

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

P-480 e

В.Г. Гришин, В.А. Никитин, М.И. Подгорецкий

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН

Т. 2. Продолжение

Дубна 1980 год

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

P-480

В.Г. Гришин, В.А. Никитин, М.И. Подгорецкий

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН

Т. 2. Продолжение

Дубна 1980 год

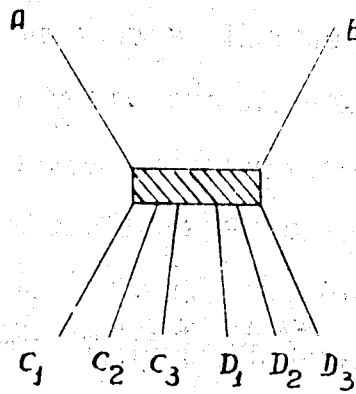
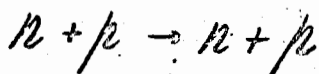


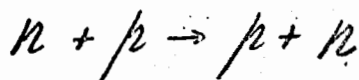
Рис. 3

механизм взаимодействия не накладывает никаких ограничений, кроме общего требования изотопической инвариантности. Если предположить, что реакция идёт путем обмена одним π -мезоном, то соответствующая ей диаграмма Фейнмана может иметь, например, вид, изображенный на рис. 3', т.е. обладает двумя узлами, соединенными одним π -мезоном. В каждом из этих узлов существуют свои частные изотопические соотношения, что позволяет получить некоторые дополнительные изотопические соотношения для всей реакции в целом.

Для выяснения имеющихся здесь возможностей лучше всего рассмотреть несколько конкретных примеров. Начнем с наиболее простого случая упругого рассеяния. Рассмотрим упругое рассеяние нейтрона на протоне при больших энергиях. В этом случае могут иметь место реакции рассеяния



когда после взаимодействия каждая из частиц примерно сохраняет направление своего движения, и реакция перезарядки



когда частицы меняются местами x).

x) При больших энергиях углы рассеяния малы и различие между рассеянием и перезарядкой физически оправдано (см. главу VII, § 3).

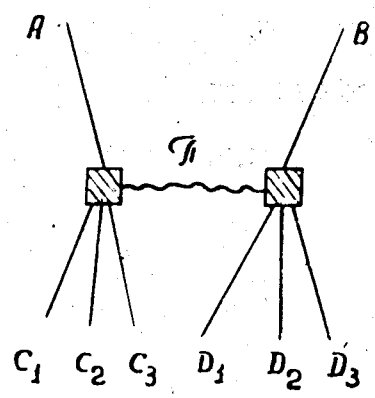


Рис 3'

Соответствующие диаграммы приведены на рис. 4^{хх}).

Процесс идёт в два этапа. Сначала протон испускает виртуальный π -мезон, который затем поглощается нейтроном. Диссоциация протона может происходить по двум схемам:

1. $p \rightarrow p \pi^0$
2. $p \rightarrow n \pi^+$

из которых вторая вдвое вероятней первой (см. главу III, § 3).

На втором этапе также имеем две виртуальные реакции:

1. $\pi^0 n \rightarrow n \sigma_1$
2. $\pi^+ n \rightarrow p \sigma_2$

Пользуясь методикой изложенной в главе III, § I, легко убеждаемся, что:

$$\sigma_n = 2\sigma_p \quad (5.2)$$

х) Рис. 4 соответствует случаю, когда π -мезон излучается левым узлом и поглощается правым. Легко проверить, что обратное предположение приводит к тем же самым изотопическим соотношениям. Это положение имеет общий характер. С теоретической точки зрения безразлично излучается ли например, левым узлом π^+ -мезон или правым узлом π^- -мезон и т.д. Поэтому, вообще говоря, в диаграммах Фейнмана направление движения виртуальных частиц можно не указывать. В целях удобства, мы будем однако всегда предполагать, что частицы излучаются левым узлом и поглощаются правым.

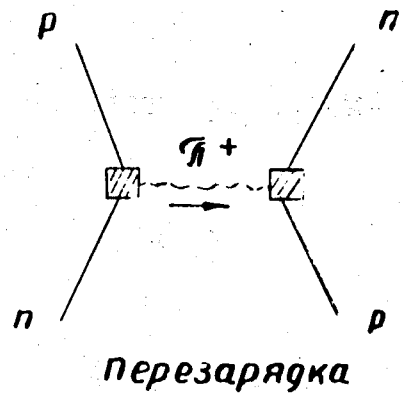
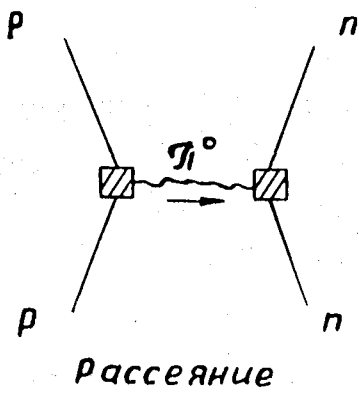


Рис 4

Поэтому сечение рассеяния пропорционально $1/3 \sigma_1$, а сечение перезарядки - $4/3 \sigma_1$. Таким образом, при одномезонном обмене перезарядка^к должна происходить в четыре раза чаще, чем рассеяние^{х)}. Экспериментальные данные соответствуют, по-видимому, обратной картине: при больших энергиях сечение упругого $p\pi$ - рассеяния во много раз превосходит сечение перезарядки. Если это действительно так, то рассматриваемые процессы обязательно связаны с обменом несколькими мезонами.

х) Строго говоря, для вычисления сечения какой-либо реальной реакции нужно найти выражение её матричного элемента через матричные элементы виртуальных процессов.

В случае, когда реакции соответствует только одна одномезонная диаграмма, то искомый матричный элемент равен произведению матричных элементов, соответствующих левому и правому узлам. Таким образом, сечение рассматриваемой реакции пропорционально произведению квадратов модулей матричных элементов виртуальных процессов. Поэтому наше грубое разделение реакции на два этапа и перемножение соответствующих вероятностей в данном случае даёт правильный конечный результат. Разумеется, такой подход совершенно неприменим к реакциям, которым соответствуют несколько диаграмм.

При этом в общем случае можно получить любое соотношение между сечениями рассеяния и перезарядки. Если, например, процесс идёт путём обмена двумя π -мезонами, суммарный изотопический спин которых равен нулю, то перезарядка вообще не имеет места. Это прямо следует из того, что суммарный заряд излучаемых виртуальных π -мезонов равен нулю.

Упругому одномезонному рассеянию Λ^0 -частиц на нуклонах соответствует диаграмма, показанная на рис. 5. Такой процесс принципиально невозможен, т.к. он противоречит принципу изотопической инвариантности. Действительно, изотопический спин Λ^0 -частицы равен нулю. Поэтому в левом узле ($\Lambda^0 \rightarrow \Lambda^0 \pi$) имело бы место нарушение закона сохранения изотопического спина.

Для рассеяния $\pi + N \rightarrow \pi + N$ одномезонная схема имеет вид, показанный на рис. 6. Легко показать, что такой процесс также запрещен, но на этот раз из-за нарушения закона сохранения четности в узле $\pi \rightarrow \pi \pi$. Действительно в системе центра тяжести налетающего π -мезона, полученные в результате его диссоциации два новых π -мезона должны находиться в S -состоянии, поскольку спины всех трех мезонов равны нулю. Так как пион псевдоскалярная частица, то четность системы до диссоциации отрицательная, а после диссоциации положительна, что противоречит закону сохранения четности в сильных взаимодействиях.

Аналогичным образом показывается, что любое рассеяние π -мезонов на нуклонах может происходить путем обмена только чётным числом π -мезонов.

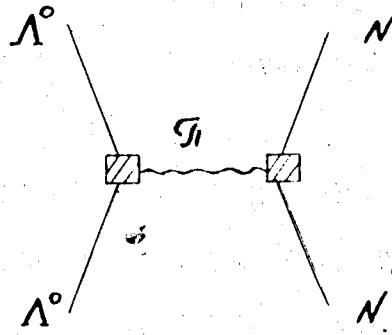


Рис. 5

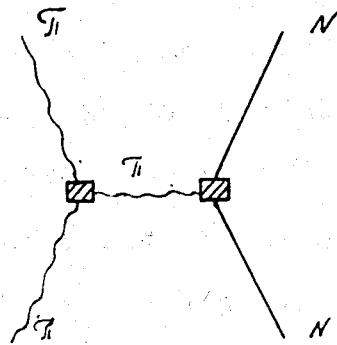


Рис. 6

Таким образом, рассеяние π мезонов на нуклонах происходит путём обмена не менее, чем двумя виртуальными π -мезонами.

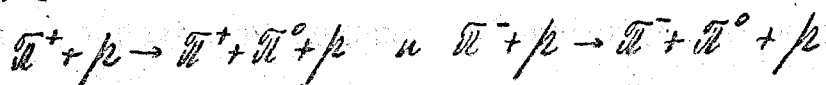
При рассеянии с участием странных частиц сечения одномезонных процессов зависят от типа виртуального мезона (π или K -мезон).

Рассмотрим для примера взаимодействие Σ^- -гиперона с протоном. При обмене одним π -мезоном возможные диаграммы изображены на рис.7.

Рассматривая последовательно процессы в левом узле и в правом, легко показать, что сечение перезарядки будет вдвое больше сечения рассеяния. С другой стороны, если процесс происходит посредством обмена K -мезоном, то возможна только одна диаграмма, показанная на рис.8. Эта диаграмма соответствует перезарядке. Что касается рассеяния, то в данном случае оно вообще невозможно, так как при рассеянии в левом узле должна происходить диссоциация $p \rightarrow p K^0$, которая запрещена законом сохранения странности.

Таким образом при обмене мезонами разных типов получаются совершенно различные изотопические соотношения. Это обстоятельство может быть очень существенным при анализе соответствующих экспериментальных данных.

Аналогичным образом можно получать дополнительные изотопические соотношения не только при рассеянии, но и для различных неупругих процессов, если предположить, что они происходят путём обмена только одним мезоном. Рассмотрим, например, реакции:



Соответствующие одномезонные диаграммы приведены на рис.9.

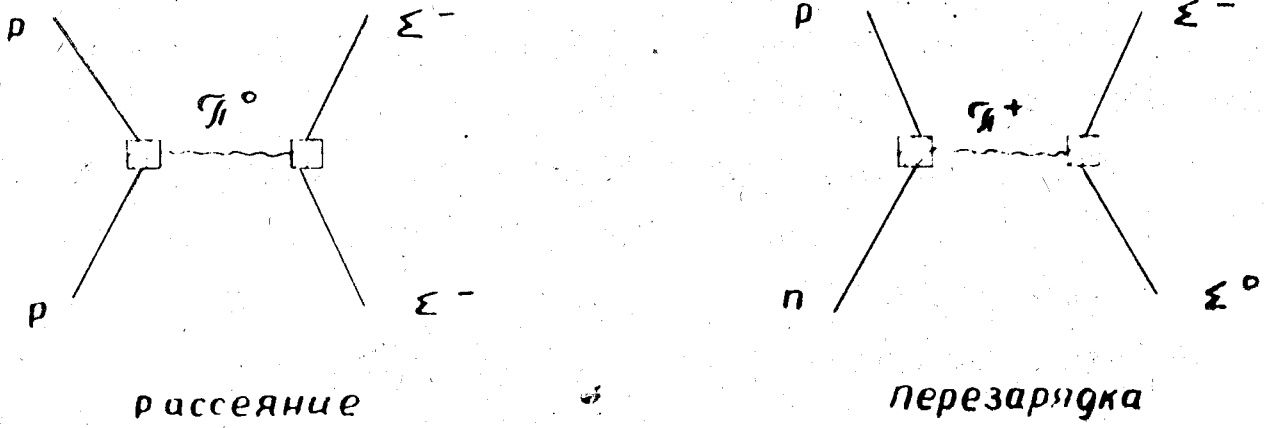


Рис 7

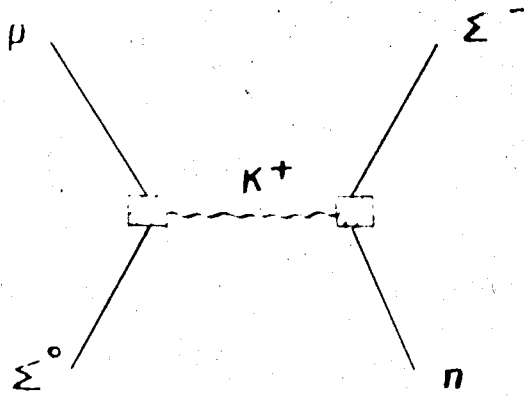


Рис 8

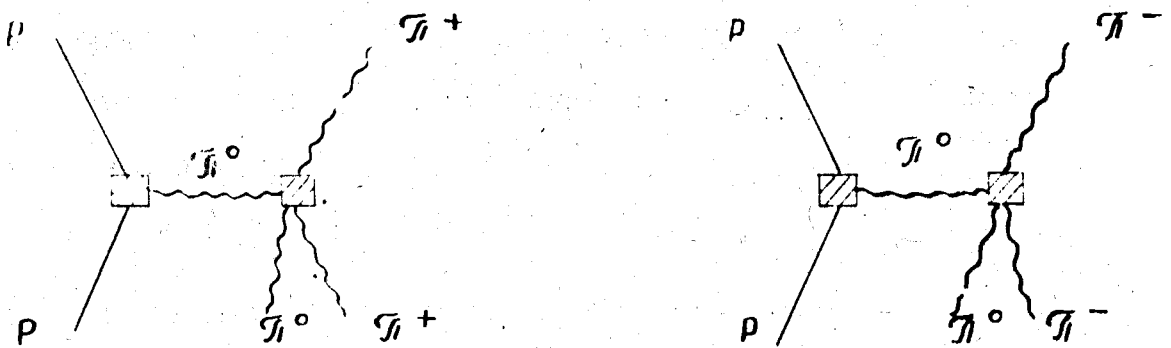


Рис 9

Левые узлы в обоих случаях совпадают. Что касается правых узлов, то, в силу изотопической симметрии, вероятности виртуальных взаимодействий

$$\pi^0 \pi^+ \rightarrow \pi^0 \pi^+ \quad \text{и} \quad \pi^0 \pi^- \rightarrow \pi^0 \pi^-$$

также одинаковы. Отсюда, следует равенство эффективных сечений обеих рассматриваемых реакций.

В качестве второго примера рассмотрим процессы:

$$\Lambda^0 + \rho \rightarrow \Lambda^0 + \rho + \pi^0 \quad \text{и} \quad \Lambda^0 + \rho \rightarrow \Lambda^0 + \rho + \pi^+,$$

одномезонные диаграммы которых показаны на рис. IО.

Так как изотопический спин Λ^0 - частицы равен нулю, то виртуальные рассеяния

$$\pi^0 \Lambda^0 \rightarrow \pi^0 \Lambda^0 \quad \text{и} \quad \pi^+ \Lambda^0 \rightarrow \pi^+ \Lambda^0$$

идут с одинаковой вероятностью. С другой стороны, диссоциация типа $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$ происходит вдвое чаще, чем $\rho \rightarrow \pi^0 \rho$. Отсюда следует, что эффективное сечение второй реакции вдвое превосходит эффективное сечение первой.

В некоторых случаях дополнительные соотношения между сечениями могут быть получены путём использования инвариантности по отношению к зарядовому сопряжению ^{х)}. Сравним, например, реакции:

$$K^+ + \rho \rightarrow K^+ + \pi^0 + \rho \quad \text{и} \quad K^- + \rho \rightarrow K^- + \pi^0 + \rho$$

Если взаимодействие обусловлено обменом одним π -мезоном, то соответствующие диаграммы имеют вид, показанный на рис. II. ^{хх)}

х) Зарядовое сопряжение переводит частицы в античастицы.

хх) Диаграммы, в которых вторичный π -мезон связан с левым узлом можно не рассматривать, так как в этом случае в правом угле имела бы место диссоциация $K \rightarrow K \pi$, которая, как легко видеть, запрещена (см. соображения, приведенные в этом параграфе по поводу диссоциации $\pi \rightarrow \pi \pi$).

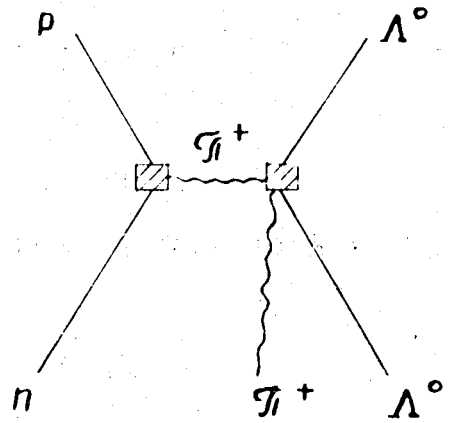
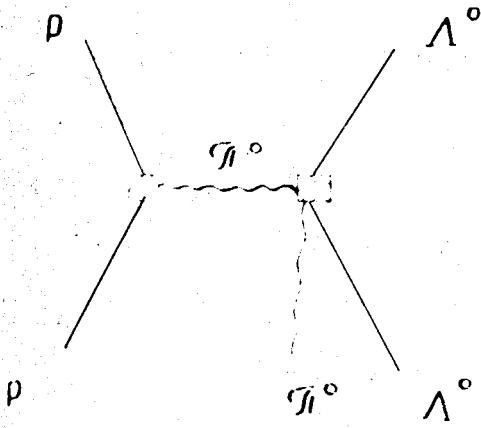


Рис 10

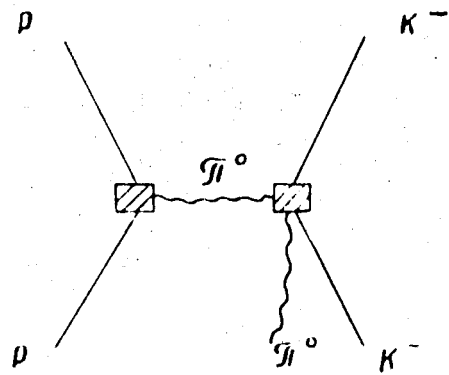
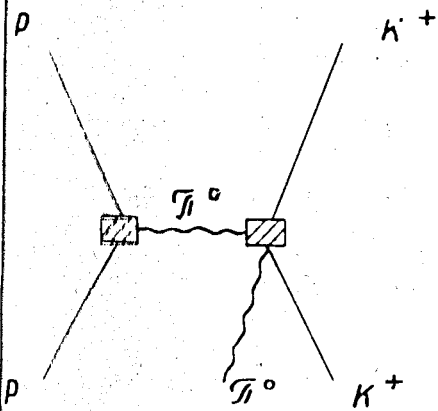


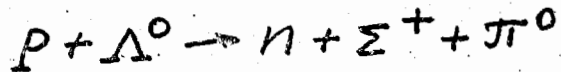
Рис 11

Из инвариантности по отношению к зарядовому сопряжению следует одинаковая вероятность процессов в правых узлах.

