

С 323.4

7/VI-69

Д-82

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4473



О.В.Думбрайс, М.И.Подгорецкий

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

О СИЛЬНЫХ ПРОЦЕССАХ,
В КОТОРЫХ ОБРАЗУЕТСЯ НЕСКОЛЬКО ЧАСТИЦ,
ПРИНАДЛЕЖАЩИХ К ОДНОМУ ИЗОТОПИЧЕСКОМУ
МУЛЬТИПЛЕТУ

1969

P2 - 4473

О.В.Думбрайс, М.И.Подгорецкий

О СИЛЬНЫХ ПРОЦЕССАХ,
В КОТОРЫХ ОБРАЗУЕТСЯ НЕСКОЛЬКО ЧАСТИЦ,
ПРИНАДЛЕЖАЩИХ К ОДНОМУ ИЗОТОПИЧЕСКОМУ
МУЛЬТИПЛЕТУ

7864/2 чр.

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

Настоящая работа посвящена распространению метода, изложенного в/1/, на сильные взаимодействия.

1. Рассмотрим реакции



Они имеют такую же изотопическую структуру, что и распады (14) - (17), рассмотренные в работе /1/, если K_2^0 заменить на K^0 . Поэтому

без больших изменений можно использовать выражения (18) - (30) из/1/.

При этом вероятности (24) - (30) следует вдвое уменьшить, так как в распадах (16) и (17), т.е. при $CP = -1$, амплитуда $\langle 3\pi | K^0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle 3\pi | K_2^0 \rangle$.

Кроме того, следует учесть дополнительную амплитуду f_0 , поскольку в данном случае не запрещены состояния трех π - мезонов с $T_{3\pi} = 0$.

В итоге получим:

$$\begin{aligned} & \sigma_1^{\pi^-}(\Theta) + \sigma_1^{\pi^-}(\pi-\Theta) + \sigma_1^{\pi^+}(\Theta) = \\ & = \sigma_2^{\pi^0}(\Theta) + \sigma_2^{\pi^0}(\pi-\Theta) + \sigma_2^{\pi^-}(\Theta) + 2\sigma_3^{\pi^0}(\Theta), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \sigma_2^{\pi^0}(\Theta) - \sigma_2^{\pi^0}(\pi - \Theta) = \\ & = \sigma_4^{\pi^+}(\Theta) - \sigma_4^{\pi^+}(\pi - \Theta) + \sigma_4^{\pi^-}(\pi - \Theta) - \sigma_4^{\pi^-}(\Theta). \end{aligned} \quad (6)$$

Переход к полным сечениям дает:

$$\sigma_1 = \sigma_2 + 2\sigma_3, \quad (7)$$

что совпадает с результатом, полученным методом Шмушкевича в работе/3/.

Для специально выбранных событий, когда относительный импульс двух нефиксированных π - мезонов мал, т.е. при подавленной Р - волне, справедливы еще дополнительные равенства:

$$\sigma_1^{\pi^+}(\Theta) = 2[\sigma_2^{\pi^0}(\Theta) + \sigma_2^{\pi^0}(\pi - \Theta)], \quad (8)$$

$$\sigma_1^{\pi^+}(\Theta) = 4[\sigma_4^{\pi^+}(\Theta) + \sigma_4^{\pi^+}(\pi - \Theta)], \quad (9)$$

$$\sigma_1^{\pi^+}(\Theta) = 4[\sigma_4^{\pi^-}(\Theta) + \sigma_4^{\pi^-}(\pi - \Theta)], \quad (10)$$

$$\sigma_2^{\pi^-}(\Theta) = \sigma_4^{\pi^0}(\Theta) + \sigma_4^{\pi^0}(\pi - \Theta), \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & \sigma_1^{\pi^+}(\Theta) + 2[\sigma_1^{\pi^-}(\Theta) + \sigma_1^{\pi^-}(\pi - \Theta)] = \\ & = 4\sigma_3^{\pi^0}(\Theta) + 2\sigma_4^{\pi^0}(\Theta) + 2\sigma_4^{\pi^0}(\pi - \Theta). \end{aligned} \quad (12)$$

Интеграция по углу Θ дает:

$$\sigma_1^{\pi^+} = 2\sigma_2^{\pi^0}, \quad (13)$$

$$\sigma_1^{\pi^+} = 4\sigma_4^{\pi^+}, \quad (14)$$

$$\sigma_2^{\pi^-} = \sigma_4^{\pi^0}, \quad (15)$$

$$\sigma_1^{\pi^+} + 2\sigma_1^{\pi^-} = 4\sigma_3^{\pi^0} + 2\sigma_4^{\pi^0}. \quad (16)$$

Соотношения (5) - (16) справедливы также для реакций

$$NN \rightarrow d + 3\pi, \quad (17)$$

$$\bar{K}N \rightarrow \Lambda + 3\pi, \quad (18)$$

$$\bar{K}d \rightarrow \Lambda N + 3\pi, \quad (19)$$

$$\bar{N}d \rightarrow N + 3\pi, \quad (20)$$

$$\bar{N}d \rightarrow \Lambda K + 3\pi, \quad (21)$$

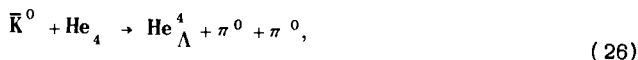
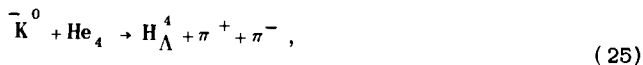
$$\bar{\Lambda}N \rightarrow K + 3\pi, \quad (22)$$

имеющих одинаковую изотопическую структуру^{x/} с реакциями (1) - (4).

