\Delta T| = \frac{1}{2}$. Поскольку отклонение от (4) линейно по величине малой амплитуды с $|\Delta T| = \frac{3}{2}$, проверка соотношения (4) является чувствительным методом выявления существования такой амплитуды. В особенности это относится к специальной выборке событий, когда относительный импульс π^0 и π^- -мезонов мал. В этом случае разрешенное P -состояние системы $(\pi^0\pi^-)$ подавлено. Поэтому, даже при малых нарушениях правила $|\Delta T| = \frac{1}{2}$, примесь S -состояния $(T_{\pi^0\pi^-} = 2)$ может быть сравнима с P -состоянием, и отклонение от (4) может быть существенным. Здесь мы сталкиваемся со своеобразным механизмом "усиления" отклонений от изотопических правил отбора (см. также /4/).

Для распадов

$$K^+ \to \pi^+ \pi^- \ell^+ \nu_\ell , \tag{5}$$

$$K^+ \to \pi^0 \pi^0 \ell^+ \nu_\ell \tag{6}$$

в случае справедливости правила $|\Delta T| = \frac{1}{2}$, имеем

$$W_5(\Theta) = \left| -\sqrt{\frac{1}{6}}\, f_0 - \sqrt{\frac{1}{12}}\, f_1 \right|^2 , \tag{7}$$

$$W_5(\pi-\Theta) = \left| -\sqrt{\frac{1}{6}}\, f_0 + \sqrt{\frac{1}{12}}\, f_1 \right|^2 , \tag{8}$$

$$W_6(\Theta) = \frac{1}{6} |f_0|^2 . \tag{9}$$

Из сопоставлений (2), (3), (7), (8) и (9) получаем

$$W_1(\Theta) + W_5(\Theta) + W_5(\pi-\Theta) = 2W_1(\pi-\Theta) + 2W_6(\Theta), \tag{10}$$

$$W_1(\pi-\Theta) + W_5(\Theta) + W_5(\pi-\Theta) = 2W_1(\Theta) + 2W_6(\Theta), \tag{11}$$

$$W_1(\Theta) + W_1(\pi-\Theta) + 4W_6(\Theta) = 2[W_5(\Theta) + W_5(\pi-\Theta)] . \tag{12}$$

Соотношения (10) и (11) переходят друг в друга при замене Θ на $\pi-\Theta$, а соотношение (12) получается сложением (10) и (11).

Для перехода к полным вероятностям проинтегрируем, например, (12) по углу Θ от 0 до $\frac{\pi}{2}$. При этом $W_1(\Theta)$ и $W_1(\pi-\Theta)$ дадут по $\frac{1}{2}W_1$, $W_5(\Theta)$ и $W_5(\pi-\Theta)$ – по $\frac{1}{2}W_5$, а $W_6(\Theta)$ – W_6. В итоге получаем

$$W_1 + 4W_6 = 2W_5 . \tag{13}$$

Отклонение от равенств (4) и (10)-(13) означало бы нарушение правила $|\Delta T| = \frac{1}{2}$ в распаде K_{ℓ_4}. Отметим, что соотношение (13) получено также в работе /10/.

Если в (1) вместо K^0-мезона рассматривать K_2^0-мезон, то в (10)-(13) при выполнении правила $\Delta Q = \Delta S$ вероятности $W_1(\Theta)$, $W_1(\pi-\Theta)$ и W_1 надо вдвое уменьшить, так как амплитуда $<\pi^0\pi^-\ell^+\nu_\ell \mid K_2^0> = \frac{1}{\sqrt{2}}<\pi^0\pi^-\ell^+\nu_\ell \mid K^0>$. Вместо (13) это приводит, например, к соотношению

$$2W_1 + 4W_6 = 2W_5 . \tag{13'}$$

Если имеется примесь амплитуды $\Delta Q \neq \Delta S$, то равенства (10)-(13) остаются в силе, в то время как соотношения типа (13') перестают быть справедливыми.

2. Рассмотрим распад $K \to 3\pi$, пренебрегая нарушением СР-инвариантности.

$$K^+ \to \pi^+ + \pi^- + \pi^+ , \tag{14}$$

$$K^+ \to \pi^0 + \pi^0 + \pi^+ , \tag{15}$$

$$K_2^0 \to \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 , \tag{16}$$

$$K_2^0 \to \pi^0 + \pi^+ + \pi^- . \tag{17}$$

В случае справедливости правила $|\Delta T| = \frac{1}{2}$, полный изотопический спин системы трех π-мезонов может быть равен только единице, поскольку для распадов (16) и (17) состояния с четным значением полного изотопического спина запрещены СР-инвариантностью [x)].