Поскольку процессы в левых узлах вообще совпадают, то сечения обеих рассматриваемых реакций должны быть одинаковыми.

Каждый из рассмотренных выше реакций соответствует только одна диаграмма. Это, вообще говоря, не обязательно.

Так, например, реакции



соответствуют две одномезонные диаграммы (рис. 12).

В таких случаях также можно получить некоторые дополнительные изотопические соотношения.

§ 2. Кинематические особенности одномезонных реакций при высоких энергиях.

При взаимодействии частиц высокой энергии могут возникнуть некоторые существенные кинематические особенности. Мы познакомимся с ними на примере двух процессов, рассмотренных И.Е.Таммом, который предположил, что периферические столкновения нуклонов могут происходить путём обмена одним π - мезоном с образованием одной или двух изобар. Соответствующие диаграммы изображены на рис. 13, на котором показан также последующий распад изобар на нуклон и π - мезон.

Начнем рассмотрение с одноизобарной схемы. Соответствующая диаграмма описывает, вообще говоря, все возможные реакции типа:



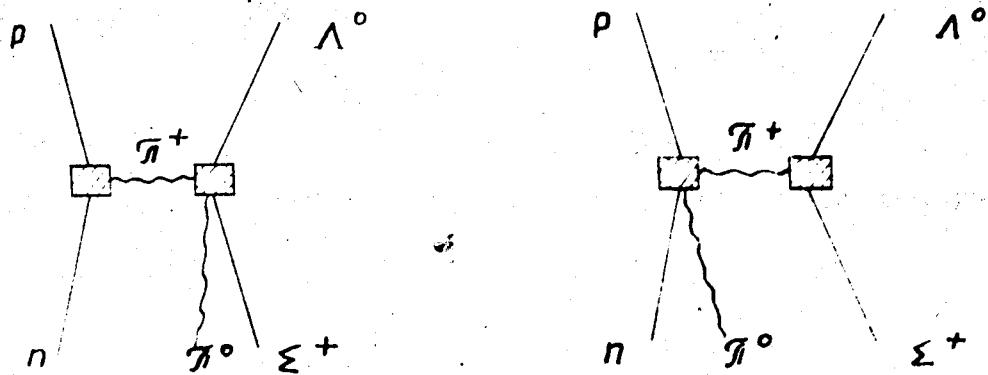


Рис 12

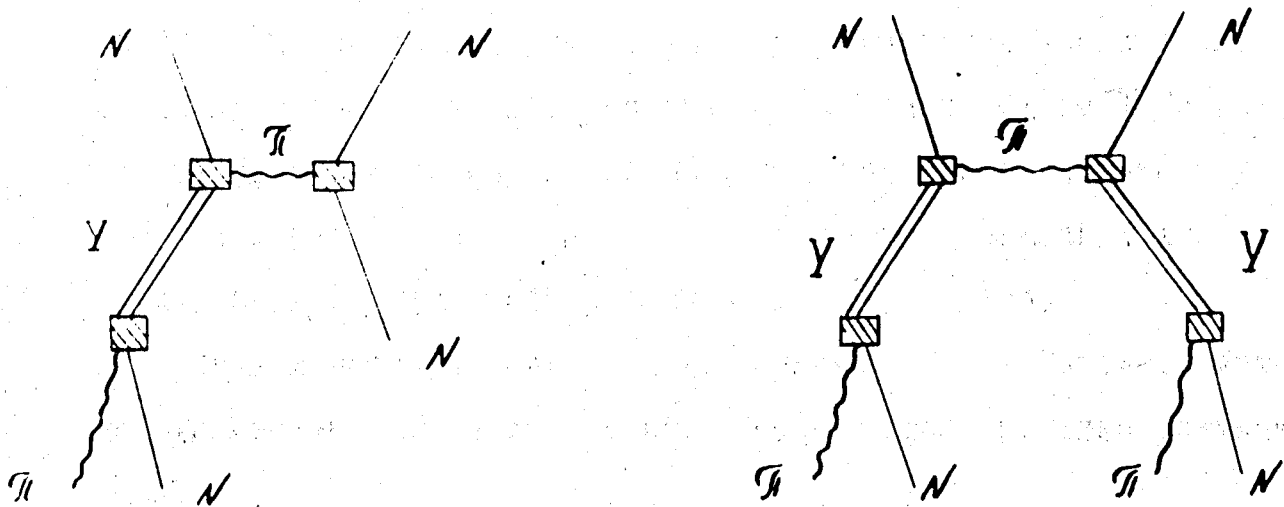


Рис 13

Образовавшаяся изобара может лететь как в том же направлении, что и нуклон, изображенный слева, так и в противоположном направлении. Точно так же второй нуклон может примерно сохранить направление своего движения, но может и изменить его на противоположное. Положение, однако, изменяется, если энергия сталкивающихся нуклонов очень велика (например, порядка нескольких миллиардов электроновольт). Так как одно-

мезонное взаимодействие происходит, в основном, на расстояниях $r \sim \frac{\hbar}{m_{\pi} c}$, то импульс виртуального π -мезона равен по порядку величины $m_{\pi} c \approx 140 \frac{m_{\pi} c^2}{c}$. Поэтому при большом относительном импульсе сталкивающихся нуклонов вторичный нуклон должен лететь в направлении первичного нуклона, связанного с правым узлом диаграммы. Импульс изобары должен быть направлен в противоположную сторону. Иными словами вторичные частицы сохраняют направление движения первичных частиц. Что касается нуклона и пиона, образующихся при последующем распаде изобары, то они летят в том же направлении, что и изобара. Если изобара летит в другую сторону, то в соответствующей диаграмме левый и правый узлы меняются местами. Таким образом одноизобарной схеме соответствуют две диаграммы, показанные на рис. 14.

Аналогичные соображения относятся, конечно, и к двухизобарной схеме: каждая из изобар, изображенных на правой диаграмме рис. 13, движется в направлении нуклона, связанного с тем же узлом диаграммы.

Экспериментальные данные, по-видимому, свидетельствуют о том, что при периферических столкновениях быстрых протонов

599/8 yr.

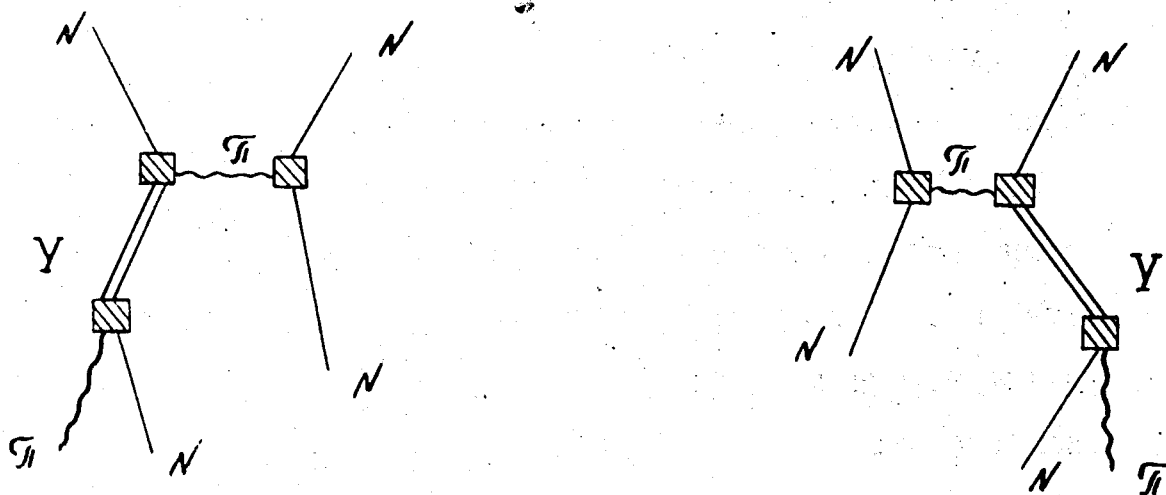
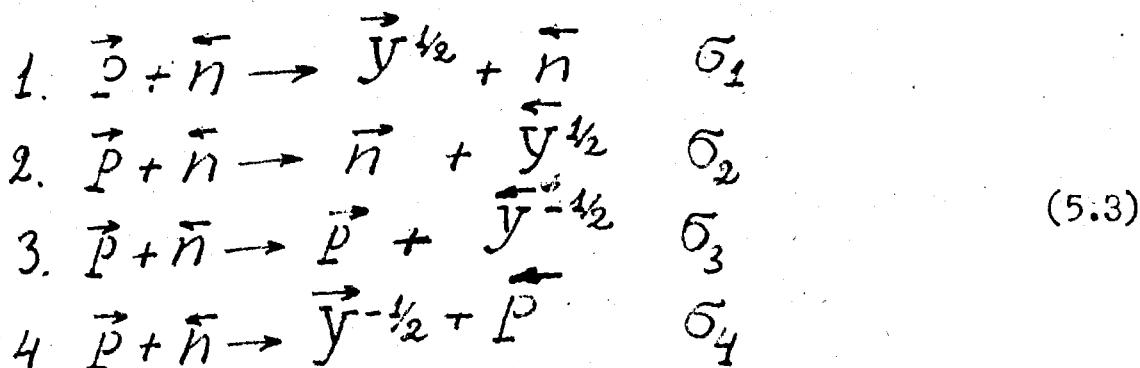


Рис 14

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

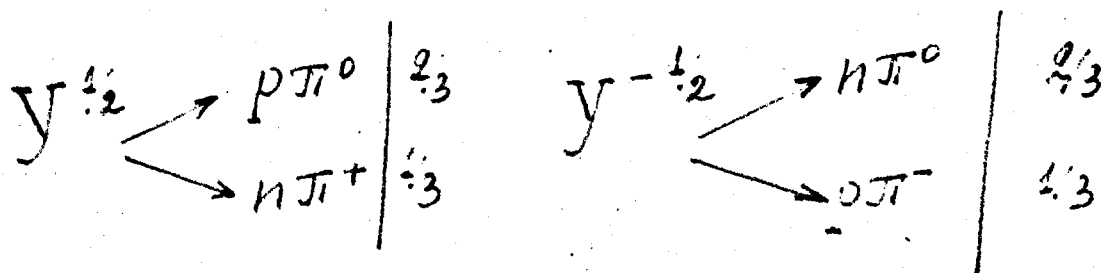
с нейтронами число вторичных протонов, вылетающих в системе центра тяжести в направлении первичного протона, заметно превосходит число вторичных протонов, летящих в противоположную сторону. Рассмотрим с этой точки зрения свойства одноизобарной и двухизобарной схемы Тамма. Если для наглядности изображать стрелками направления движения соответствующих частиц, то в рамках одноизобарной схемы возможны следующие реакции:



Эффективные сечения реакций 1 и 3, а также 2 и 4 одинаковы, так как одни реакции получаются из других с помощью изотопического сопряжения и поворота в обычном пространстве на 180° (см. главу III, §5). Первой реакции соответствует левая диаграмма рис. 15, второй - правая. Величины сечений обеих реакций получаются путём умножения вероятностей диссоциации в левых узлах на сечения виртуальных реакций, идущих в правых узлах (см. главу V, § I). Подстановка соответствующих выражений показывает, что

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma \tag{5.4}$$

Распад изобар происходит (см. главу III, § 4) по схемам:



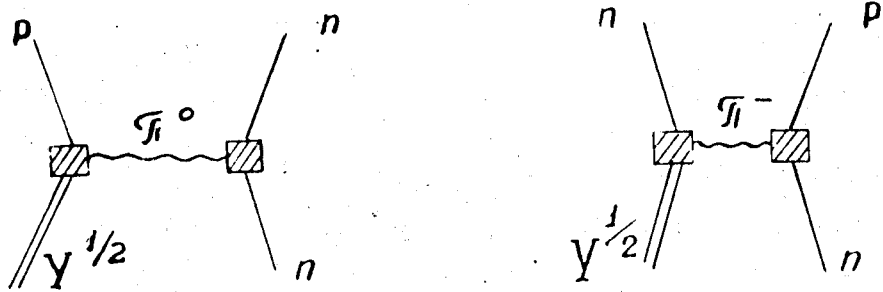


рис 15

(числа $1/3$ и $2/3$ равны относительным вероятностям соответствующих распадов). Поэтому, число протонов, летящих в направлении первичного протона N_p , пропорционально величине

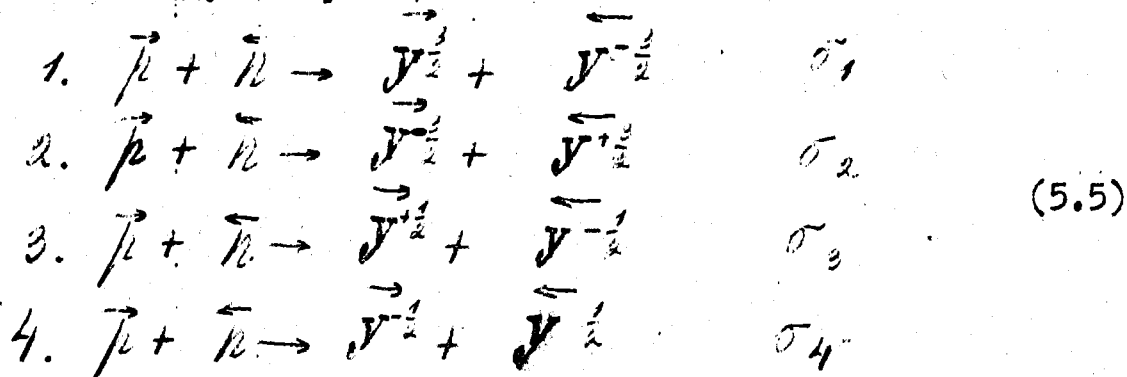
$$\frac{2}{3} \sigma + \sigma = \frac{5}{3} \sigma$$

Число протонов, летящих в противоположном направлении пропорционально, как легко видеть, той же величине

$$\frac{2}{3} \sigma + \sigma = \frac{5}{3} \sigma$$

Таким образом, одноизобарная схема, вопреки эксперименту, не предсказывает никакой асимметрии в угловом распределении вторичных протонов ^{x)}

Рассмотрим теперь двухизобарную схему. Вообще говоря, возможны следующие реакции:



^{x)} Этот вывод следует также непосредственно из того, что Среди процессов (5.3) правые части реакций 1 и 2 и соответственно 3 и 4 попарно симметричны относительно плоскости, перпендикулярной направлению движения первичных частиц, и обладают вместе с тем одинаковыми сечениями.

В частном случае одномезонного обмена вторая реакция, очевидно, невозможна, т.к. в каждом из узлов изотопический спин изменяется на два. Поэтому, $\bar{\sigma}_2 = 0$. Оставшимся трём реакциям соответствуют диаграммы, показанные на рис.16.

Для того, чтобы связать между собой величины $\bar{\sigma}_1$, $\bar{\sigma}_3$ и $\bar{\sigma}_4$ нужно учесть соотношения между вероятностями различных типов диссоциации в левых узлах и соотношения между сечениями виртуальных реакций в правых узлах (см. главу III, § 4). В результате получаем:

$$\bar{\sigma}_1 : \bar{\sigma}_3 : \bar{\sigma}_4 = \frac{3}{2} : \frac{2}{3} : \frac{1}{6} \quad (5.6)$$

Для получения соотношения между $\sigma_{\bar{p}}^{\rightarrow}$ и $\sigma_{\bar{p}}^{\leftarrow}$ нужно ещё принять во внимание относительные вероятности распада изобар по различным возможным каналам (см. главу III, § 4).

Рассуждая таким образом, легко получить, что разность $\sigma_{\bar{p}}^{\rightarrow} - \sigma_{\bar{p}}^{\leftarrow}$, отнесенная к одному акту взаимодействия, составляет $5/7$.^{х)}

Этот результат не противоречит экспериментальным данным.

Рассмотренные выше кинематические особенности взаимодействий при больших энергиях могут быть использованы и при рассмотрении более сложных одномезонных реакций, диаграмма которых схематически показана на рис.17. Ввиду малой величины импульса виртуального π - мезона, образующаяся в левом узле вторичная тяжёлая частица (нуклон или изобара) должна лететь в направлении близком к направлению первичного нуклона. Существенно, что это обстоятельство не зависит от процессов, протекающих в правом узле, в частности, от типа частицы **A**.

х) Если рассмотреть взаимодействие $\bar{N}N \rightarrow \pi N$ с обменом несколькими мезонами, у которых суммарный изотопический спин равен двум, то снова получится асимметрия в угловом распределении протонов, но уже другого знака.

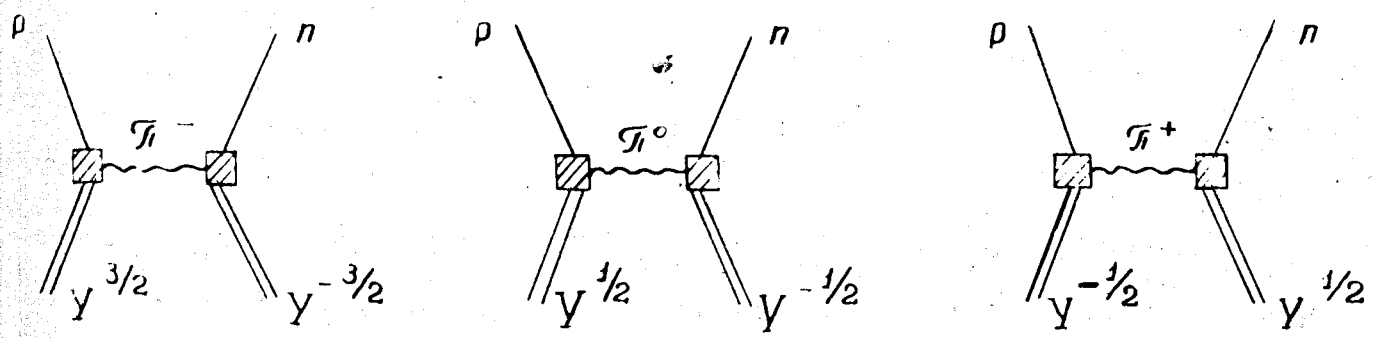


Рис. 16

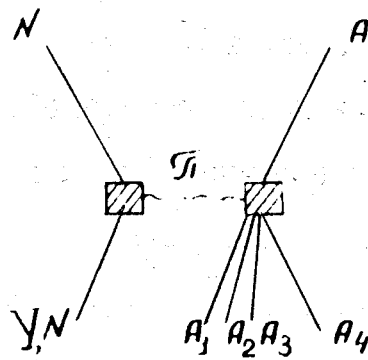


Рис. 17

При нуклонной диссоциации (вторичная частица в левом узле - нуклон) для протона имеют место диаграммы, показанные на рис. 18. Диссоциация $p \rightarrow p \bar{\pi}^0$ происходит вдвое реже, чем $p \rightarrow n \bar{\pi}^+$. С другой стороны, естественно предположить, что при больших энергиях сечение взаимодействия частицы π с $\bar{\pi}$ -мезонами не зависит от их знака (см. главу II, § 2). Следует поэтому ожидать, что в системе координат, связанной с первичным протоном, среди вторичных частиц медленные нейтроны должны встречаться вдвое чаще, чем медленные протоны.

При изобарной диссоциации левые узлы диаграмм, соответствующих различным возможным реакциям, совпадают с изображенными на рис. 16. В этом случае, в упомянутой системе координат возникают пары медленных частиц - нуклонов и $\bar{\pi}$ -мезонов, образующихся при распаде изобар. Учитывая соотношения между вероятностями образования изобар с различными T_z и между вероятностями различных типов их распада, легко показать, что процессы в левом узле протекают в соответствии со схемой, показанной на рис. 19.

Из приведенной схемы следует, что при столкновении быстрой частицы π с протоном число медленных вторичных протонов в 3,5 раза превышает число медленных нейтронов. Переход от реакции $\pi + p$ к реакции $\pi + n$ приводит для обоих типов диссоциации к замене левых узлов всех диаграмм на изотопически сопряженные ^{x)}.

x) Следует подчеркнуть, что частица π при этом не заменяется на изотопически сопряженную.

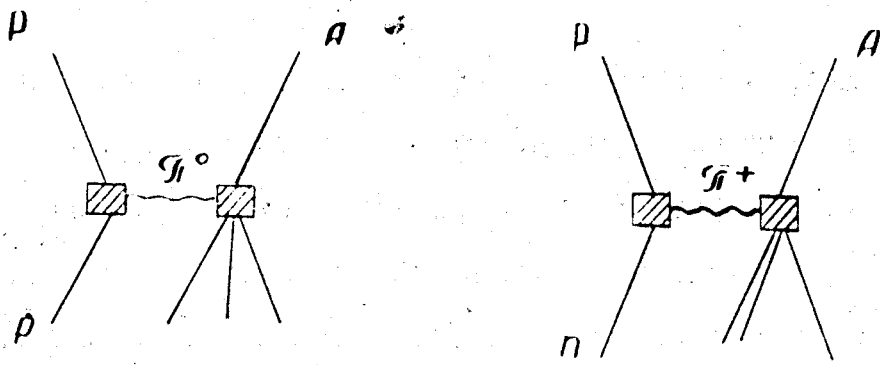
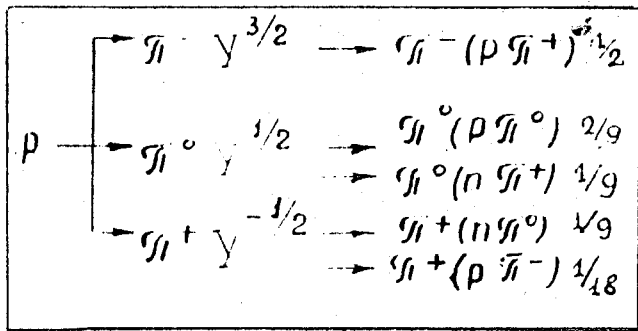
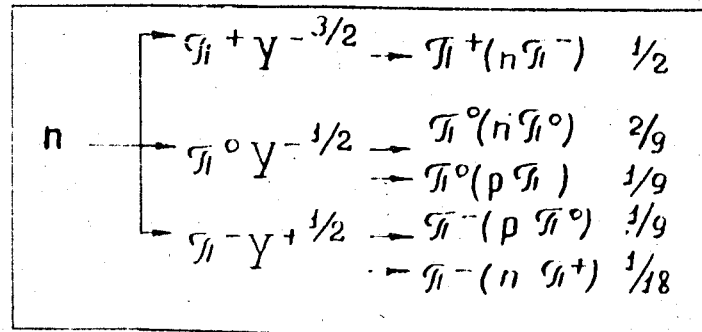


Рис 18



Диссоциация протона



Диссоциация нейтрона

Пионы и нуклоны в скобках указывают тип распада изобары, пионы вне скобок указывают тип диссоциации нуклона. Числа соответствуют относительным вероятностям.

Рис 19.

Отсюда следует, что число медленных протонов в реакции:

$\mathcal{A} + p$ и число медленных протонов в реакции $\mathcal{A} + n$ связаны соотношением:

$$\frac{N_p(\mathcal{A} + p)}{N_p(\mathcal{A} + n)} = \frac{1}{2}, \quad (5.7)$$

если диссоциация нуклонная, и соотношением:

$$\frac{N_p(\mathcal{A} + p)}{N_p(\mathcal{A} + n)} = \frac{4}{2}, \quad (5.8)$$

если диссоциация изобарная.

Выше предполагалось, что частица \mathcal{A} одинаково взаимодействует со всеми типами π -мезонов. Если это не так, то следует сопоставлять только те процессы, которые связаны с обменом π -мезонами одного и того же знака, которые следует отбирать по медленному протону или нейтрону. При этом для нуклонной диссоциации имеют место равенства:

$$\frac{N_p(\mathcal{A} + p)}{N_n(\mathcal{A} + n)} = 1 \quad \text{и} \quad \frac{N_n(\mathcal{A} + p)}{N_p(\mathcal{A} + n)} = 1 \quad (5.9)$$

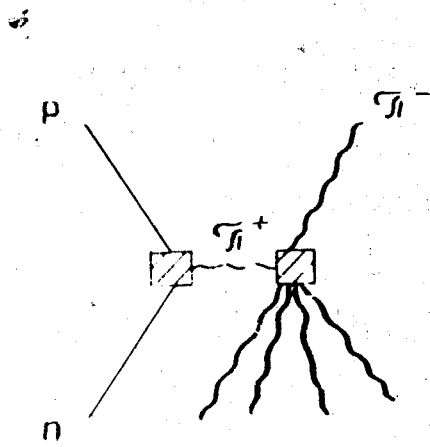
Аналогичным образом при изобарной диссоциации для пар медленных частиц с помощью схемы рис. 19 легко получить следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \frac{N_{\pi^+}(\mathcal{A} + p)}{N_{\pi^0}(\mathcal{A} + n)} &= \frac{2}{2} & \frac{N_{\pi^-}(\mathcal{A} + p)}{N_{\pi^0}(\mathcal{A} + n)} &= \frac{1}{2} \\ \frac{N_{\pi^0}(\mathcal{A} + p)}{N_{\pi^-}(\mathcal{A} + n)} &= 2 & \frac{N_{\pi^+}(\mathcal{A} + p)}{N_{\pi^-}(\mathcal{A} + n)} &= 1 \end{aligned} \quad (5.10)$$

В заключение остановимся на случае, когда частица π является π -мезоном и рассмотрим процессы, происходящие в правом узле. Начнём с реакции $\pi^- + \mu$, предполагая, что диссоциация является нуклонной. Если в результате реакции возникает медленный нейтрон, то соответствующая диаграмма имеет вид, изображенный на рис.20. Правый узел диаграммы соответствует реакции $\pi^+ + \pi^-$. Поэтому в системе центра инерции рассматриваемых мезонов должна иметь место определенная зарядовая симметрия: число вторичных π^+ -мезонов, летящих в одну сторону, должно быть равно числу π^- -мезонов, летящих в противоположную сторону и наоборот (см. главу III, §5). В реакции $\pi^+ + \mu$ в тех же условиях (т.е. при наличии медленного нейтрона) в правом узле имеет место взаимодействие $\pi^+ + \pi^+$. В этом случае в системе центра тяжести мезонов для каждого фиксированного знака число π^- -мезонов, летящих вперед, должно быть равно числу π^+ -мезонов того же знака, летящих назад. Аналогичные выводы можно получить и для столкновений π^- -мезонов с нейтронами в случае, когда среди вторичных частиц наблюдается медленный протон ^{х)}

Скорость рассматриваемой системы центра тяжести не является вполне определенной величиной, так как виртуальный π -мезон нельзя считать неподвижным. Связанные с этим обстоятельством отклонения от симметрии, по-видимому, незначительны,

х) Для диссоциации изобарного типа в реакциях $\pi^\pm + \mu$ можно, в аналогичных целях, использовать случаи, в которых образуются пары медленных частиц (например, π^+ и μ , либо π^- и μ - см. рис.19).



Duc 20

если энергия первичного π -мезона достаточно велика. В некоторых случаях движение виртуального π -мезона можно вообще не учитывать. Так, например, для реакций, изображенных на рис. 21, продукты взаимодействия, связанные с правыми узлами, должны быть зарядово-сопряженными независимо от характера движения виртуального π -мезона.

Рассмотренные примеры показывают, что для одномезонных реакций имеют место довольно жесткие кинематические и изотопические соотношения, которые можно использовать в качестве критерия для экспериментального отбора одномезонных взаимодействий различного типа, а также для проверки изотопической инвариантности.

ГЛАВА VI.

Реакции с несохранением изотопического спина

(Распады).

I. Правила изменения изотопического спина.

Выше отмечалось, что слабые взаимодействия нарушают изотропию изотопического пространства. Это выражается в том, что изотопический спин системы частиц может изменяться с течением времени, в частности, значение изотопического спина до какой-либо реакции или распада может отличаться от его значения после реакции.^{х)} При этом, вообще говоря, возможно,

х) После реакции или распада могут возникнуть частицы, состояние которых не характеризуется по современным представлениям каким-либо значением изотопического спина. В качестве примера можно указать на распад пиона по схеме



В дальнейшем такие случаи не рассматриваются. Предполагается, что все вторичные частицы являются сильно взаимодействующими, в силу чего каждой из них можно приписать определенное значение изотопического спина.

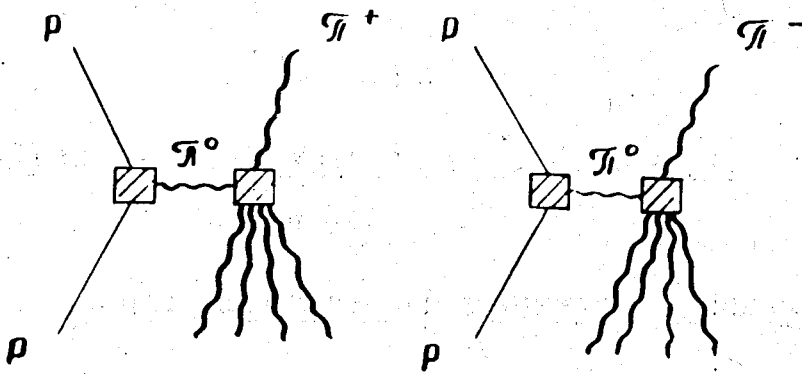


Рис. 21

что изменение изотопического спина происходит не произвольно, а в соответствии с определенными правилами, например, по закону

$$|\Delta T| = \frac{1}{2}$$

или

$$|\Delta T| = \frac{3}{2}$$

и т.д.

Если известны правила отбора для T то между матричными элементами различных реакций можно установить определённую связь. Она будет, конечно, не такой, как в случае сохранения T .

Рассмотрим несколько примеров, иллюстрирующих технику получения указанных изотопических соотношений, предполагая,

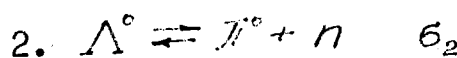
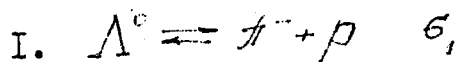
что

$$|\Delta T| = \frac{1}{2}$$

х)

2. Распады гиперонов.

Простейший пример - распад Λ^0 - частицы (или обратный процесс образования Λ^0 - частицы при столкновении пиона с нуклоном).



(6.1)

х) Это предположение является в настоящее время наиболее вероятным, хотя его справедливость нельзя считать окончательно доказанной.

Используя методику и обозначения, применяемые выше, имеем

$$(\pi^p) = C_{\pi^p \frac{3}{2} - \frac{1}{2}} \left(\frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right) + C_{\pi^p \frac{1}{2} - \frac{1}{2}} \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right)$$

Матричный элемент первой реакции

$$M_1 = \left\langle (\pi^p)^* / \mathcal{H} / (\Lambda^0) \right\rangle = \\ = C_{\pi^p \frac{3}{2} - \frac{1}{2}} \left\langle \left(\frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right)^* / \mathcal{H} / (0,0) \right\rangle + C_{\pi^p \frac{1}{2} - \frac{1}{2}} \left\langle \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right)^* / \mathcal{H} / (0,0) \right\rangle$$

Если $|\Delta T| = \frac{1}{2}$, то первый член в этом выражении обращается в нуль, т.е.

$$M_1 = C_{\pi^p \frac{1}{2} - \frac{1}{2}} \left\langle \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right)^* / \mathcal{H} / (0,0) \right\rangle = \\ = -\sqrt{\frac{2}{3}} \left\langle \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right)^* / \mathcal{H} / (0,0) \right\rangle$$

Аналогично можем записать

$$(\pi^0 n) = C_{\pi^0 n \frac{3}{2} - \frac{1}{2}} \left(\frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right) + C_{\pi^0 n \frac{1}{2} - \frac{1}{2}} \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right)$$

откуда следует, что

$$M_2 = C_{\pi^0 n \frac{1}{2} - \frac{1}{2}} \left\langle \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right)^* / \mathcal{H} / (0,0) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left\langle \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right)^* / \mathcal{H} / (0,0) \right\rangle$$

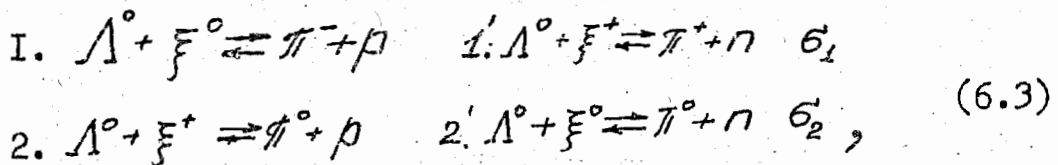
Таким образом, окончательно имеем соотношение

$$M_1 = -\sqrt{2} M_2$$

и

$$b_1 = 2 b_2 \quad (6.2)$$

Последний результат можно получить и иначе, используя следующий методический приём. Запишем реакции (6.1) в виде:



где символы ξ^0 и ξ^+ соответствуют различным изотопическим состояниям некоторой фиктивной частицы - шпуриона, имеющей изотопический спин $\frac{1}{2}$ и введённой в рассмотрение

лишь для того, чтобы формально можно было считать, что реакции (6.3) идут с сохранением изотопического спина.

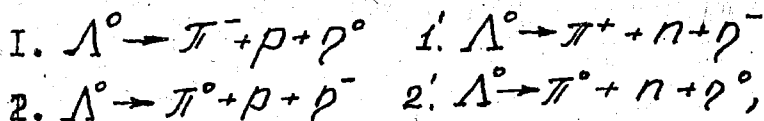
Тогда, используя упрощенный метод получения изотопических равенств (см. главу III), сразу получаем соотношение (6.2)

Реакции (6.1) и (6.3) на первый взгляд кажутся совершенно различными. Следует, однако, учесть, что нейтральный шпурион ξ^0 "уносит" только изотопический спин, но не заряд. Поэтому, среди реакций (6.3), реакции 1 и 2', идущие с сохранением изотопического спина и с участием шпуриона, совпадают, по сути дела, с соответствующими реакциями (6.1), протекающими без участия шпуриона и с несохранением изотопического спина. Поэтому равенство (6.2) относится в полной мере и к реакциям (6.1). Изотопические свойства ξ - частицы аналогичны изотопическим свойствам K -мезона, поскольку для ξ^+ - частицы $T_z = +\frac{1}{2}$, а для ξ^0 - частицы $T_z = -\frac{1}{2}$.

Следует заметить, что реакции (6.1) можно описать и иначе, введя шпурион другого типа по схеме

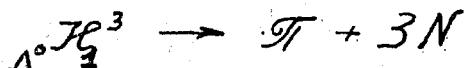


В этом случае вместо (6.3) имеем реакции:

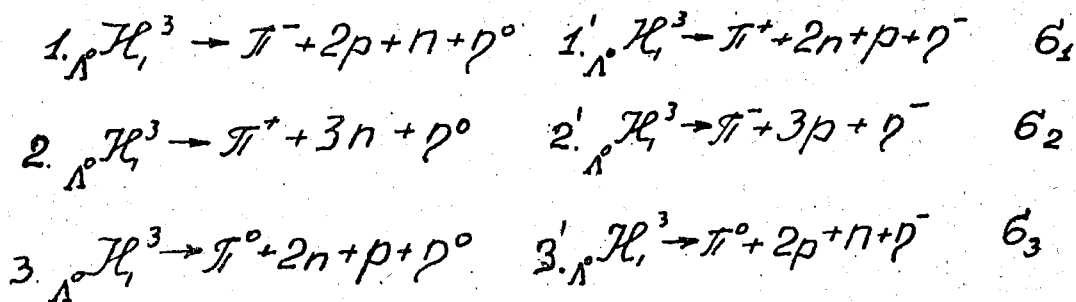


из которых снова следует равенство (6.2). При этом подходе изотопические свойства шпуриона ρ совпадают со свойствами \bar{K} -мезона.

Представление о шпурионах можно применить также для изучения распада Λ^0 -частицы, находящейся внутри ядра (распад гиперфрагментов). Для примера, получим соотношения для различных каналов распада гипертрипия $\Lambda^0 \mathcal{H}_2^3$ по схеме



Если считать, что изотопический спин гипертрипия равен нулю,^{х)} то интересующие нас реакции можно записать в виде:



Сравнивая число заряженных и нейтральных пионов, получаем

$$6_1 (\Lambda^0 \mathcal{H}_1^3 \rightarrow \pi^- + 2p + n) + 6_2 (\Lambda^0 \mathcal{H}_1^3 \rightarrow \pi^+ + 3n) = 26_3 (\Lambda^0 \mathcal{H}_1^3 \rightarrow \pi^0 + 2n + p)$$

х) Гипертрипий состоит из дейтона, изотопический спин которого $T=0$ (см. главу VII) Λ^0 -частицы. Поэтому, весьма естественно считать, что изотопический спин $\Lambda^0 \mathcal{H}_1^3$ также равен нулю.