Если фиксировать импульс какого-нибудь из π-мезонов, например, импульс π^0-мезона в распаде (17), то импульсы π^+ и π^--мезонов однозначно определяются углом вылета Θ одного из них в системе их общего центра инерции. Вероятность такого процесса удобно обозначать символом $W_{17}^{\pi^0}(\Theta)$, вероятности остальных сходных процессов – аналогичными символами. Суммарный изотопический спин выделенной в рассматриваемом примере системы $\pi^+\pi^-$ может принимать три значения: $T_{\pi^+\pi^-} = 0, 1$ и 2. Поэтому в распадах (14)-(17), вообще говоря, имеется три изотопических амплитуды f_0, f_1 и f_2, соответствующих величине общего изотопического спина тех двух π-мезонов, которые вылетают в направлениях Θ и $\pi-\Theta$. С помощью указанных амплитуд можно получить выражения для вероятностей распадов:

$$W_{14}^{\pi^+}(\Theta) = \left| \frac{1}{3} f_0 + \sqrt{\frac{1}{12}} f_1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{45}} f_2 \right|^2 , \tag{18}$$

$$W_{14}^{\pi^+}(\pi-\Theta) = \left| \frac{1}{3} f_0 - \sqrt{\frac{1}{12}} f_1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{45}} f_2 \right|^2 , \tag{19}$$

$$W_{14}^{\pi^-}(\Theta) = \frac{1}{5} \left| f_2 \right|^2 , \tag{20}$$

$$W_{15}^{\pi^0}(\Theta) = \left| \sqrt{\frac{1}{12}} f_1 + \sqrt{\frac{1}{20}} f_2 \right|^2 , \tag{21}$$

$$W_{15}^{\pi^0}(\pi-\Theta) = \left| -\sqrt{\frac{1}{12}} f_1 + \sqrt{\frac{1}{20}} f_2 \right|^2 , \tag{22}$$

$$W_{15}^{\pi^+}(\Theta) = \left| -\frac{1}{3} f_0 + \sqrt{\frac{1}{45}} f_2 \right|^2 , \tag{23}$$

[x)] Если суммарный угловой момент системы трех π-мезонов равен нулю, то Р-четность такой системы отрицательна, т.е. для нейтральной системы СР-четность отличается знаком от С-четности. С другой стороны, G-четность системы трех π-мезонов всегда отрицательна. Поскольку $G = C(-1)^T$, то при СР=-1 изотопический спин Т нечетен.

$$W_{16}^{\pi^0}(\Theta) = \left| \frac{1}{3} f_0 + 2\sqrt{\frac{1}{45}} f_2 \right|^2, \tag{24}$$

$$W_{17}^{\pi^0}(\Theta) = \left| -\frac{1}{3} f_0 + \sqrt{\frac{1}{45}} f_2 \right|^2, \tag{25}$$

$$W_{17}^{\pi^0}(\pi-\Theta) = \left| -\frac{1}{3} f_0 + \sqrt{\frac{1}{45}} f_2 \right|^2, \tag{26}$$

$$W_{17}^{\pi^+}(\Theta) = \left| \sqrt{\frac{1}{12}} f_1 + \sqrt{\frac{1}{20}} f_2 \right|^2, \tag{27}$$

$$W_{17}^{\pi^+}(\pi-\Theta) = \left| -\sqrt{\frac{1}{12}} f_1 + \sqrt{\frac{1}{20}} f_2 \right|^2, \tag{28}$$

$$W_{17}^{\pi^-}(\Theta) = \left| -\sqrt{\frac{1}{12}} f_1 + \sqrt{\frac{1}{20}} f_2 \right|^2, \tag{29}$$

$$W_{17}^{\pi^-}(\pi-\Theta) = \left| \sqrt{\frac{1}{12}} f_1 + \sqrt{\frac{1}{20}} f_2 \right|^2. \tag{30}$$

Из равенств (18)-(30), кроме очевидных соотношений типа $W_{17}^{\pi^0}(\Theta) = W_{17}^{\pi^0}(\pi-\Theta)$, которые являются следствием CP-инвариантности, следуют также равенства:

$$W_{15}^{\pi^0}(\Theta) + W_{15}^{\pi^0}(\pi-\Theta) = W_{17}^{\pi^+}(\Theta) + W_{17}^{\pi^+}(\pi-\Theta), \tag{31}$$

$$W_{14}^{\pi^+}(\Theta) + W_{14}^{\pi^+}(\pi-\Theta) + W_{14}^{\pi^-}(\Theta) =$$

$$= W_{15}^{\pi^0}(\Theta) + W_{15}^{\pi^0}(\pi-\Theta) - W_{15}^{\pi^+}(\Theta) + W_{16}^{\pi^0}(\Theta) + 2W_{17}^{\pi^0}(\Theta). \tag{32}$$

В соотношениях (31) и (32) энергия фиксированного π -мезона предполагается заключенной в интервале dE, а направление вылета одного нефиксированного π -мезона - внутри телесного угла $d\Omega$. Случаи, когда два π -мезона имеют одинаковую энергию, не учитываются, так как их число является бесконечно малой величиной второго порядка ($\approx d\Omega\, dE$).