В качестве другого примера рассмотрим распад Σ^- - частиц, предполагая, по-прежнему, что $|\Delta T| = \frac{1}{2}$. Начнём с частного типа распада



Волновую изотопическую функцию начального состояния можно записать в виде

$$\Psi_{\text{нач}} = (I, I),$$

волновую изотопическую функцию конечного состояния - в виде

$$\Psi_{\text{кон}} = C_{\pi^0 p \frac{3}{2} \frac{1}{2}} \left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right) + C_{\pi^0 p \frac{1}{2} \frac{1}{2}} \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right)$$

Для матричного элемента перехода имеем выражение

$$M = C_{\pi^0 p \frac{3}{2} \frac{1}{2}} \left\langle (1, 1)^* | \mathcal{H} | \left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right) \right\rangle + C_{\pi^0 p \frac{1}{2} \frac{1}{2}} \left\langle (1, 1)^* | \mathcal{H} | \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) \right\rangle$$

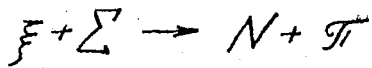
Каждый член этого выражения соответствует условию

$\Delta T = \frac{1}{2}$. Поэтому, в отличие от случая распада Λ^0 - частицы, для дальнейшего решения задачи требуется ввести какое-то дополнительное условие, с помощью которого можно было бы связать величины $\left\langle (1, 1)^* | \mathcal{H} | \left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right) \right\rangle$ и $\left\langle (1, 1)^* | \mathcal{H} | \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) \right\rangle$.

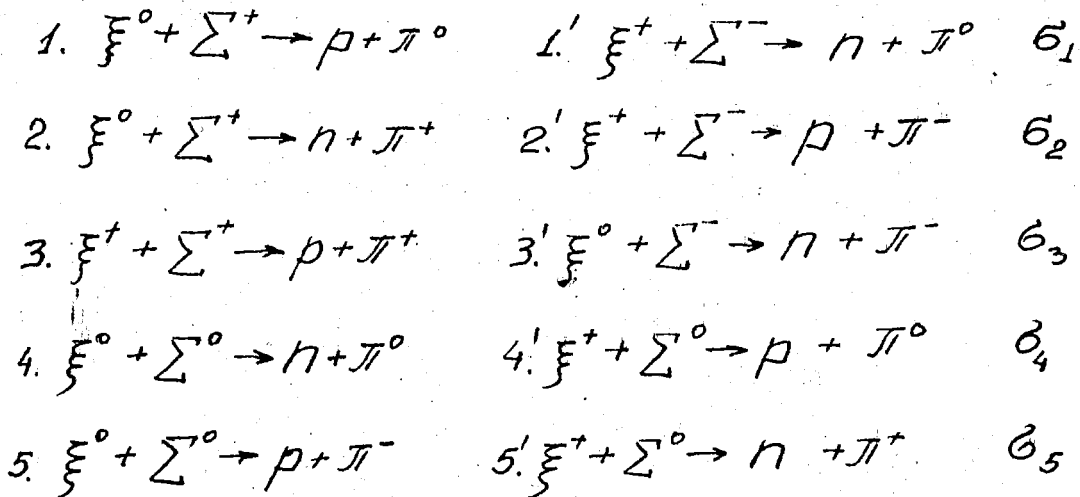
Обычно это условие формулируется неявно, поскольку предполагается, что изменение T на $\frac{1}{2}$ (или, скажем, на $\frac{3}{2}$) происходит именно таким образом, как если бы в реакции участвовала дополнительная частица, обладающая изотопическим спином $T = \frac{1}{2}$ (либо $T = \frac{3}{2}$). Таким образом мы снова приходим к представлению о шпурионах, с помощью которых распад



можно записать в виде реакций типа



идущей с сохранением изотопического спина. При этом имеют место следующие процессы:



Их сечения связаны двумя равенствами

$$\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 = 2(\sigma_4 + \sigma_5)$$

и

$$\sigma_5 + \sigma_2 + \sigma_3 = 2(\sigma_4 + \sigma_1),$$

из которых следуют такие равенства:

$$\sigma_1 = \sigma_5$$

$$\sigma_2 + \sigma_3 = 2\sigma_4 + \sigma_1$$

Вероятности различных типов распада (в единицу времени)

W пропорциональны величинам соответствующих сечений. Поэтому отбрасывая нейтральные шпурконы, получаем соотношения:

$$W_{\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0} = W_{\Sigma^0 \rightarrow p + \pi^-}$$

$$W_{\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+} + W_{\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-} = 2W_{\Sigma^0 \rightarrow n + \pi^0} + W_{\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0}$$

Поскольку Σ^0 - частица быстро распадается по схеме

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma,$$

то первое из этих соотношений в настоящее время нельзя сопоставить с экспериментом. По этой же причине второе соотношение целесообразно записать в виде

$$W_{\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+} + W_{\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-} \geq W_{\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0}$$

Распады каскадных гиперонов можно представить в виде:

$$1. \Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- + \xi^0 \quad 1'. \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+ + \xi^- \quad \alpha_1$$

$$2. \Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0 + \xi^- \quad 2'. \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0 + \xi^0 \quad \alpha_2,$$

где α_i - вероятности соответствующих распадов, отнесённые к единице времени, а ξ - шпурион, обладающий изотопическим спином $\frac{1}{2}$. Подсчитывая число пионов разных знаков, получаем

$$\alpha_1 = 2\alpha_2,$$

т.е.

$$\frac{\tau_{\Sigma^-}}{\tau_{\Sigma^0}} = \frac{1}{2};$$

здесь τ_{Σ} - среднее время жизни Σ - гиперона.

3. Распады K - мезонов.

Распаду K - мезонов на два пиона соответствуют следующие реакции с участием шпурионов:

$$1. K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \xi^0 \quad 1'. K^+ \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \xi^+ \quad \alpha_1$$

$$2. K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \xi^0 \quad 2'. K^+ \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \xi^+ \quad \alpha_2$$

$$3. K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^- + \xi^+ \quad 3'. K^+ \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \xi^0 \quad \alpha_3$$

Как обычно, получаем:

$$2\alpha_1 + \alpha_3 = 4\alpha_2 + 2\alpha_3$$

или

$$2\alpha_1 = 4\alpha_2 + \alpha_3 \quad (6.4)$$

Нетрудно далее убедиться в том, что из правила $|\Delta T| = \frac{1}{2}$ и из свойств симметрии волновой функции системы двух пионов следует равенство нулю величины α_3 . Действительно, спины K -мезона и π -мезона равны нулю. Поэтому, в реакции



пионы находятся в S -состоянии и (согласно результатам главы VII) должны иметь чётный изотопический спин. Значение $T = 0$ исключено, так как $T_z = +1$. Следовательно, в конечном состоянии $T = 2$, и реакция (6.5) идёт с изменением изотопического спина на $\frac{3}{2}$. Таким образом, с точки зрения правила $|\Delta T| = \frac{1}{2}$ распад заряженного K -мезона на два пиона оказывается запрещённым, т.е. $\alpha_3 = 0$ и соотношение (6.4) приобретает вид

$$\alpha_1 = 2\alpha_2$$

Однако, K^+ -мезон нестабильная частица: распад (6.5) наблюдается, т.е. $\alpha_3 \neq 0$. Это означает, что правило $|\Delta T| = \frac{1}{2}$ строго не выполняется. С другой стороны, экспериментально известно, что α_3 в 100 раз меньше α_2 , и этот факт даёт возможность применять указанное правило, как приближённое.

ГЛАВА VII.

Свойства симметрии изотопических функций системы
частиц.

§ I. Частицы с одинаковым изотопическим спином.
Правило симметрии изотопических функций.

В настоящем параграфе мы рассмотрим свойства симметрии волновых изотопических функций системы двух частиц с одинаковыми изотопическими спинами. В частности, будет показано, что изотопические функции (в полной аналогии с функциями обычного спина), описывающие состояние с определенным T , обязательно симметричны или антисимметричны относительно перестановки частиц. Попутно мы получим правило для определения типа симметрии волновой изотопической функции для различных конкретных случаев.

Симметрия, о которой идёт речь, оказывается, как будет показано ниже, весьма полезной для получения изотопических соотношений между сечениями ряда реакций.

Со свойствами симметрии изотопических функций лучше всего познакомиться на конкретных примерах.

Рассмотрим систему, состоящую из двух частиц с $T = \frac{1}{2}$.

Пусть

$$\psi_{\frac{1}{2}}(1), \psi_{-\frac{1}{2}}(1), \psi_{\frac{1}{2}}(2) \text{ и } \psi_{-\frac{1}{2}}(2)$$

возможные ортонормированные изотопические функции частицы

№ I и частицы № 2 x).

Возможные ортонормированные функции системы, очевидно имеют вид

$$\begin{aligned} 1. & \psi_{1/2}(1)\psi_{1/2}(2) \\ 2. & \psi_{-1/2}(1)\psi_{-1/2}(2) \\ 3. & \psi_{1/2}(1)\psi_{-1/2}(2) \\ 4. & \psi_{-1/2}(1)\psi_{1/2}(2) \end{aligned} \quad (7.1)$$

Кроме этой системы ортонормированных функций существует множество других эквивалентных ей систем ортонормированных функций. Для наших целей удобно вместо (7.1) рассмотреть систему, в которой функции 3 и 4 заменены на их симметричные и антисимметричные (относительно перестановки частиц) линейные комбинации:

$$\begin{aligned} 1. & \psi_{1/2}(1)\psi_{1/2}(2) \\ 2. & \psi_{-1/2}(1)\psi_{-1/2}(2) \\ 3. & \frac{\psi_{1/2}(1)\psi_{-1/2}(2) + \psi_{-1/2}(1)\psi_{1/2}(2)}{\sqrt{2}} \\ 4. & \frac{\psi_{1/2}(1)\psi_{-1/2}(2) - \psi_{-1/2}(1)\psi_{1/2}(2)}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (7.2)$$

Здесь первые две функции описывают состояние с $T = I$ и они, очевидно, симметричны относительно перестановки частиц.

x) Номера частиц использованы в качестве аргументов у волновых функций. Здесь это удобно, так как при этом свойства симметрии волновой функции проявляются в самой записи.

Тип симметрии не зависит от поворота системы координат, поэтому симметричную функцию 3(7.2) следует отнести к состоянию с $T = I$, а оставшаяся антисимметричная функция 4 (7.2) описывает состояние с $T = 0$. Таким образом, в этом примере состояние с $T = I$ описывается симметричными функциями, а состояние с $T = 0$ имеет антисимметричную волновую функцию.

Рассмотрим ещё два аналогичных примера.

а) Система из двух частиц с $T = 0$.

Имеется только одна симметричная волновая функция

$$\varphi(1)\varphi(2)$$

б) Система из двух частиц с $T = I$.

Эта система характеризуется девятью ортонормированными изотопическими функциями

1. $\varphi_{+1}(1)\varphi_{+1}(2)$

2. $\varphi_{+1}(1)\varphi_0(2)$

3. $\varphi_{-1}(1)\varphi_{+1}(2)$

4. $\varphi_{-1}(1)\varphi_0(2)$

5. $\varphi_{-1}(1)\varphi_{-1}(2)$

6. $\varphi_1(2)\varphi_0(1)$

7. $\varphi_{-1}(2)\varphi_{+1}(1)$

8. $\varphi_{-1}(2)\varphi_0(1)$

9. $\varphi_0(2)\varphi_0(1)$

(7.3)

Вместо системы (7.3) мы рассмотрим другую, эквивалентную ей, систему ортонормированных изотопических функций (аналогичную системе (7.2)).

1. $\varphi_{+1}(1)\varphi_{+1}(2)$

2. $\frac{\varphi_{+1}(1)\varphi_0(2) + \varphi_{+1}(2)\varphi_0(1)}{\sqrt{2}}$

3. $\varphi_0(1)\varphi_0(2)$

4. $\frac{\varphi_{-1}(1)\varphi_0(2) + \varphi_{-1}(2)\varphi_0(1)}{\sqrt{2}}$

5. $\varphi_{-1}(1)\varphi_{-1}(2)$

6. $\frac{\varphi_{+1}(1)\varphi_0(2) - \varphi_{+1}(2)\varphi_0(1)}{\sqrt{2}}$

7. $\frac{\varphi_{-1}(1)\varphi_{+1}(2) - \varphi_{-1}(2)\varphi_{+1}(1)}{\sqrt{2}}$

8. $\frac{\varphi_{-1}(1)\varphi_0(2) - \varphi_{-1}(2)\varphi_0(1)}{\sqrt{2}}$

9. $\frac{\varphi_{-1}(1)\varphi_{+1}(2) + \varphi_{-1}(2)\varphi_{+1}(1)}{\sqrt{2}}$

(7.4)

Рассуждая так же, как при анализе первого примера, легко убедиться в том, что симметричные функции 1, 2, 4 и 5 (7.4) принадлежат к состоянию с $\Gamma = 2$, а антисимметричные функции 6, 7 и 8 (7.4) к состоянию с $\Gamma = 1$. Волновая функция состояния с $\Gamma = 0$ может быть получена только как линейная комбинация двух оставшихся симметричных функций 3 и 9 (7.4). Следовательно, это состояние описывается симметричной функцией. Что касается волновой функции состояния с $\Gamma = 2$ и $\Gamma_z = 0$, то она выражается с помощью другой линейной комбинации функций 3 и 9 (7.4), т.е.; как и следовало ожидать, также симметрична.

Содержание рассмотренных примеров сводится к построению полной ортонормированной системы изотопических функций, описывающих состояния с определёнными Γ и Γ_z . Эту операцию можно произвести и иначе, записав с помощью таблиц IV и VI разложения указанных "изотопических" функций по функциям "физическим". При этом, как легко видеть, получают-ся прежние результаты. В частности, для "изотопических" функций (2,0) и (0,0) (пример б) имеют место выражения

$$(2,0) = \frac{1}{\sqrt{6}} \varphi_1(1) \varphi_{-1}(2) + \sqrt{\frac{2}{3}} \varphi_0(1) \varphi_0(2) + \frac{1}{\sqrt{6}} \varphi_{-1}(1) \varphi_1(2)$$

$$(0,0) = \frac{1}{\sqrt{3}} \varphi_1(1) \varphi_{-1}(2) - \frac{1}{\sqrt{3}} \varphi_0(1) \varphi_0(2) + \frac{1}{\sqrt{3}} \varphi_{-1}(1) \varphi_1(2)$$

Рассмотренные примеры приводят нас к следующему общему правилу: при образовании системы из двух частиц с одинаковыми изотопическими спинами состояние с наибольшим суммарным изотопическим спином симметрично; состояние с изотопическим спином на единицу меньшим антисимметрично, и далее, при изменении изотопического спина на единицу происходит чередование симметрии и антисимметрии изотопических волновых функций.

§ 2. Частицы одного мультиплета. Примеры использования симметрии изотопических функций.

Свойства симметрии изотопических волновых функций можно использовать для получения некоторых выводов, относящихся к системам частиц, являющихся компонентами одного и того же мультиплета. В силу общих принципов квантовой механики

и предположения о том, что различные компоненты мультиплета являются разными состояниями одной и той же частицы, полные волновые функции таких систем

$$\Psi = \Psi_{\text{коорд.}} \cdot \Psi_{\text{спин}} \cdot \Psi_{\text{изотоп.}} \quad \text{x)} \quad (7.5)$$

должны быть симметричными для бозонов (обычный спин целый) и антисимметричными для фермионов (обычный спин полуцелый). Мы видим, таким образом, что для системы тождественных частиц существует некоторая связь между изотопическим, пространственным и спиновым состояниями системы.

Встречаются случаи, когда пространственное и спиновое состояния частиц, образующих рассматриваемую систему или участвующих в изучаемой реакции, известны. Тогда изотопическое состояние оказывается также известным, либо число возможных изотопических состояний ограничено, по сравнению с общим случаем. В этих обстоятельствах удаётся обнаружить некоторые частные свойства системы частиц, а также конкретизировать изотопические соотношения.

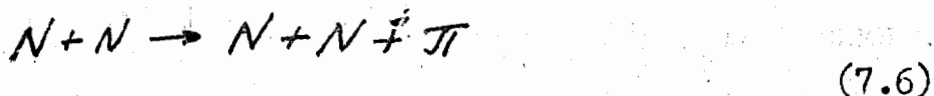
Рассмотрим примеры.

а) Докажем, что изотопический спин дейтона равен нулю. Действительно, нуклоны в дейтоне находятся, как известно, в S или D состоянии, т.е. пространственная волновая функция дейтона симметрична. Обычный спин дейтона равен единице.

х) Приведенная запись относится к случаю, когда орбитальный момент, обычный спин и изотопический спин системы фиксированы. В общем случае волновая функция может быть представлена в виде линейной комбинации выражений типа (7.5).

Это значит, что нуклоны находятся в триплетном состоянии, и, следовательно, спиновая волновая функция также симметрична^{х)} Полная волновая функция должна быть антисимметричной. Таким образом изотопическая волновая функция дейтона антисимметрична, из чего следует, что изотопический спин дейтона равен нулю.

С учетом этого ограничения можно, очевидно, получить дополнительные сведения о протекании различных реакций с участием дейтона. В частности, для реакций:

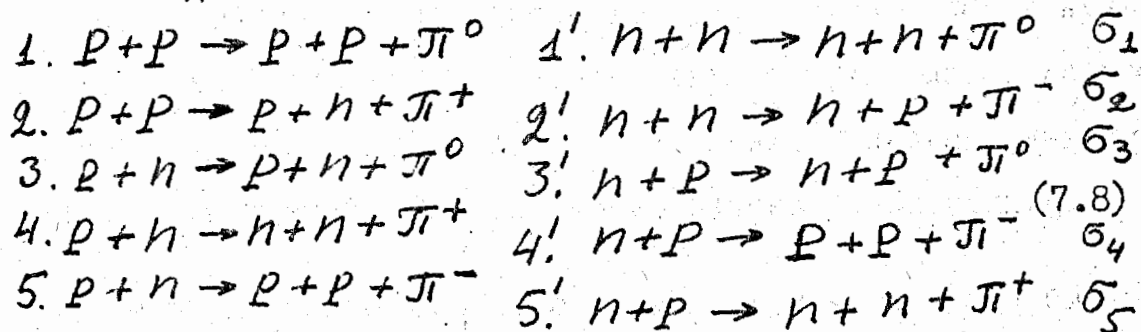


и



получаются различные изотопические соотношения, причем, соотношения для реакций (7.6) верны, конечно, и для реакций (7.5), но для (7.5) имеются ещё специальные, дополнительные соотношения.

Действительно, для реакций (7.6), которые можно записать в виде:

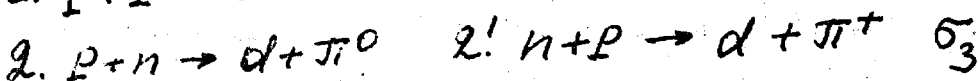
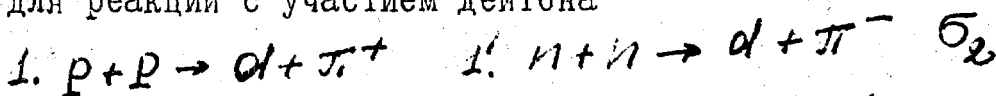


х) Свойства симметрии волновых функций обычного и изотопического спина, очевидно, совершенно одинаковы.