Интегрируя (31) и (32) по полусфере от $\Theta = 0$ до $\Theta = \frac{\pi}{2}$, получим:

$$W_{15}^{\pi^0} = W_{17}^{\pi^+}, \tag{33}$$

$$W_{14}^{\pi^+} + W_{14}^{\pi^-} = W_{15}^{\pi^0} - W_{15}^{\pi^+} + W_{16}^{\pi^0} + W_{17}^{\pi^0}. \tag{34}$$

Соотношения (33) и (34) относятся к событиям, для которых энергия одного из π -мезонов заключена в пределах от E до $E+dE$. Для перехода к полным вероятностям надо проинтегрировать (33) и (34) по энергии фиксированного π -мезона. Поскольку в (14) два π^+ -мезона, в (15) - тоже два π^0 -мезона и в (16) - три π^0 - мезона, интеграция $W_{14}^{\pi^+}$ даст $2W_{14}$, $W_{15}^{\pi^0}$ даст $2W_{15}$, а $W_{16}^{\pi^0}$ перейдет в $3W_{16}$. В итоге приходим к равенствам:

$$2W_{15} = W_{17}, \tag{35}$$

$$W_{14} = W_{15} + W_{16}. \tag{36}$$

Соотношения (35) и (36) были получены ранее в качестве следствия из предположения о полной симметрии конечного состояния трех π -мезонов (см., например, /11/). Доказательство, приведенное выше, свободно от этого предположения.

Если относительный импульс двух нефиксированных π -мезонов мал, то P -волна подавлена, и амплитуда f_1 мала. Это позволяет пренебречь величиной $|f_1|^2$ и получить дополнительные равенства:

$$W_{14}^{\pi^-}(\Theta) = 2[W_{17}^{\pi^+}(\Theta) + W_{17}^{\pi^+}(\pi-\Theta)], \tag{37}$$

$$W_{14}^{\pi^-}(\Theta) = 2[W_{15}^{\pi^0}(\Theta) + W_{15}^{\pi^0}(\pi-\Theta)], \tag{38}$$

$$W_{14}^{\pi^-} = 2W_{17}^{\pi^+}, \tag{39}$$

$$W_{14}^{\pi^-} = 2W_{15}^{\pi^0}. \tag{40}$$

Для распадов $K \to 3\pi$ суммарное энерговыделение настолько мало, что условие подавления P -волны выполнено практически для всех возможных конфигураций конечных частиц. Поэтому соотношения (39) и (40) допускают интеграцию и переходят в соответствующие соотношения для полных вероятностей распада:

$$W_{14} = 2W_{17}\ , \tag{39'}$$

$$W_{14} = 4W_{15}\ . \tag{40'}$$

Легко проверить, что (40') справедливо и при наличии амплитуды с $|\Delta T| = \frac{3}{2}$, но при отсутствии переходов с $|\Delta T| = \frac{5}{2}$.

Равенства (39') и (40') уже известны (см., например, /11/), но они были получены в предположении точной симметрии конечного состояния трех π -мезонов, т.е. - полного отсутствия P -волны. Из приведенных выше соображений видно, что для справедливости (39') и (40') достаточно более слабого требования, сводящегося к подавлению P -волны. Это обстоятельство делает более обоснованной попытку использовать отклонение от (40') для обнаружения малой примеси переходов с $|\Delta T| = \frac{5}{2}$. Следует, однако, заметить, что полный анализ вопроса о возможном существовании амплитуды с $|\Delta T| = \frac{5}{2}$ требует учета влияния разности масс π -мезонов (см. /13/).

Полученные результаты можно выразить несколько иначе. Рассмотрим распад типа (17), в котором импульсы π^0, π^+ и π^- -мезонов равны $\vec{p}_1$, $\vec{p}_2$ и $\vec{p}_3$ соответственно. Такому распаду отвечает некоторая точка на треугольной диаграмме Далица. Всевозможные перестановки импульсов $\vec{p}_1$, $\vec{p}_2$ и $\vec{p}_3$ дают шесть таких точек, расположенных симметрично по отношению к трем высотам треугольника (см. рис. 1). Вероятностям этих конфигураций отвечают выражения (25)-(30). Аналогичные соображения относятся и к диаграммам Далица для распадов (14), (15) и (16).

Построим теперь вокруг каждой из рассматриваемых точек одинаковые небольшие площадки dS. Из сказанного ранее ясно, что соотношения (31), (32), (37) и (38) связывают число распадов типа (14) - (17), отвечающих указанным областям на диаграммах Далица. Что касается соотношений (33), (34), (39) и (40), то они соответствуют полоскам шириной dE, параллельным основаниям треугольника и отстающим от этих оснований на расстояние E.

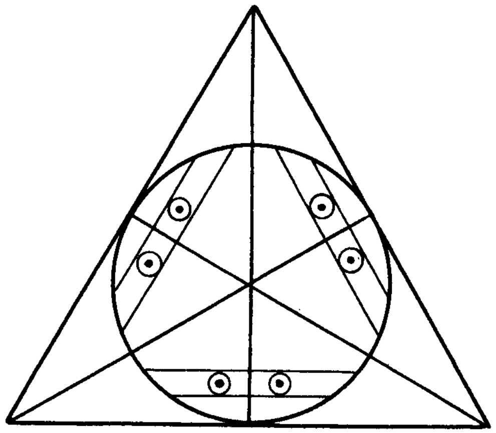

Рис.1

§3. *Правило $\Delta T = 0,1$ в электромагнитных взаимодействиях*

Согласно современным представлениям, для электромагнитных взаимодействий в первом порядке теории возмущений разрешены переходы с $\Delta T = 0,1$ и запрещены с $\Delta T \geq 2$.

1. Рассмотрим процессы

$$\gamma + d \to p + p + \pi^- + \pi^0, \tag{41}$$

$$\gamma + d \to n + n + \pi^+ + \pi^0. \tag{42}$$

Если справедливо правило $\Delta T = 0{,}1$, то сечения этих реакций выражаются следующим образом:

$$\sigma_{41}(\Theta) = \left| -\sqrt{\frac{1}{6}} f_1^0 - \sqrt{\frac{1}{12}} f_1^1 - \sqrt{\frac{1}{20}} f_2^1 \right|^2, \quad (43)$$

$$\sigma_{41}(\pi-\Theta) = \left| \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^0 + \sqrt{\frac{1}{12}} f_1^1 - \sqrt{\frac{1}{20}} f_2^1 \right|^2, \quad (44)$$

$$\sigma_{42}(\Theta) = \left| \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^0 - \sqrt{\frac{1}{12}} f_1^1 + \sqrt{\frac{1}{20}} f_2^1 \right|^2, \quad (45)$$

$$\sigma_{42}(\pi-\Theta) = \left| -\sqrt{\frac{1}{6}} f_1^0 + \sqrt{\frac{1}{12}} f_1^1 + \sqrt{\frac{1}{20}} f_2^1 \right|^2, \quad (46)$$

где f_1^0, f_1^1 – амплитуды перехода в конечное состояние двух π – мезонов с изотопспином $T=1$ и $\Delta T = 0{,}1$ соответственно, а f_2^1 –амплитуда перехода в конечное состояние двух π –мезонов с изотопспином $T=2$ и $\Delta T = 1$.

В общем случае между сечениями реакций (41) и (42) никаких соотношений установить нельзя. Если предположить, что амплитуды f_1^0 и f_1^1 малы по сравнению с амплитудой f_2^1 (подавление P –волны), что может иметь место, например, вблизи порога реакций, то

$$\sigma_{41}(\Theta) + \sigma_{41}(\pi-\Theta) = \sigma_{42}(\Theta) + \sigma_{42}(\pi-\Theta). \quad (47)$$

Для полных сечений, интегрируя (47), получаем:

$$\sigma_{41} = \sigma_{42}. \quad (48)$$

Равенство (48) получено также в работе /12/, но при условии полного отсутствия P –волны; выше показано, что оно сохраняется и при наличии не слишком большой примеси P –волны. Это накладывает менее жесткие требования при экспериментальной проверке правила $\Delta T = 0{,}1$ в реакциях (41) и (42), позволяя не подходить очень близко к порогу; в противном случае пришлось бы учитывать влияние различия масс протонов и нейтронов.