сравнивая число пионов разного знака, получаем единственное соотношение

$$2\sigma_1 + 2\sigma_3 = \sigma_2 + \sigma_4 + \sigma_5 \quad (7.9)$$

Для реакций с участием дейтона



имеем соотношение

$$\sigma_2 = 2\sigma_3$$

Что касается реакций аналогичных реакциям 1(7.8), 4(7.8) и 5(7.8), то в данном случае они, очевидно, не идут, т.е.

$$\sigma_1 = \sigma_4 = \sigma_5 = 0$$

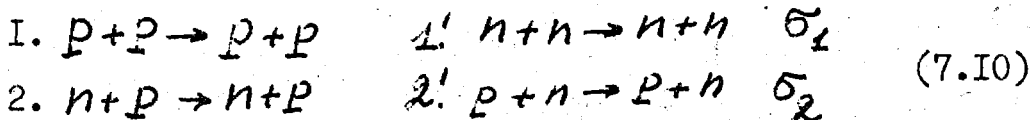
Таким образом, равенство /7.9/ также оказывается выполненным^{х/}.

Следующие примеры относятся к реакциям, протекающим вблизи порога.^{хх)}

б) Упругое рассеяние нуклона на нуклоне



В данном случае выражение "вблизи порога" означает просто при малых энергиях, когда нуклоны находятся в S -состоянии. Спиновое состояние может быть синглетным (обычный спин равен нулю) и триплетным (спин равен единице). Запишем возможные реакции



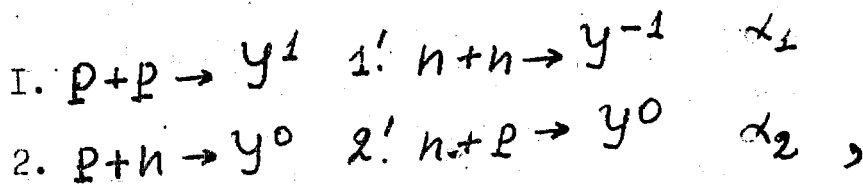
х) Если бы каким-либо образом отбирались только те случаи, в которых вторичные нуклоны имеют изотопический спин $T=1$, то, как легко видеть, кроме соотношения (7.9) имело бы место дополнительное соотношение $\sigma_1 + \sigma_4 + \sigma_5 = 2(\sigma_2 + \sigma_3)$

Для триплетного состояния нуклонов имеет место очевидное соотношение

$$b_1 = 0,$$

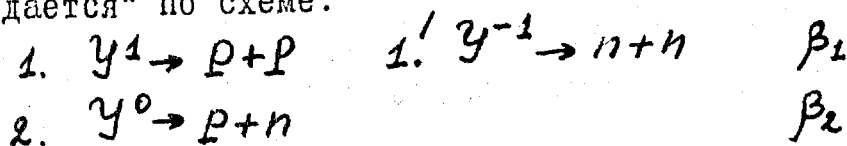
так как реакции I (7.10) не могут протекать в состоянии с изотопическим спином $T = 0$ х)

Для синглетного спинового состояния (7.10) можно переписать в виде:



где через Y обозначена некоторая фиктивная частица ("изобара") с изотопическим спином $T = 1$.

(Индекс сверху указывает проекцию изотопического спина T_z , α_i - сечения выписанных реакций). "Частица" Y "распадается" по схеме:



Через β_i обозначены вероятности соответствующих распадов. Очевидно, что

$$b_i = \alpha_i \cdot \beta_i$$

Обычным способом получаем:

$$\alpha_1 = 2\alpha_2$$

$$\beta_1 = \beta_2,$$

х) Этот вывод можно получить не привлекая понятия изотопического спина, используя только принцип Паули. Действительно, два тождественных фермиона должны, согласно этому принципу, иметь антисимметричную волновую функцию. Нуклоны в реакциях I (7.10) по условию находятся в симметричном состоянии. Следовательно, реакции I (7.10) не идут.

т.е., при синглетном спиновом состоянии нуклонов

$$b_1 = 2b_2 \quad \text{х)}$$

в) Реакции образования Λ^0 - частицы при столкновении K^- - мезона с нуклоном: $K + N \rightarrow \Lambda^0 + K + K$

Вблизи порога система K^- - мезонов $\{K^-, K^-\}$ находится в S - состоянии. Так как K^- - мезоны являются бозонами, то изотопический спин системы $\{K^-, K^-\}$ равен единице ^{хх)}. Изотопический спин Λ^0 - частицы равен нулю, и она не влияет на изотопические соотношения. Как и в предыдущем примере, получаем,

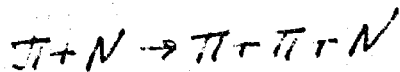
$$b_{K^+ \rightarrow \Lambda^0 K^+ K^+} = 2b_{K^+ n \rightarrow \Lambda^0 K^+ K^0}$$

Это соотношение сохраняется и вдали от порога, если отбираются только те случаи, в которых импульсы K^- - мезонов близки друг другу (т.е. относительная скорость мала).

х) Этот же результат можно, конечно, получить не привлекая "изобару" U , а записывая выражения для матричных элементов соответствующих процессов через начальные и конечные изотопические функции и используя значения коэффициентов К.-Г.

хх) Следовательно, K^- - мезон и нуклон до реакции также находятся в состоянии с изотопическим спином $T = 1$.

г) Реакции рождения пиона при столкновении пиона с нуклоном



Вблизи порога система двух вторичных пионов может иметь изотопический спин $T = 2$ и $T = 0$. Состояние с $T = 1$ запрещено. Это упрощает изотопические соотношения и, в частности, приводит к некоторым новым равенствам. Рассмотрим, например, реакции:

1. $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + p$
2. $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + n$
3. $\pi^+ + n \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + n$
4. $\pi^0 + p \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + n$

Системы двух вторичных пионов не могут, очевидно, здесь иметь $T = 0$, и, поэтому, они находятся в состоянии с $T = 2$. Следовательно, первичные пион и нуклон находятся в состоянии с $T = \frac{3}{2}$. Тогда, по существу, имеем реакции:

1. $U^{3/2} \rightarrow Y^1 + p$
2. $U^{3/2} \rightarrow Y^2 + n$
3. $U^{1/2} \rightarrow Y^1 + n$
4. $U^{1/2} \rightarrow Y^1 + n$

где через U^i и Y^i обозначены фиктивные частицы, составленные из первичного пиона и нуклона и из двух вторичных пионов соответственно.^{х)} Этой записью мы хотели подчеркнуть,

х) Изобары U^i и Y^i обладают изотопическими спинами $3/2$ и 2 соответственно и "распадаются" на те частицы, из которых они составлены (см. Приложение VII).

что все реакции идут через один изотопический канал и, следовательно, для их сечений получатся конечные соотношения (см. главу II, §3).

Подробные вычисления и конечные результаты приведены в Приложении УП.

Как и раньше, все выводы остаются в силе и вдали от порога, но для пионов, обладающих близкими импульсами, а также и при любом фиксированном чётном относительном орбитальном моменте пионов.

§ 3. Замечание о реакциях перезарядки.

В главе II мы неоднократно упоминали о реакциях рассеяния и перезарядки. Смысл перезарядки очевиден, когда в реакции участвуют частицы разных изотопических мультиплетов, например



Здесь перезарядка явно отличается от упругого рассеяния, так как в ходе реакции изменяется природа частиц. При столкновении частиц, принадлежащих к одному изотопическому мультиплету, в результате реакции их природа не изменяется:



Как следует понимать перезарядку в этом случае? Если первичные частицы взаимодействуют в состоянии с какими-либо определенными спиновыми орбитальными моментами, то реакция с перезарядкой физически ничем не отличается от упругого рассеяния. Действительно, в силу изложенных выше свойств симметрии в этом случае угловое распределение частиц в системе центра масс симметрично относительно плоскости, перпендикулярной к направ-

лению пучка, и в любом телесном угле будет всегда наблюдаться одинаковое число частиц обоих типов. Такая ситуация может иметь место, например, в области малых энергий, когда взаимодействие происходит преимущественно в S - состоянии^{х)}. При взаимодействии частиц высокой энергии положение изменяется. В этом случае рассеянная волна всегда является суперпозицией большого числа парциальных волн с различными орбитальными моментами как четными, так и нечетными. Указанная симметрия в угловом распределении исчезает, что даёт возможность отличить рассеяние от перезарядки.

ГЛАВА УШ.

Экспериментальная проверка гипотезы изотопической инвариантности.

Ранее (см. главу I) уже было рассказано об основных соображениях, относящихся к ядерной физике и физике элементарных частиц, на основании которых была в своё время введена гипотеза изотопической инвариантности. К ним относятся идентичность свойств зеркальных ядер, приблизительное равенство масс нейтрона и протона и т.п.

х) Если взаимодействующие частицы обладают спином, то спиновое состояние системы также предполагается определенным.

В этой главе мы дадим краткий перечень, проведенных к настоящему времени экспериментов в области физики высоких энергий, которые позволяют судить о справедливости гипотезы изотопической инвариантности и о степени возможных от неё отклонений^{х)}. Попутно приведено также несколько отдельных замечаний относительно некоторых возможных в этом направлении дальнейших опытов.

§ I. Взаимодействия обычных частиц.

а) Процессы типа $\pi + N \rightarrow \pi + N$.

Если гипотеза изотопической инвариантности справедлива, то должно выполняться соотношение

$$2\sigma_0(0) = \left[\sqrt{\sigma_+(0) - \left(\frac{\kappa\sigma_+}{4\pi}\right)^2} - \sqrt{\sigma_-(0) - \left(\frac{\kappa\sigma_-}{4\pi}\right)^2} \right]^2 + \left(\frac{\kappa}{4\pi}\right)^2 (\sigma_+ - \sigma_-)^2, \quad (8.1)$$

где κ - волновое число мезонов, $\sigma_+(0)$, $\sigma_0(0)$ и $\sigma_-(0)$ - дифференциальные сечения рассеяния под нулем для процессов

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p, \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n \quad \text{и} \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^- + p,$$

а σ - соответствующие полные сечения.

Это равенство легко можно получить, используя оптическую теорему и выражения для амплитуд реакции

$$\pi + N \rightarrow \pi + N, \text{ приведенные в главе II, § 3.}$$

х) Обзор литературы по проверке изотопической инвариантности при взаимодействиях обычных частиц можно найти в докладе Б.М.Понтекорво на IX Международной конференции по физике высоких энергий. г.Киев, 1959 г.

Соотношение (8.1) было проверено при пяти значениях энергии π - мезонов в интервале от 150 Мэв до 307 Мэв. Результаты свидетельствуют о том, что отклонения от равенства (8.1) не превышают 10%.

б) Процессы типа $N + N \rightarrow N + N + \pi$

Обычным методом нетрудно получить соотношение, связывающее между собой полные сечения образования нейтральных и заряженных π - мезонов в различных типах нуклон-нуклонных соударений (см. главу III, §6):

$$\frac{\sigma_{pp}^+ + \sigma_{pn}^+ + \sigma_{pn}^-}{2(\sigma_{pp}^0 + \sigma_{pn}^0)} = 1 \quad \text{x)} \quad (8.2)$$

Равенство (8.2) было проверено в области энергий от порога образования π - мезонов (~ 320 Мэв) до 660 Мэв. В этом интервале энергий оно выполняется с точностью

(10 \div 15)%. При энергии 970 Мэв было получено неожиданно большое сечение σ_{pn}^0 , что привело к величине отношения (8.2) заметно отличающейся от единицы ($0,61 \pm 0,15$). Последний результат не следует пока считать надёжным, так как сечение рождения π^0 - мезонов на свободных нейтронах вычислялось косвенным образом, исходя из сечения рождения π^0 - мезонов при взаимодействиях нуклонов с дейтерием. Такой

x) В целях большей наглядности здесь использованы обозначения, отличающиеся от принятых в главе III, § I.

пересчет не является однозначным.

Равенство (8.2) имеет место и для дифференциальных сечений. Поэтому суммарные угловые распределения всех нейтральных и всех заряженных π - мезонов, образовавшихся в $\mu\mu$ и $\mu\pi$ соударениях,

$$\sigma_{\mu\mu}^0(\vartheta) + \sigma_{\mu\pi}^0(\vartheta) \text{ и } \sigma_{\mu\mu}^+ + \sigma_{\mu\pi}^+(\vartheta) + \sigma_{\mu\pi}^-(\vartheta),$$

должны быть одинаковыми. Так как при энергиях меньших 650 Мэв угловые распределения мезонов хорошо описываются полиномами типа $\alpha \left(\frac{1}{3} + \beta_{\pi} \cos^2 \vartheta \right)$, то высказанное утверждение эквивалентно равенству:

$$\beta_{\pi^0} = \beta_{\pi^{\pm}} \quad (8.3)$$

При энергии первичных протонов 600 Мэв угловое распределение π^0 - мезонов оказалось близким к изотропному ($\beta_{\pi^0} = 0,16 \pm 0,04$). Для заряженных π - мезонов экспериментальные данные оказались противоречивыми.

в) Реакции $\mu + d \rightarrow \text{H}^3 + \pi^+$ и $\mu + d \rightarrow \text{He}^3 + \pi^0$

Если учесть, что He^3 и H^3 являются различными компонентами изотопического дублета, то легко получить соотношение

$$\frac{\sigma_{\text{H}^3}}{\sigma_{\text{He}^3}} = 2 \quad (8.4)$$

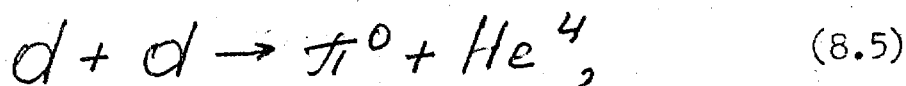
Указанные реакции подробно изучались при энергии протонов 450 Мэв, причем величина отношения $\frac{\sigma_{\text{H}^3}}{\sigma_{\text{He}^3}}$ оказалась равной $1,91 \pm 0,25$. При $E_{\pi} = 600$ Мэв было получено:

$$\frac{\sigma_{\text{H}^3}}{\sigma_{\text{He}^3}} = 2,26 \pm 0,11.$$

Последний результат несколько отличается от (8.4). Однако, если при выводе (8.4) учесть поправки на разность масс He^3 и H^3 и на кулоновское взаимодействие то, как сообщается в работе Келлера^{х)}, величина отношения $\frac{\sigma_{H^3}}{\sigma_{He^3}}$ оказывается близкой к экспериментальной.

г) Реакция $d + d \rightarrow \pi^0 + He^4$

Наиболее обещающим методом проверки изотопической инвариантности в процессах с участием пионов и нуклонов, является исследование возможного существования реакции



которая, как легко видеть, запрещена законом сохранения изотопического спина^{хх)}. Опыты по обнаружению указанной реакции при $E_d = 400$ Мэв дали отрицательный результат^{ххх)}. С вероятностью 90% эффективное сечение процесса (8.5) не превосходит 10^{-31} см².

х) См. доклад Б.М.Понтекорво на IX Международной конференции по физике высоких энергий. г. Киев, 1959г.

хх) Соответствующее предложение принадлежит Л.И.Лалидусу.

ххх) Ю.К.Акимов, О.В.Савченко, Л.М.Сороко "Реакция $d + d \rightarrow \pi^0 + He^4$ при энергии дейтронов 400 Мэв" Препринт ОИЯИ, Р-422.

Найденный верхний предел естественно сравнивать с сечением электромагнитного процесса:

$$d + d \rightarrow He^4 + \gamma, \quad (8.6)$$

которое равно 10^{-32} см².

§ 2. Процессы с участием странных частиц.

Количественная проверка изотопической инвариантности для взаимодействий с участием странных частиц была проведена только при исследовании процессов типа:

$$\begin{aligned} K^- + d &\rightarrow \Sigma + \pi + N \\ \text{и } K^- + d &\rightarrow \Lambda^0 + \pi + N \end{aligned} \quad (8.7)$$

Как показано в главе III, § 2, для π -мезонов, образовавшихся в реакциях типа (8.7), имеет место соотношение:

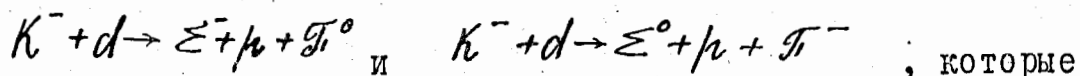
$$\frac{N_{\pi^\pm}}{2N_{\pi^0}} = 1, \quad (8.8)$$

где N_{π^\pm} - число заряженных π -мезонов,
 N_{π^0} - число нейтральных.

Экспериментальная величина этого отношения равна $1,06 \pm 0,05^x$.

x) Доклад Л.В. Альвареца на IX Международной Конференции по физике высоких энергий. Киев, 1959 г.

При дальнейшем изучении процессов типа (8.7) интересно измерить сечения реакций:



которые в силу изотопической инвариантности должны быть равны друг другу.

§ 3. Некоторые возможные опыты по проверке изотопической симметрии при больших энергиях.

Проверка изотопической инвариантности при больших энергиях осложняется тем обстоятельством, что в результате взаимодействия образуются обычно несколько частиц. Поэтому соответствующие изотопические соотношения, как правило, связывают между собой сечения многих реакций, измерения которых (ввиду их большого числа) оказывается затруднительным. В связи с этим, в настоящее время ещё нет количественной экспериментальной проверки гипотезы изотопической инвариантности для энергий выше 1 Бэв.

В главе II, § 3 рассматривались реакции перезарядки и рассеяния. Совместное изучение этих процессов (в частности, - перезарядки и рассеяния пионов на нуклонах) может дать вполне осуществимую возможность проверки изотопической инвариантности при высоких энергиях. В настоящем параграфе нам хотелось бы обратить внимание на один сравнительно простой способ проверки изотопической симметрии в области больших энергий, позволяющий к тому же получить некоторую экспериментальную информацию о распределении странных частиц по зарядовым мультиплетам.

Сначала рассмотрим взаимодействие типа дейтрон-дейтрон. В силу изотопической симметрии в любой системе координат число каких-либо частиц, вылетающих под некоторым углом ϑ , равно числу изотопически сопряженных частиц, относящихся к тому же мультиплету.

Таким образом,

$$N_{\pi^+} = N_{\pi^-}, N_{K^+} = N_{K^0}, N_{\Sigma^+} = N_{\Sigma^-} \quad (8.9)$$

и т.д.

Если отбирать только те случаи, в которых образуются, например, Λ^0 -частицы, то равенства (8.9), очевидно, не нарушаются, поскольку изотопический спин Λ^0 -частицы равен нулю. С другой стороны, они должны нарушиться, если отбирать случаи, содержащие одни только Σ^+ -частицы, но снова восстанавливаются для выборки содержащей одинаковое количество Σ^+ и Σ^- гиперонов, причем это последнее утверждение совершенно не зависит от возможного различия в эффективностях их регистрации. Аналогичное утверждение верно, конечно, и в отношении сопоставления K^+ и K^0 -мезонов и т.д.

Всё сказанное справедливо не только для реакции $d+d$ но относится также, с очевидными изменениями, и к сопоставлению любых двух изотопически сопряженных реакций. В качестве примера можно привести реакций положительных и отрицательных π -мезонов с некоторыми ядрами M , изотопический спин которых равен нулю. В этом случае следует сравнивать число π^+ -мезонов, образовавшихся в реакции π^+M , с числом π^- -мезонов, полученных в реакции π^-M и т.д.

ПРИЛОЖЕНИЕ I.

Некоторые изотопические соотношения при рассеянии
частиц высокой энергии на ядрах.

В главе II, § 3 отмечается, что в области высоких энергий сечения перезарядок, вероятно, много меньше сечений упругих рассеяний.

В связи с этим представляет интерес следующая теорема.

Пусть произвольная частица $B^{j'}$ с изотопическим спином j' рассеивается на частице $A^{j,m}$ с изотопическим спином j и его проекцией m . Тогда, если равны нулю два любых сечения рассеяния с перезарядкой (исключая сечения с двойной перезарядкой), то:

а) равны нулю матричные элементы и сечения всех остальных рассеяний с перезарядкой;

б) равны между собой матричные элементы и сечения всех возможных типов упругого рассеяния.

Докажем теорему для частного случая, когда $B^{j'}$ есть пион^{x)}.

При этом возможны следующие реакции:

1. $\pi^- + A^{j,m} \rightarrow \pi^- + A^{j,m}$
2. $\pi^- + A^{j,m} \rightarrow \pi^0 + A^{j,m-1}$
3. $\pi^- + A^{j,m} \rightarrow \pi^+ + A^{j,m-2}$
4. $\pi^0 + A^{j,m} \rightarrow \pi^0 + A^{j,m}$
5. $\pi^0 + A^{j,m} \rightarrow \pi^- + A^{j,m+1}$
6. $\pi^0 + A^{j,m} \rightarrow \pi^+ + A^{j,m-1}$
7. $\pi^+ + A^{j,m} \rightarrow \pi^+ + A^{j,m}$
8. $\pi^+ + A^{j,m} \rightarrow \pi^0 + A^{j,m+1}$
9. $\pi^+ + A^{j,m} \rightarrow \pi^- + A^{j,m+2}$

(I.1)

С помощью таблицы III убеждаемся, что матричные элементы для всех процессов имеют вид

$$\begin{aligned} M_1 &= \langle (a^{j,m}, \bar{u}^-)^* | \mathcal{H} | (a^{j,m}, \bar{u}^-) \rangle = \\ &= \frac{1}{2j(j+1)(2j+1)} \left[j(j-m+1)(j-m+2)f + (2j+1)(j-m+1)(j+m)g + \right. \\ &\quad \left. + (j+1)(j+m)(j+m-1)h \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_2 &= \langle (a^{j,m}, \bar{u}^-)^* | \mathcal{H} | (a^{j,m-1}, \bar{u}^0) \rangle = \\ &= \frac{\sqrt{(j-m+1)(j+m)}}{\sqrt{2} j(j+1)(2j+1)} \left[j(j-m+2)f + (2j+1)(m-1)g - (j+1)(j+m-1)h \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_3 &= \langle (a^{j,m}, \bar{u}^-)^* | \mathcal{H} | (a^{j,m-2}, \bar{u}^+) \rangle = \\ &= \frac{\sqrt{[j^2 - (m-1)^2]}(j-m+2)(j+m)}{2j(j+1)(2j+1)} \left[jf - (2j+1)g + (j+1)h \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_4 &= \langle (a^{j,m}, \bar{u}^0)^* | \mathcal{H} | (a^{j,m}, \bar{u}^0) \rangle = \\ &= \frac{1}{2j(j+1)(2j+1)} \left[j(j-m+1)(j+m+1)f + (2j+1)m^2g + (j+1)(j-m)(j+m)h \right] \end{aligned}$$

$$M_5 = \langle (A^{j,m}, \pi^0)^* | \mathcal{H} | (A^{j,m}, \pi^-) \rangle =$$

$$= \frac{\sqrt{(j+m+1)(j-m)}}{\sqrt{2} j(j+1)(2j+1)} [j(j-m+1)f + 2(j+1)mg - (j+1)(j+m)h]$$

$$M_6 = \langle (A^{j,m}, \pi^0)^* | \mathcal{H} | (A^{j,m-1}, \pi^+) \rangle =$$

$$= \frac{\sqrt{(j-m+1)(j+m)}}{\sqrt{2} j(j+1)(2j+1)} [j(j+m+1)f - 2(j+1)mg - (j+1)(j-m)h]$$

$$M_7 = \langle (A^{j,m}, \pi^+)^* | \mathcal{H} | (A^{j,m}, \pi^+) \rangle =$$

$$= \frac{1}{2j(j+1)(2j+1)} [j(j+m+1)(j+m+2)f + (2j+1)(j+m+1)(j+m)g + (j+1)(j-m-1)(j-m)h]$$

$$M_8 = \langle (A^{j,m}, \pi^+)^* | \mathcal{H} | (A^{j,m+1}, \pi^0) \rangle =$$

$$= \frac{\sqrt{(j+m+1)(j-m)}}{\sqrt{2} j(j+1)(2j+1)} [j(j+m+2)f - (2j+1)(m+1)g - (j+1)(j-m-1)h]$$

$$M_9 = \langle (A^{j,m}, \pi^+)^* | \mathcal{H} | (A^{j,m+2}, \pi^-) \rangle =$$

$$= \frac{\sqrt{[j^2 - (m+1)^2](j+m+2)(j-m)}}{2j(j+1)(2j+1)} [jf - (2j+1)g + (j+1)h]$$

Предположим, например, что $M_8 = M_9 = 0$ Это даёт

нам систему уравнений

$$j(j-m+2)f + (2j+1)(m-1)g - (j+1)(j+m-1)h = 0$$

$$jf - (2j+1)g + (j+1)h = 0$$

из которой следует

$$f = g = h,$$

что приводит к равенствам

$$M_1 = M_4 = M_7 = f$$

$$M_2 = M_3 = M_5 = M_6 = M_8 = M_9 = 0$$

Теорема, таким образом, доказана. Как отмечалось в главе II, § 3, физический смысл её сводится к утверждению, что отсутствие перезарядок означает независимость взаимодействия от изотопического спина. Ясно поэтому, что полученные выводы останутся в силе, если во всех или в некоторых реакциях (I.I) частицу $\pi^{j,m}$ с проекцией изотопического спина m заменить на частицу $\pi^{j,m'}$ с проекцией изотопического спина m' .

Совершенно аналогично можно провести доказательство для случая, когда падающая частица обладает произвольным изотопическим спином.

ПРИЛОЖЕНИЕ П.

Соотношения между сечениями при наличии двух изотопических каналов.

Покажем, что если двухчастичная реакция идёт через два изотопических канала, то соответствующие дифференциальные сечения всегда связаны соотношениями типа неравенств между сторонами треугольника. Действительно, возьмём три матричных элемента, соответствующих любым трём переходам

$$M_1 = a_1 f + b_1 g$$

$$M_2 = a_2 f + b_2 g$$

$$M_3 = a_3 f + b_3 g$$

Всегда можно подобрать два числа α и β таким образом, чтобы выполнялось равенство

$$M_3 = \alpha M_1 + \beta M_2 \quad (2.1)$$

Беличины α и β определяются тогда из уравнений

$$\alpha a_1 + \beta a_2 = a_3$$

$$\alpha b_1 + \beta b_2 = b_3$$

Условием разрешимости этой системы является требование

$$\begin{vmatrix} a_1 & a_2 \\ b_1 & b_2 \end{vmatrix} \neq 0$$

Оно всегда выполняется, если считать, что выражения для матричных элементов

$$\begin{aligned} m_1 &= a_1 f + b_1 g \\ m_2 &= a_2 f + b_2 g \end{aligned} \quad (2.2)$$

независимы друг от друга. Таким образом всегда можно записать соотношение (2.1), из которого сразу, следуют неравенства между сечениями типа

$$\sqrt{\sigma_3} \leq \alpha \sqrt{\sigma_1} + \beta \sqrt{\sigma_2}$$

и т.д.

ПРИЛОЖЕНИЕ III.

Амплитуды некоторых реакций

Ниже приведены выражения для амплитуд \mathcal{A} реакций типа:

$$X^{T_2 T_{2_2}} + Y^{T_2 T_{2_2}} \rightarrow U^{T_3 T_{2_3}} + V^{T_4 T_{2_4}} \quad (3.1)$$

и

$$X^{T_2, T_{2_2}} + Y^{T_2 T_{2_2}} \rightarrow U^{T_3 T_{2_3}} + V^{T_4, T_{2_4}} + S^{T_5, T_{2_5}} \quad (3.2)$$

Через амплитуды f^T соответствующие фиксированному значению изотопического спина системы T . В (3.1) и (3.2) символом $X^{T_2 T_{2_2}}$ обозначена частица с изотопическим спином T_2 и проекций изотопического спина T_{2_2} , то же самое относится к частицам Y, U, V, S . Сечения различных реакций σ связаны с амплитудами \mathcal{A} соотношением

$$\sigma = |\mathcal{A}|^2$$

Для краткости мы будем опускать индексы T в выражении для \mathcal{A} оставляя только индексы T_2 . В силу изотопической симметрии $\mathcal{A}(T_2, T_{2_2}, T_{2_3}, T_{2_4}) = \mathcal{A}(-T_2, -T_{2_2}, -T_{2_3}, -T_{2_4})$. Аналогичное утверждение, конечно, верно и для реакций (3.2)

$$a) X^{\frac{1}{2}, T_2} + Y^{\frac{1}{2}, T_{2_2}} \rightarrow U^{\frac{1}{2}, T_{2_3}} + V^{\frac{1}{2}, T_{2_4}}$$

$$\mathcal{A}(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; \frac{1}{2}, \frac{1}{2}) = f^1$$

$$\mathcal{A}(-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}; -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}) = \frac{1}{2}(f^1 + f^0)$$

$$\mathcal{A}(-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}; +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}) = \frac{1}{2}(f^1 - f^0)$$

Приведенные амплитуды соответствуют реакциям

$N+N \rightarrow N+N$, $K+N \rightarrow K+N$, $K+N \rightarrow \Xi + K$ и т.п.

$$\text{в) } \mathcal{N}^{1, T_{21}} + \mathcal{N}^{1/2, T_{22}} \rightarrow \mathcal{N}^{1, T_{23}} + \mathcal{V}^{1/2, T_{24}}$$

$$\mathcal{A}(1, \frac{1}{2}; 1, \frac{1}{2}) = f^{\frac{3}{2}}$$

$$\mathcal{A}(0, \frac{1}{2}; 0, \frac{1}{2}) = \frac{1}{3}(2f^{\frac{3}{2}} + f^{\frac{1}{2}})$$

$$\mathcal{A}(0, \frac{1}{2}; 1, -\frac{1}{2}) = \frac{\sqrt{2}}{3}(f^{\frac{3}{2}} - f^{\frac{1}{2}})$$

$$\mathcal{A}(-1, \frac{1}{2}; -1, +\frac{1}{2}) = \frac{1}{3}(f^{\frac{3}{2}} + 2f^{\frac{1}{2}})$$

$$\mathcal{A}(-1, \frac{1}{2}; 0, -\frac{1}{2}) = \frac{\sqrt{2}}{3}(f^{\frac{3}{2}} - f^{\frac{1}{2}})$$

Эти амплитуды соответствуют реакциям типа

$\bar{N}+N \rightarrow \bar{N}+N$, $\bar{N}+K \rightarrow \bar{N}+K$, $\Sigma+N \rightarrow \Sigma+N$, $\bar{N}+N \rightarrow \Sigma+K$ т.п.

$$\text{б) } \mathcal{N}^{1, T_{21}} + \mathcal{N}^{1, T_{22}} \rightarrow \mathcal{N}^{1, T_{23}} + \mathcal{V}^{1, T_{24}}$$

$$\mathcal{A}(1, 1; 1, 1) = f^2$$

$$\mathcal{A}(0, 1; 0, 1) = \frac{1}{2}(f^2 + f^1)$$

$$\mathcal{A}(0, 1; 1, 0) = \frac{1}{2}(f^2 - f^1)$$

$$\mathcal{A}(-1, 1; -1, 1) = \frac{1}{6}(f^2 + 3f^1 + 2f^0)$$

$$\mathcal{A}(-1, 1; 1, -1) = \frac{1}{6}(f^2 - 3f^1 + 2f^0)$$

$$\mathcal{A}(-1, 1; 0, 0) = \frac{1}{3}(f^2 - f^0)$$

$$\mathcal{A}(0, 0; 0, 0) = \frac{1}{3}(2f^2 + f^0)$$

Этими амплитудами описываются реакции типа $\bar{N}+\Sigma \rightarrow \bar{N}+\Sigma$

$$\text{г) } \mathcal{N}^{\frac{1}{2}, T_{21}} + \mathcal{N}^{\frac{1}{2}, T_{22}} \rightarrow \mathcal{N}^{1, T_{23}} + \mathcal{V}^{1, T_{24}}$$

$$\mathcal{A}(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1, 0) = \frac{1}{\sqrt{2}} f^1$$

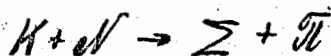
$$\mathcal{A}(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 0, 1) = -\frac{1}{\sqrt{2}} f^1$$

$$A\left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1, -1\right) = -\frac{f^0}{\sqrt{6}} + \frac{f^1}{2}$$

$$A\left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; -1, 1\right) = -\frac{f^0}{\sqrt{6}} - \frac{f^1}{2}$$

$$A\left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 0, 0\right) = \frac{f^0}{\sqrt{6}}$$

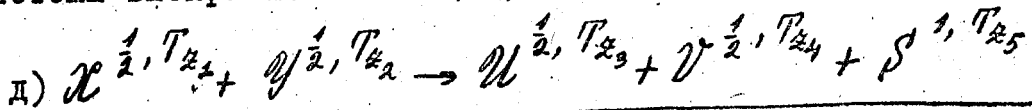
К рассматриваемой группе относятся реакции подобные



Для реакций типа (3.2), когда в конечном состоянии имеются три частицы U , V и S , амплитуды реакций могут выражаться через f^T различным образом. Действительно, в этом случае изотопический спин конечного состояния T складывается из трёх изотопических спинов T_3 , T_4 и T_5 . Это сложение можно производить различным образом. Можно, например, сначала рассмотреть подсистему из двух частиц U и V и для неё написать разложение по изотопическим функциям, а затем вычислять коэффициенты К-Г. для совокупности из подсистемы $\{U, V\}$ и частицы S . Найдя коэффициенты К-Г. для системы $\{U, V, S\}$, мы сможем выразить амплитуды всех возможных реакций через $f^{T_n, T}$, где T_n - изотопический спин подсистемы, T - изотопический спин конечного состояния реакции (3.2) x).

x) В качестве подсистемы мы могли бы взять совокупность $\{U, S\}$ или $\{V, S\}$. Очевидно, что физические выводы (в частности сечения реакций) не должны зависеть от выбора подсистемы или, другими словами, от способа сложения изотопических спинов.

Ниже мы приведём амплитуды реакций, когда в качестве подсистемы выбирались частицы U и V .

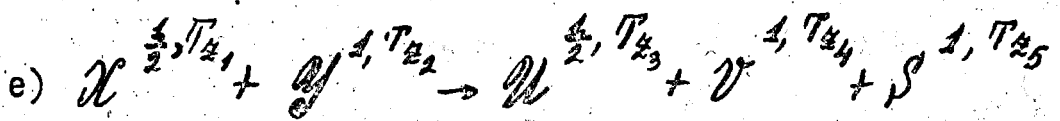


$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0) &= \sqrt{\frac{2}{3}} f^{41} \\ \mathcal{A}(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 1) &= \sqrt{\frac{2}{3}} [f^{0,1} - \sqrt{\frac{2}{3}} f^{41}] \\ \mathcal{A}(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1) &= -\sqrt{\frac{2}{3}} [f^{0,1} + \sqrt{\frac{2}{3}} f^{41}] \\ \mathcal{A}(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0) &= \frac{1}{2} [-f^{0,1} + \sqrt{\frac{2}{3}} f^{40}] \\ \mathcal{A}(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 0) &= \frac{1}{2} [f^{0,1} + \sqrt{\frac{2}{3}} f^{40}] \\ \mathcal{A}(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -1) &= \frac{1}{2} [-\sqrt{\frac{2}{3}} f^{40} + f^{41}] \\ \mathcal{A}(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 1) &= -\frac{1}{2} [\sqrt{\frac{2}{3}} f^{40} + f^{41}] \end{aligned}$$

Приведенные амплитуды соответствуют реакциям $\mathcal{K} + \mathcal{N} \rightarrow \mathcal{K} + \mathcal{N} + \mathcal{U}$



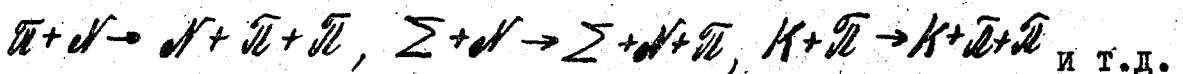
и т.п.