2. Рассмотрим реакции

$$\gamma + d \to d + \pi^+ + \pi^-, \quad (49)$$

$$\gamma + d \to d + \pi^0 + \pi^0. \quad (50)$$

Из правила $\Delta T = 0{,}1$ следует:

$$\sigma_{49}(\Theta) = \left| \sqrt{\frac{1}{3}} f_0 + \sqrt{\frac{1}{6}} f_1 \right|^2, \quad (51)$$

$$\sigma_{49}(\pi-\Theta) = \left| \sqrt{\frac{1}{3}} f_0 - \sqrt{\frac{1}{6}} f_1 \right|^2, \quad (52)$$

$$\sigma_{50}(\Theta) = \frac{1}{3} \left| f_0 \right|^2. \quad (53)$$

Вблизи порога при подавлении P –волны получим:

$$\sigma_{49}(\Theta) + \sigma_{49}(\pi-\Theta) = 2\sigma_{50}(\Theta). \quad (54)$$

Для полных сечений (54) переходит в соотношение

$$\sigma_{49} = 2\sigma_{50}. \quad (55)$$

3. Для реакций

$$\pi^+ + d \to d + \pi^+ + \pi^0 + \gamma, \quad (56)$$

$$\pi^- + d \to d + \pi^- + \pi^0 + \gamma, \quad (57)$$

если справедливо правило $\Delta T = 0{,}1$, имеем

$$\sigma_{56}(\Theta) = \left| \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^0 + \sqrt{\frac{1}{12}} f_1^1 + \sqrt{\frac{1}{20}} f_2^1 \right|^2, \quad (58)$$

$$\sigma_{56}(\pi-\Theta) = \left| -\sqrt{\frac{1}{6}} f_1^0 - \sqrt{\frac{1}{12}} f_1^1 + \sqrt{\frac{1}{20}} f_2^1 \right|^2 \quad (59)$$

$$\sigma_{57}(\Theta) = \left| -\sqrt{\frac{1}{6}}\, f_1^0 + \sqrt{\frac{1}{12}}\, f_1^1 + \sqrt{\frac{1}{20}}\, f_2^1 \right|^2, \tag{60}$$

$$\sigma_{57}(\pi-\Theta) = \left| \sqrt{\frac{1}{6}}\, f_1^0 - \sqrt{\frac{1}{12}}\, f_1^1 + \sqrt{\frac{1}{20}}\, f_2^1 \right|^2. \tag{61}$$

При подавлении P -волны получаем

$$\sigma_{56}(\Theta) + \sigma_{56}(\pi-\Theta) = \sigma_{57}(\Theta) + \sigma_{57}(\pi-\Theta). \tag{62}$$

Для полных сечений отсюда следует:

$$\sigma_{56} = \sigma_{57} . \tag{63}$$

Изотопические соотношения указанного типа для сильных взаимодействий и соответствующее обобщение метода Шмушкевича будут рассмотрены в другом месте.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.Г. Гришину за ряд ценных указаний, Г.И. Копылову и В.Л. Любошицу за полезные обсуждения.

Литература

1. *S.Barshay, G.M.Temmer. Phys.Rev.Lett., 12, 728, 1964.*
2. *Ван Нэн-мин, Б.Г. Новацкий, Г.М. Осетинский, Цзен Най-гун, И.А.Чепурченко. Препринт ОИЯИ Р-2038, 1965.*
3. *С.М. Биленький, Л.И. Лапидус, Р.М. Рындин, Л.Ш. Шехтер. ЯФ, 4, 1063, 1966.*
4. *В.Г. Гришин, М.И. Подгорецкий. ЯФ, 8, 379, 1968.*
5. *W. von Oertzen, J.C.Jacmart, M.Liu, F.Pougheon, J.C.Roynette, M.Riou. Phys. Lett., 28B, 482, 1969.*
6. *В.Г. Гришин, А.Г. Лазерсон, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, 2-3972, 1968.*
7. *Я.А. Смородинский. ПСФ, 7, 7, 1954.*

8. *И.М. Шмушкевич. ДАН СССР, 103, 235, 1955.*
9. *G.Pinski, A.J.Macfarlane, E.C.G.Sudarshan. Phys.Rev., 140, B 1045, 1965.*
10. *F.A.Berends, A.Donnachie, G.C.Oades, Phys. Rev., 171, 1457, 1968.*
11. *G.Barton, C.Kacser, S.P.Rosen. Phys.Rev., 130, 783, 1963.*
12. *В.Г. Гришин, В.Л. Любошиц В.И. Огиевецкий, М.И. Подгорецкий. ЯФ, 4, 126, 1966.*
13. *В.В. Анисович, Л.Г. Дахно, А.К. Лиходед. ЯФ, 8, 91, 1968.*

Рукопись поступила в издательский отдел
4 апреля 1969 года.