$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\frac{3}{2}, 1; \frac{3}{2}, 1, 0) &= \sqrt{\frac{3}{5}} f^{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}} \\ \mathcal{A}(\frac{3}{2}, 1; \frac{3}{2}, 0, 1) &= \sqrt{\frac{3}{5}} [f^{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} - \frac{2}{\sqrt{5}} f^{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}}] \\ \mathcal{A}(\frac{3}{2}, 1; -\frac{1}{2}, 1, 1) &= -\sqrt{\frac{2}{3}} [f^{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} + \sqrt{\frac{2}{3}} f^{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}}] \\ \mathcal{A}(\frac{3}{2}, 0; \frac{1}{2}, 0, 0) &= \frac{1}{3\sqrt{3}} [f^{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} + 2f^{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} - \sqrt{2}f^{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}} + \frac{2}{\sqrt{5}}f^{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A\left(\frac{1}{2}, 0; \frac{1}{2}, -1, 1\right) &= \frac{1}{3\sqrt{3}} \left[-2 f^{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} + 2 f^{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} + \sqrt{2} f^{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}} - 4\sqrt{\frac{1}{5}} f^{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}} \right] \\
 A\left(\frac{1}{2}, 0; \frac{1}{2}, 1, -1\right) &= \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\sqrt{2} f^{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}} + 2\sqrt{\frac{1}{5}} f^{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}} \right] \\
 A\left(\frac{1}{2}, 0; -\frac{1}{2}, 1, 0\right) &= \frac{1}{3\sqrt{3}} \left[-\sqrt{2} f^{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} - 2\sqrt{2} f^{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} - f^{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}} + \sqrt{\frac{2}{5}} f^{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}} \right] \\
 A\left(\frac{1}{2}, 0; -\frac{1}{2}, 0, 1\right) &= \frac{1}{3\sqrt{3}} \left[\sqrt{2} f^{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} - \sqrt{2} f^{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} + f^{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}} - 4\sqrt{\frac{2}{5}} f^{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}} \right] \\
 A\left(\frac{1}{2}, -1; \frac{1}{2}, -1, 0\right) &= \frac{1}{3\sqrt{3}} \left[-2 f^{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} + 2 f^{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} - \sqrt{2} f^{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}} - \frac{1}{\sqrt{5}} f^{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}} \right] \\
 A\left(\frac{1}{2}, -1; \frac{1}{2}, 0, -1\right) &= \frac{1}{3\sqrt{3}} \left[2 f^{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} + f^{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} + \sqrt{2} f^{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}} + 4\sqrt{\frac{1}{5}} f^{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}} \right] \\
 A\left(\frac{1}{2}, -1; -\frac{1}{2}, 0, 0\right) &= \frac{1}{3\sqrt{3}} \left[\sqrt{2} f^{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} - \sqrt{2} f^{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} - 2 f^{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}} - \sqrt{\frac{2}{5}} f^{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}} \right] \\
 A\left(\frac{1}{2}, -1; -\frac{1}{2}, +1, -1\right) &= \frac{1}{3\sqrt{3}} \left[-2 f^{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} - \sqrt{2} f^{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}} + f^{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}} + 2\sqrt{\frac{2}{5}} f^{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}} \right] \\
 A\left(\frac{1}{2}, -1; -\frac{1}{2}, -1, 1\right) &= \frac{2}{\sqrt{3}} \left[f^{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}} - \sqrt{\frac{2}{5}} f^{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}} \right]
 \end{aligned}$$

Эти амплитуды относятся к реакциям типа



ПРИЛОЖЕНИЕ IV.

Изотопические равенства для различных реакций

В этом Приложении упрощенным методом (см. главу III, § I) выведены изотопические соотношения для некоторых процессов.

I. Реакции K - мезонов с дейтронами и нуклонами.

а) $K + d \rightarrow \Sigma + n$

1. $K^- + d \rightarrow \Sigma^0 + n$ 1'. $\tilde{K}^0 + d \rightarrow \Sigma^0 + p$ σ_1
 2. $K^- + d \rightarrow \Sigma^- + p$ 2'. $\tilde{K}^0 + d \rightarrow \Sigma^- + p$ σ_2

Сравнивая число Σ^0 и Σ^+ гиперонов, имеем:

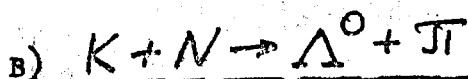
$$\sigma_2 = 2\sigma_1 \quad (4.1)$$

б) $K + d \rightarrow \Lambda^0 + N + \pi$

1. $K^- + d \rightarrow \Lambda^0 + n + \pi^0$ 1'. $\tilde{K}^0 + d \rightarrow \Lambda^0 + p + \pi^0$ σ_1
 2. $K^- + d \rightarrow \Lambda^0 + p + \pi^-$ 2'. $\tilde{K}^0 + d \rightarrow \Lambda^0 + n + \pi^+$ σ_2

$$\sigma_2 = 2\sigma_1 \quad (4.2)$$

Реакция а) является реакцией - аналогом (см. главу II, § 3) по отношению к реакции б), так как наличие в последней Λ^0 - частицы не изменяет изотопических равенств.



1. $K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$ 1'. $\bar{K}^0 + n \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$ σ_1
 2. $K^- + n \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ 2'. $\bar{K}^0 + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+$ σ_2

$$\sigma_2 = 2\sigma_1 \quad (4.3)$$



1. $K^- + d \rightarrow \Sigma^0 + n + \pi^0$ 1'. $\bar{K}^0 + d \rightarrow \Sigma^0 + p + \pi^0$ σ_1
 2. $K^- + d \rightarrow \Sigma^0 + p + \pi^-$ 2'. $\bar{K}^0 + d \rightarrow \Sigma^0 + n + \pi^+$ σ_2
 3. $K^- + d \rightarrow \Sigma^- + p + \pi^0$ 3'. $\bar{K}^0 + d \rightarrow \Sigma^+ + n + \pi^0$ σ_3
 4. $K^- + d \rightarrow \Sigma^+ + n + \pi^-$ 4'. $\bar{K}^0 + d \rightarrow \Sigma^- + p + \pi^+$ σ_4
 5. $K^- + d \rightarrow \Sigma^- + n + \pi^+$ 5'. $\bar{K}^0 + d \rightarrow \Sigma^+ + p + \pi^-$ σ_5

Сравнивая число Σ^+ и Σ^- частиц, получаем:

$$2(\sigma_1 + \sigma_2) = \sigma_3 + \sigma_4 + \sigma_5$$

Сравнивая число π^+ и π^- мезонов, имеем:

$$2(\sigma_1 + \sigma_3) = \sigma_2 + \sigma_4 + \sigma_5$$

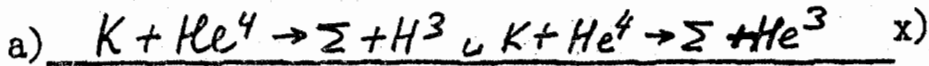
Отсюда,

$$\sigma_3 = \sigma_2$$

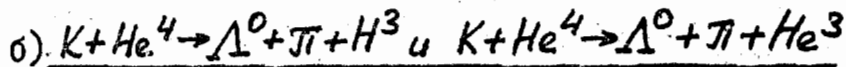
(4.4)

и $2\sigma_1 + \sigma_2 = \sigma_4 + \sigma_5$

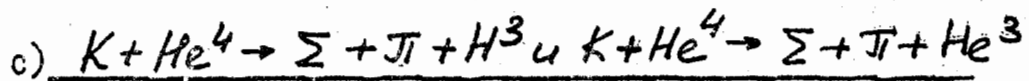
2. Взаимодействие K - мезонов с гелием:



Эта реакция является реакцией-аналогом по отношению к реакции $K + d \rightarrow \Sigma + n$ и поэтому соответствующее изотопическое равенство аналогично (4.1) (см. главу II, § 3.)



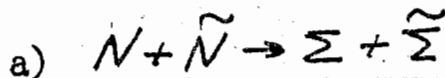
Указанная реакция является реакцией - аналогом по отношению к реакции $K + d \rightarrow \Lambda^0 + N + \pi$



Реакция является реакцией - аналогом по отношению к реакции



3. Процессы аннигиляции.



- | | | |
|--|---|----------------|
| 1. $p + \tilde{p} \rightarrow \Sigma^+ + \tilde{\Sigma}^+$ | 1'. $n + \tilde{n} \rightarrow \Sigma^- + \tilde{\Sigma}^-$ | б ₁ |
| 2. $p + \tilde{p} \rightarrow \tilde{\Sigma}^- + \tilde{\Sigma}^-$ | 2'. $n + \tilde{n} \rightarrow \Sigma^+ + \tilde{\Sigma}^+$ | б ₂ |
| 3. $p + \tilde{p} \rightarrow \Sigma^0 + \tilde{\Sigma}^0$ | 3'. $n + \tilde{n} \rightarrow \Sigma^0 + \tilde{\Sigma}^0$ | б ₃ |
| 4. $p + \tilde{n} \rightarrow \Sigma^+ + \tilde{\Sigma}^0$ | 4'. $n + \tilde{p} \rightarrow \Sigma^- + \tilde{\Sigma}^0$ | б ₄ |
| 5. $p + \tilde{n} \rightarrow \Sigma^0 + \tilde{\Sigma}^-$ | 5'. $n + \tilde{p} \rightarrow \Sigma^0 + \tilde{\Sigma}^+$ | б ₅ |

х) He^3 и H^3 являются разными компонентами одного изотопического дублета.

Сравнение числа Σ^0 и Σ^+ гиперонов даёт:

$$b_1 + b_4 + b_2 = 2(b_3 + b_5)$$

Сравнение числа $\tilde{\Sigma}^0$ и $\tilde{\Sigma}^+$ приводит к равенству:

$$b_1 + b_2 + b_5 = 2(b_3 + b_4)$$

Отсюда имеем

$$b_4 = b_5$$

$$b_1 + b_2 = 2b_3 + b_5$$

(4.5)

Аналогичные соотношения будут иметь место и для реакций $N + \tilde{N} \rightarrow \Pi + \tilde{\Pi}$. Однако, в этом случае нужно учитывать тождественность вторичных мезонов (см. главу III, § 6).

а) $N + \tilde{N} \rightarrow N + \tilde{Y} + \tilde{K}$

- | | | |
|---|--|-------|
| 1. $\tilde{p} + p \rightarrow p + \tilde{\Sigma}^0 + \tilde{K}^+$ | 1'. $\tilde{n} + n \rightarrow n + \tilde{\Sigma}^0 + \tilde{K}^0$ | b_1 |
| 2. $\tilde{p} + p \rightarrow p + \tilde{\Sigma}^+ + \tilde{K}^0$ | 2'. $\tilde{n} + n \rightarrow n + \tilde{\Sigma}^- + \tilde{K}^+$ | b_2 |
| 3. $\tilde{p} + p \rightarrow n + \tilde{\Sigma}^- + \tilde{K}^+$ | 3'. $\tilde{n} + n \rightarrow p + \tilde{\Sigma}^+ + \tilde{K}^0$ | b_3 |
| 4. $\tilde{p} + p \rightarrow n + \tilde{\Sigma}^0 + \tilde{K}^0$ | 4'. $\tilde{n} + n \rightarrow p + \tilde{\Sigma}^0 + \tilde{K}^+$ | b_4 |
| 5. $\tilde{p} + n \rightarrow p + \tilde{\Sigma}^+ + \tilde{K}^+$ | 5'. $\tilde{n} + p \rightarrow n + \tilde{\Sigma}^- + \tilde{K}^0$ | b_5 |
| 6. $\tilde{p} + n \rightarrow n + \tilde{\Sigma}^+ + \tilde{K}^0$ | 6'. $\tilde{n} + p \rightarrow p + \tilde{\Sigma}^- + \tilde{K}^+$ | b_6 |
| 7. $\tilde{p} + n \rightarrow p + \tilde{\Sigma}^0 + \tilde{K}^+$ | 7'. $\tilde{n} + p \rightarrow p + \tilde{\Sigma}^0 + \tilde{K}^0$ | b_7 |

Сравнивая число $\tilde{\Sigma}^0$ и $\tilde{\Sigma}^+$ гиперонов, имеем:

$$b_2 + b_3 + b_5 + b_6 = 2(b_1 + b_4 + b_7) \quad (4.6)$$

Аналогичные соотношения будут также и для реакций типа



4. Более сложные примеры

а) $\underline{\pi^+ + \nu \rightarrow \pi^+ + \Sigma + K}$

- | | | |
|--|---|--------------------|
| 1. $\pi^+ + \nu \rightarrow \pi^+ + \Sigma^+ + K^0$ | 1'. $\pi^- + \nu \rightarrow \pi^- + \Sigma^- + K^+$ | \mathcal{C}_1 |
| 2. $\pi^+ + \nu \rightarrow \pi^+ + \Sigma^0 + K^+$ | 2'. $\pi^- + \nu \rightarrow \pi^- + \Sigma^0 + K^0$ | \mathcal{C}_2 |
| 3. $\pi^+ + \nu \rightarrow \pi^0 + \Sigma^+ + K^+$ | 3'. $\pi^- + \nu \rightarrow \pi^0 + \Sigma^- + K^0$ | \mathcal{C}_3 |
| 4. $\pi^+ + \nu \rightarrow \pi^+ + \Sigma^0 + K^0$ | 4'. $\pi^- + \nu \rightarrow \pi^- + \Sigma^0 + K^+$ | \mathcal{C}_4 |
| 5. $\pi^+ + \nu \rightarrow \pi^0 + \Sigma^+ + K^0$ | 5'. $\pi^- + \nu \rightarrow \pi^0 + \Sigma^- + K^+$ | \mathcal{C}_5 |
| 6. $\pi^+ + \nu \rightarrow \pi^0 + \Sigma^0 + K^+$ | 6'. $\pi^- + \nu \rightarrow \pi^0 + \Sigma^0 + K^0$ | \mathcal{C}_6 |
| 7. $\pi^+ + \nu \rightarrow \pi^+ + \Sigma^- + K^+$ | 7'. $\pi^- + \nu \rightarrow \pi^- + \Sigma^+ + K^0$ | \mathcal{C}_7 |
| 8. $\pi^+ + \nu \rightarrow \pi^- + \Sigma^+ + K^+$ | 8'. $\pi^- + \nu \rightarrow \pi^+ + \Sigma^- + K^0$ | \mathcal{C}_8 |
| 9. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^+ + \Sigma^0 + K^0$ | 9'. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^- + \Sigma^0 + K^+$ | \mathcal{C}_9 |
| 10. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^0 + \Sigma^+ + K^0$ | 10'. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^0 + \Sigma^- + K^+$ | \mathcal{C}_{10} |
| 11. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^0 + \Sigma^0 + K^+$ | 11'. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^0 + \Sigma^0 + K^0$ | \mathcal{C}_{11} |
| 12. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^+ + \Sigma^- + K^+$ | 12'. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^- + \Sigma^+ + K^0$ | \mathcal{C}_{12} |
| 13. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^- + \Sigma^+ + K^+$ | 13'. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^+ + \Sigma^- + K^0$ | \mathcal{C}_{13} |
| 14. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^0 + \Sigma^0 + K^0$ | 14'. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^0 + \Sigma^0 + K^+$ | \mathcal{C}_{14} |
| 15. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^+ + \Sigma^+ + K^0$ | 15'. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^+ + \Sigma^- + K^+$ | \mathcal{C}_{15} |
| 16. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^+ + \Sigma^- + K^0$ | 16'. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^- + \Sigma^+ + K^+$ | \mathcal{C}_{16} |
| 17. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^- + \Sigma^0 + K^+$ | 17'. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^+ + \Sigma^0 + K^0$ | \mathcal{C}_{17} |
| 18. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^0 + \Sigma^- + K^+$ | 18'. $\pi^0 + \nu \rightarrow \pi^0 + \Sigma^+ + K^0$ | \mathcal{C}_{18} |

Сравнивая число Σ^0 и Σ^\pm частиц, получаем:

$$\begin{aligned} & \mathcal{C}_1 + \mathcal{C}_3 + \mathcal{C}_5 + \mathcal{C}_7 + \mathcal{C}_8 + \mathcal{C}_{10} + \mathcal{C}_{12} + \mathcal{C}_{13} + \mathcal{C}_{15} + \mathcal{C}_{16} + \mathcal{C}_{18} = \\ & = 2(\mathcal{C}_2 + \mathcal{C}_4 + \mathcal{C}_6 + \mathcal{C}_9 + \mathcal{C}_{11} + \mathcal{C}_{14} + \mathcal{C}_{17}) \end{aligned} \quad (4.7)$$

Отсутствие поляризации вторичных π -мезонов приводит к соотношению:

$$\begin{aligned} & \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_4 + \sigma_7 + \sigma_8 + \sigma_9 + \sigma_{12} + \sigma_{13} + \sigma_{15} + \sigma_{16} + \sigma_{17} = \\ & = 2(\sigma_3 + \sigma_5 + \sigma_6 + \sigma_{10} + \sigma_{11} + \sigma_{14} + \sigma_{18}) \end{aligned} \quad (4.8)$$

Условие равного выбывания первичных π -мезонов приводит к изотопическому равенству:

$$\begin{aligned} & \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4 + \sigma_5 + \sigma_6 + \sigma_7 + \sigma_8 = \\ & = 2(\sigma_9 + \sigma_{10} + \sigma_{11} + \sigma_{12} + \sigma_{13} + \sigma_{14} + \sigma_{15} + \sigma_{16} + \sigma_{17} + \sigma_{18}) \end{aligned} \quad (4.9)$$

б) $\underline{\pi + N \rightarrow N + K + \tilde{K}}$

- | | | |
|--|---|------------|
| 1. $\pi^+ + p \rightarrow p + K^+ + \tilde{K}^0$ | 1'. $\pi^- + n \rightarrow n + K^0 + \tilde{K}^+$ | σ_1 |
| 2. $\pi^+ + n \rightarrow p + K^+ + \tilde{K}^+$ | 2'. $\pi^- + p \rightarrow n + K^0 + \tilde{K}^0$ | σ_2 |
| 3. $\pi^+ + n \rightarrow p + K^0 + \tilde{K}^0$ | 3'. $\pi^- + p \rightarrow n + K^+ + \tilde{K}^+$ | σ_3 |
| 4. $\pi^+ + n \rightarrow n + K^+ + \tilde{K}^0$ | 4'. $\pi^- + p \rightarrow p + K^0 + \tilde{K}^+$ | σ_4 |
| 5. $\pi^0 + p \rightarrow p + K^+ + \tilde{K}^+$ | 5'. $\pi^0 + n \rightarrow n + K^0 + \tilde{K}^0$ | σ_5 |
| 6. $\pi^0 + p \rightarrow p + K^0 + \tilde{K}^0$ | 6'. $\pi^0 + n \rightarrow n + K^+ + \tilde{K}^+$ | σ_6 |
| 7. $\pi^0 + p \rightarrow n + K^+ + \tilde{K}^0$ | 7'. $\pi^0 + n \rightarrow p + K^0 + \tilde{K}^+$ | σ_7 |

Условие равного выбывания π -мезонов даёт соотношение:

$$\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4 = 2(\sigma_5 + \sigma_6 + \sigma_7) \quad (4.10)$$

ПРИЛОЖЕНИЕ У.

Взаимодействие изотопически поляризованного пучка пионов с неполяризованной мишенью.

Сформулируем утверждение:

Если на изотопически неполяризованную мишень (например, мишень, состоящую из ядер M , обладающих изотопическим спином $T = 0$)^{х)} падает смесь пионов, для которой

$$\frac{N_{\pi^{\pm}}}{N_{\pi^0}} = 2$$

то это соотношение в ходе реакции не изменяется^{хх)}.

Для доказательства воспользуемся обозначениями и результатами рассмотрения взаимодействия неполяризованного пучка π - мезонов с неполяризованной мишенью, состоящей из ядер с нулевым изотопическим спином (см. главу III, §2).

Если в падающем пучке относительные доли π^+ , π^- и π^0 - мезонов составляют α , β и γ , то условие

$$\frac{N_{\pi^{\pm}}}{N_{\pi^0}} = 2$$

принимает вид:

$$\alpha + \beta = 2\gamma$$

(5.1)

В обозначениях главы III, § 2 для числа вторичных пионов получаем:

х) Можно было бы рассматривать в качестве мишени неполяризованную смесь нуклонов. Поэтому неважно происходит ли реакция сразу со всем ядром как целым, или последовательно с различными его частями.

хх) Аналогичное утверждение верно и для Σ - частиц.

$$N_{\pi^+} = \alpha A + \beta B + \gamma F$$

$$N_{\pi^-} = \alpha B + \beta A + \gamma F$$

$$N_{\pi^0} = (\alpha + \beta)C + \gamma K$$

Отсюда,

$$\frac{N_{\pi^\pm}}{N_{\pi^0}} = \frac{(\alpha + \beta)(A + B) + 2\gamma F}{(\alpha + \beta)C + \gamma K} = 2 \frac{A + B + F}{2C + K}$$

Но

$$A + B + F = 2C + K \quad *)$$

Таким образом, для вторичных пионов

$$\frac{N_{\pi^\pm}}{N_{\pi^0}} = 2 \quad (5.2)$$

Для пионов, не взаимодействовавших в мишени равенство (5.2) также справедливо, так как сечения взаимодействия π^+ , π^- и π^0 -мезонов с M равны друг другу в силу изотопической инвариантности.

х) См. главу III, § 2.

Все величины α_i , β_i , γ_i и δ_i считаются действительными (положительными и отрицательными) числами. х)

Далее, для каждой строчки имеем условие нормировки, а для строчек с одинаковыми проекциями изотопического спина - условия ортогональности: хх)

$$\begin{aligned} \langle |(j, m+\frac{1}{2})(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})|^2 \rangle &= \beta_m^2 + \delta_m^2 = 1 \\ \langle |(j, m-\frac{1}{2})(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})|^2 \rangle &= \alpha_m^2 + \gamma_m^2 = 1 \end{aligned} \quad (6.2)$$

$$\langle [(j, m-\frac{1}{2})(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})][[(j, m+\frac{1}{2})(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})]^*] \rangle = \alpha_m \beta_m + \gamma_m \delta_m \quad (6.3)$$

Рассмотрим теперь всевозможные реакции с образованием вспомогательной частицы, обладающей изотопическим спином $T = j + \frac{1}{2}$. Используя обычную методичку (см. главу III, §I) получим две системы равенств, из которых первая соответствует условию равного выбывания из пучка всех компонент частицы с $T = j$, вторая - условию отсутствия изотопической поляризации частиц с $T = j + \frac{1}{2}$:

х) Как показано в главе IV этого всегда можно добиться с помощью соответствующего определения "изотопических" и "физических" волновых функций.

хх) Для строчек с разными проекциями изотопического спина условия ортогональности выполняются тождественно и не приводят поэтому к каким-либо соотношениям между рассматриваемыми коэффициентами.

$$2d_{\frac{1}{2}}^2 = \beta_{\frac{1}{2}}^2 + d_{\frac{3}{2}}^2 = \dots = \beta_{m-2}^2 + d_{m-1}^2 = \beta_{m-1}^2 + d_m^2 =$$

$$= \beta_m^2 + d_{m+1}^2 = \dots = \beta_{j-\frac{3}{2}}^2 + d_{j-\frac{1}{2}}^2 = \beta_{j-\frac{1}{2}}^2 + d_{j+\frac{1}{2}}^2 \quad (6.4)$$

$$d_{\frac{1}{2}}^2 + \beta_{\frac{1}{2}}^2 = d_{\frac{3}{2}}^2 + \beta_{\frac{3}{2}}^2 = \dots = d_{m-1}^2 + \beta_{m-1}^2 = d_m^2 + \beta_m^2 =$$

$$= d_{m+1}^2 + \beta_{m+1}^2 = \dots = d_{j-\frac{3}{2}}^2 + \beta_{j-\frac{3}{2}}^2 = d_{j-\frac{1}{2}}^2 + \beta_{j-\frac{1}{2}}^2 = d_{j+\frac{1}{2}}^2 \quad (6.5)$$

Вычитая почленно из верхней системы равенств нижнюю получим

$$d_{\frac{1}{2}}^2 - \beta_{\frac{1}{2}}^2 = \beta_{\frac{1}{2}}^2 - \beta_{\frac{3}{2}}^2 = \dots = \beta_{m-1}^2 - \beta_m^2 = \beta_{m+1}^2 = \dots =$$

$$= \beta_{j-\frac{3}{2}}^2 - \beta_{j-\frac{1}{2}}^2 = \beta_{j-\frac{1}{2}}^2 = \Delta, \quad (6.6)$$

где Δ - некоторая определенная величина. Теперь произведем почленное вычитание системы равенств (6.5) из (6.4) предварительно "сдвинув" верхнюю систему равенств влево на одно равенство. Тогда получим:

$$d_{\frac{3}{2}}^2 - d_{\frac{1}{2}}^2 = \dots = d_{m-1}^2 - d_{m-2}^2 = d_m^2 - d_{m-1}^2 = \dots = d_{j+\frac{1}{2}}^2 - d_{j-\frac{1}{2}}^2 \quad (6.7)$$

Далее сравнивая последнее равенство в (6.4) и последнее равенство в (6.6), получим:

$$d_{j+\frac{1}{2}}^2 - d_{j-\frac{1}{2}}^2 = \beta_{j-\frac{3}{2}}^2 - \beta_{j-\frac{1}{2}}^2 = \Delta$$

Таким образом, мы связали обе системы равенств с одной и той же величиной Δ . "Двигаясь" по (6.6) справа налево, выразим через Δ все величины β_i^2 , а также $d_{\frac{1}{2}}^2$:

$$\beta_{j-\frac{3}{2}}^2 = 2\Delta, \quad \beta_{j-\frac{5}{2}}^2 = 3\Delta \dots \beta_m^2 = (j-m+\frac{1}{2})\Delta \dots \beta_{\frac{1}{2}}^2 = j\Delta, \quad d_{\frac{3}{2}}^2 = (j+1)\Delta$$

Далее, "двигаясь" по (6.7) слева направо, выразим через Δ все d_i^2 до $d_{j+\frac{1}{2}}^2$ включительно:

$$d_{\frac{3}{2}}^2 = (j+2)\Delta, \quad d_{\frac{5}{2}}^2 = (j+3)\Delta \dots d_m^2 = (j+m+\frac{1}{2})\Delta \dots d_{j+\frac{1}{2}}^2 = (2j+1)\Delta$$

С другой стороны, из условия нормировки имеем:

$$L_{j+\frac{1}{2}}^2 = 1, \text{ т.е. } \Delta = \frac{1}{2^{j+1}}$$

Отсюда получаем:

$$\beta_m = \pm \sqrt{\frac{j-m+\frac{1}{2}}{2^{j+1}}} \text{ и } \alpha_m = \pm \sqrt{\frac{j+m+\frac{1}{2}}{2^{j+1}}} \quad (6.8)$$

Используя условия нормировки (6.2), находим остальные коэффициенты:

$$\delta_m = \pm \sqrt{\frac{j+m+\frac{1}{2}}{2^{j+1}}}, \quad \gamma_m = \pm \sqrt{\frac{j-m+\frac{1}{2}}{2^{j+1}}} \quad (6.9)$$

Условие ортогональности накладывает только одно требование на знаки вычисленных коэффициентов:

$$\alpha_m \beta_m = -\gamma_m \delta_m$$

Поэтому имеется несколько наборов коэффициентов, отличающихся только знаками и удовлетворяющих исходным условиям. Однако, как было отмечено выше (см. главу IV), эта неоднозначность не сказывается на физических выводах.

Возьмём коэффициенты $\alpha_m, \beta_m, \delta_m$ положительными, а γ_m - отрицательным. В этом случае получим коэффициенты К-Г, совпадающие с табличными (см. таблицу II).

Совершенно аналогично может быть рассмотрен случай, когда j - полуцелое число.

ПРИЛОЖЕНИЕ VII.

Изотопические соотношения для реакций, идущих у порога.

(пример)

Получим изотопические соотношения для реакций рождения пиона пионом на нуклоне

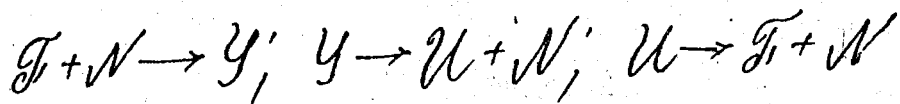


протекающих у порога. Возможны следующие реакции

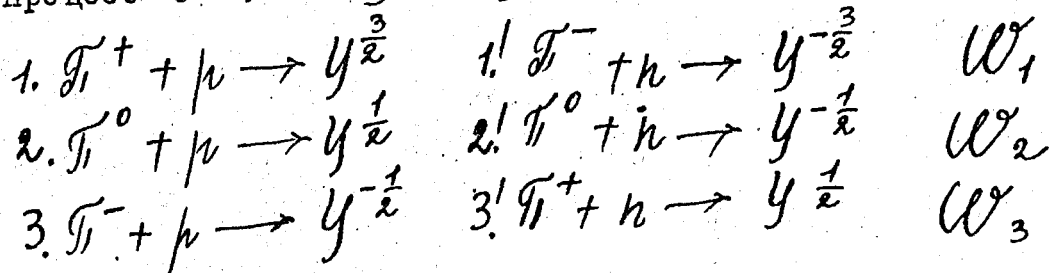
- | | | |
|--|--|------------|
| 1. $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + p$ | 1' $\pi^- + n \rightarrow \pi^- + \pi^0 + n$ | σ_1 |
| 2. $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + n$ | 2' $\pi^- + n \rightarrow \pi^0 + \pi^- + p$ | σ_2 |
| 3. $\pi^0 + p \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + p$ | 3' $\pi^0 + n \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + p$ | σ_3 |
| 4. $\pi^0 + p \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + n$ | 4' $\pi^0 + n \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ | σ_4 |
| 5. $\pi^0 + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + p$ | 5' $\pi^0 + n \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + n$ | σ_5 |
| 6. $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ | 6' $\pi^+ + n \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + n$ | σ_6 |
| 7. $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + n$ | 7' $\pi^+ + n \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + p$ | σ_7 |
| 8. $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ | 8' $\pi^+ + n \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ | σ_8 |
- (7.1)

Вблизи порога для системы пионов $\{\pi\pi\}$ возможными являются состояния с $T=0$ и $T=2$. Для реакций 1, 2, 4, 6 возможно только одно состояние с $T=2$.

Рассмотрим изотопические соотношения между сечениями $\sigma_1 \div \sigma_8$ для случая, когда пионы находятся в состоянии с $T=2$. Введём две фиктивные "частицы" ("изобары") Y с $T=\frac{3}{2}$ и U с $T=2$ и рассмотрим последовательно процессы



Процесс $T+N \rightarrow Y$ протекает по следующим каналам



Обычным способом получаем соотношения между вероятностями

W_i соответствующих реакций

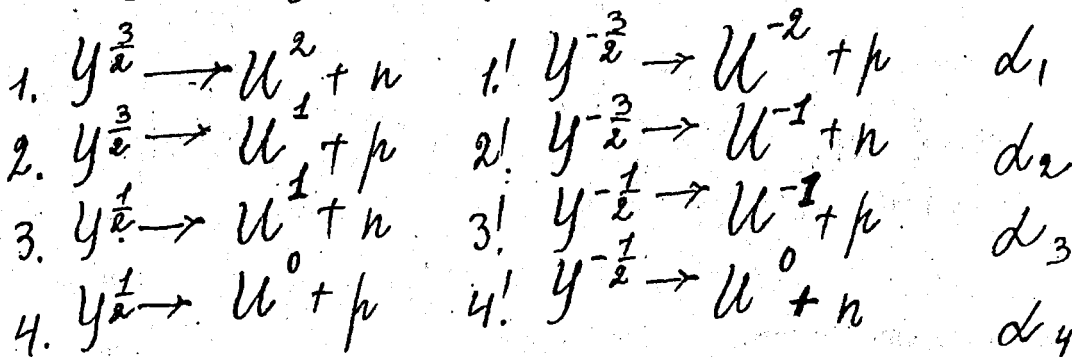
$$W_1 = 3W$$

$$W_2 = 2W$$

$$W_3 = W,$$

где W некоторая константа.

Процесс $Y \rightarrow U+N$ протекает по следующим каналам



Для вероятностей соответствующих процессов справедливы равенства:

$$d_1 = 2d$$

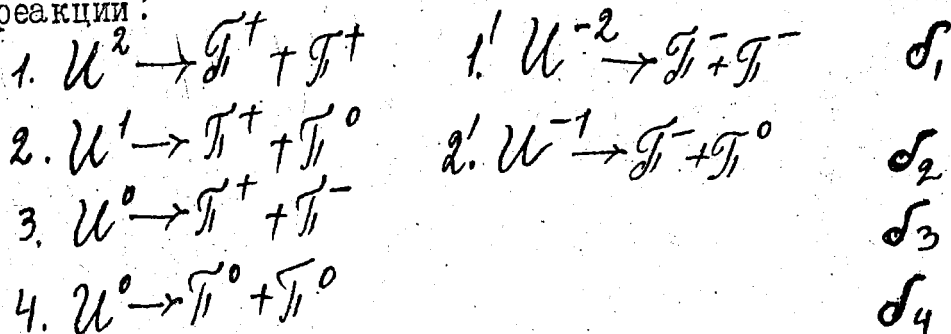
$$d_2 = \frac{1}{2}d$$

$$d_3 = \frac{3}{2}d$$

Здесь α — произвольная константа.

В процессе $U \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ возможны следующие

реакции:



Соотношения между вероятностями \mathcal{S}_i имеют вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_1 &= \mathcal{S} \\ \mathcal{S}_2 &= \mathcal{S} \\ \mathcal{S}_3 &= \frac{1}{3} \mathcal{S} \\ \mathcal{S}_4 &= \frac{2}{3} \mathcal{S} \end{aligned}$$

где \mathcal{S} — произвольная константа.

Теперь можно записать искомые соотношения между сечениями реакций (7.1):

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= W_1 \cdot d_2 \cdot \mathcal{S}_2 = 3 \cdot \frac{1}{2} W \cdot d \cdot \mathcal{S} = \frac{3}{2} \Omega \\ \sigma_2 &= W_1 \cdot d_1 \cdot \mathcal{S}_1 = 3 \cdot 2 W \cdot d \cdot \mathcal{S} = 6 \Omega \\ \sigma_3 &= W_2 \cdot d_4 \cdot \mathcal{S}_4 = 2 \cdot \frac{2}{3} W \cdot d \cdot \mathcal{S} = \frac{4}{3} \Omega \\ \sigma_4 &= W_2 \cdot d_3 \cdot \mathcal{S}_2 = 2 \cdot \frac{3}{2} W \cdot d \cdot \mathcal{S} = 3 \Omega \\ \sigma_5 &= W_2 \cdot d_4 \cdot \mathcal{S}_3 = 2 \cdot \frac{1}{3} W \cdot d \cdot \mathcal{S} = \frac{2}{3} \Omega \\ \sigma_6 &= W_3 \cdot d_3 \cdot d_2 = \frac{3}{2} W \cdot d \cdot \mathcal{S} = \frac{3}{2} \Omega \\ \sigma_7 &= W_3 \cdot d_4 \cdot d_4 = \frac{2}{3} W \cdot d \cdot \mathcal{S} = \frac{2}{3} \Omega \\ \sigma_8 &= W_3 \cdot d_4 \cdot \mathcal{S}_3 = \frac{1}{3} W \cdot d \cdot \mathcal{S} = \frac{1}{3} \Omega \end{aligned}$$

Здесь Ω — некоторая произвольная константа.

Если окажется, что вблизи порога реализуется только состояние пионов с $T=0$, то реакции 1,2,4,6 не будут идти, а остальные идут, но для них выполняются вполне определенные соотношения, отличные от приведённых выше. Если окажется, что реализуются состояния и с $T=2$, и с $T=0$, то идут все реакции, но для реакций 3,5,7 и 8 не выполняются указанные выше равенства.

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
Предисловие	2
Глава I. Гипотеза изотопической инвариантности.	
§ 1. Изотопический спин	5
§ 2. Изотопическое пространство и его свойства	8
§ 3. Закон сохранения изотопического спина	11
Глава II. Общая структура изотопических соотношений и коэффициенты Клебша-Гордона	
§ 1. Изотопические волновые функции. Пространство волновых изотопических функций	16
§ 2. Коэффициенты Клебша-Гордона /определение/	22
§ 3. Получение изотопических соотношений с помощью коэффициентов Клебша-Гордона	28
1. Общие методы использования коэффициентов Клебша-Гордона	28
2. Детализация изотопических соотношений для некоторых частных случаев	37
3. Замечание о реакциях аналогах	41
Глава III. Изотопические равенства.	
§ 1. Упрощенный метод получения изотопических соотношений	
1. Вывод изотопических равенств	42
2. Изотопические равенства для обратных реакций	45
3. Примеры	47
§ 2. Реакции с нефиксированным числом вторичных частиц	50
§ 3. Изотопические соотношения для виртуальных процессов	56
§ 4. Процессы с участием изобар	59
§ 5. Изотопические соотношения для различных угловых интервалов	65

§ 6. Особенности изотопических соотношений для процессов с участием частиц, относящихся к одному изотопическому мультиплету	72
1. Соотношения для полных и дифференциальных сечений	72
2. Соотношение для сечений прямых и обратных реакций	78
 Глава IV. Вычисление коэффициентов Клебша-Гордона.	
§ 1. Система из двух частиц с изотопическими спинами равными $1/2$	80
§ 2. Случай двух частиц с изотопическими спинами 1 и $1/2$	84
 Глава V. Изотопические соотношения для одномезонной схемы взаимодействия частиц.	
§ 1. Одномезонные реакции	87
§ 2. Кинематические особенности одномезонных реакций при высоких энергиях	99
 Глава VI. Реакции с несохранением изотопического спина /распады/.	
1. Правила изменения изотопического спина	114
2. Распады гиперонов	116
3. Распады K-мезонов	122
 Глава VII. Свойства симметрии волновых изотопических функций.	
§ 1. Частицы с одинаковым изотопическим спином. Правило симметрии изотопических функций	124
§ 2. Частицы одного мультиплета. Примеры использования симметрии изотопических функций	128
§ 3. Замечание о реакциях перезарядки	135
 Глава VIII. Экспериментальная проверка гипотезы изотопической инвариантности.	136
§ 1. Взаимодействие обычных частиц	137
§ 2. Процессы с участием странных частиц	141
§ 3. Некоторые возможные опыты по проверке изотопической симметрии при больших энергиях	142

ПРИЛОЖЕНИЯ.

1.	Некоторые изотопические соотношения при рассеянии частиц высокой энергии на ядрах	144
11.	Соотношения между сечениями при наличии двух изотопических каналов	148
III.	Амплитуды некоторых реакций	150
IV.	Изотопические равенства для различных реакций	155
У.	Взаимодействие изотопически поляризованного пучка пионов с неполяризованной мишенью	161
VI.	Вычисление коэффициентов Клебша-Гордона для системы двух частиц с изотопическими спинами j и $1/2$	163
УП.	Изотопические соотношения для реакций, идущих у порога /пример/	166