Кроме того для реакций (17), (18) и (19) вблизи порога можно перейти от (13) - (16) к полным сечениям, что даст:

$$\frac{1}{2} \sigma_1 = 2 \sigma_2 = \frac{4}{3} \sigma_3 = 2 \sigma_4 \quad (23)$$

2. Для реакций



и для реакций



^{x/} Реакции имеют одинаковую изотопическую структуру, если они содержат частицы с одним и тем же набором изоспинов, причем несущественно, являются ли рассматриваемые частицы начальными или конечными. Наличие любого количества частиц с $T = 0$ не изменяет изотопическую структуру. При переносе частицы из правой части реакции в левую или обратно следует изменить знак T_z и знак странности (например, заменить частицу на античастицу). С этой точки зрения одинаковую изотопическую структуру имеют не только реакции типа $NN \rightarrow d + 3\pi$ и $\bar{K}N \rightarrow \Lambda + 3\pi$, но также и реакции типа $\bar{N}\bar{N} \rightarrow \bar{d} + 3\pi$ и $\bar{N}d \rightarrow N + 3\pi$. В последнем случае каналу $\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{d} + \pi^- + \pi^- + \pi^+$ соответствует канал $\bar{p}d \rightarrow p + \pi^- + \pi^- + \pi^+$, каналу $pn \rightarrow d + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ отвечает канал $\bar{p}d \rightarrow p + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ и т.д. Изотопические структуры амплитуд соответствующих друг другу каналов совпадают (см. /3/).

$$\bar{K}N \rightarrow \Lambda + 2\pi, \quad (28)$$

$$\bar{K}d \rightarrow \Lambda N + 2\pi, \quad (29)$$

$$\bar{N}d \rightarrow N + 2\pi, \quad (30)$$

$$\bar{N}d \rightarrow \Lambda K + 2\pi, \quad (31)$$

$$\bar{\Lambda}N \rightarrow K + 2\pi, \quad (32)$$

$$NN \rightarrow d + 2\pi, \quad (33)$$

изотопическая структура которых совпадает с (1), (5) и (6) работы^{1/}, справедливы соотношения, аналогичные (10) - (13) из^{1/}.

3. Рассмотрим реакцию

$$d + d \rightarrow He_4 + \pi^+ + \pi^- + \pi^0. \quad (34)$$

Если имеет место изотопическая инвариантность, то полный изотопический спин системы трех π - мезонов $T_{3\pi} = 0$, т.е. изотопический спин любых двух π - мезонов $T_{2\pi} = 1$. Отсюда следует антисимметрия пространственной волновой функции, приводящая к равенству сечений при перестановке импульсов двух π - мезонов. Отклонение от указанного равенства означало бы несохранение изотопического спина в реакции (34). Поскольку в системе центра инерции любых двух π - мезонов этот вывод не зависит от наличия разности их масс, возникает возможность заметить очень малые нарушения изотопической инвариантности. Следует

к тому же иметь в виду, что отклонение от симметрии линейно по величине малой амплитуды, нарушающей изотопическую инвариантность.

4. Представляет также интерес реакция



в которой с большой вероятностью наблюдалось рождение ω^0 - мезона (см., например, /4/). В общем случае три π - мезона в (35) могут иметь полный изотопический спин 0 и 1, поэтому

$$\sigma_{35}^{\pi^0}(\Theta) = \frac{1}{2} \left| -\frac{1}{3} f_0^1 + \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^0 + \sqrt{\frac{1}{45}} f_2^1 \right|^2, \quad (36)$$

$$\sigma_{35}^{\pi^0}(\pi-\Theta) = \frac{1}{2} \left| -\frac{1}{3} f_0^1 - \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^0 + \sqrt{\frac{1}{45}} f_2^1 \right|^2, \quad (37)$$

$$\sigma_{35}^{\pi^+}(\Theta) = \frac{1}{2} \left| \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^0 + \sqrt{\frac{1}{12}} f_1^1 + \sqrt{\frac{1}{20}} f_2^1 \right|^2, \quad (38)$$

$$\sigma_{35}^{\pi^+}(\pi-\Theta) = \frac{1}{2} \left| -\sqrt{\frac{1}{6}} f_1^0 - \sqrt{\frac{1}{12}} f_1^1 + \sqrt{\frac{1}{20}} f_2^1 \right|^2, \quad (39)$$

$$\sigma_{35}^{\pi^-}(\Theta) = \frac{1}{2} \left| \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^0 - \sqrt{\frac{1}{12}} f_1^1 + \sqrt{\frac{1}{20}} f_2^1 \right|^2, \quad (40)$$

$$\sigma_{35}^{\pi^-}(\pi-\Theta) = \frac{1}{2} \left| -\sqrt{\frac{1}{6}} f_1^0 + \sqrt{\frac{1}{12}} f_1^1 + \sqrt{\frac{1}{20}} f_2^1 \right|^2, \quad (41)$$

где верхний индекс амплитуд f соответствует значению изотопического спина трех π - мезонов, а нижний индекс - значению изотопического спина двух нефиксированных π - мезонов. В области эффективных масс, отвечающих рождению ω^0 - мезона, амплитуды f_0^1 , f_1^1 и f_2^1 , приводящие к состоянию трех π - мезонов с изотопическим спином

$T_{3\pi} = 1$, сильно подавлены по сравнению с амплитудой f_1^0 . Поэтому здесь должны иметь место приближенные равенства:

$$2[\sigma_{35}^{\pi^0}(\Theta) + \sigma_{35}^{\pi^0}(\pi - \Theta)] = \sigma_{35}^{\pi^+}(\Theta) + \sigma_{35}^{\pi^+}(\pi - \Theta) + \sigma_{35}^{\pi^-}(\Theta) + \sigma_{35}^{\pi^-}(\pi - \Theta), \quad (42)$$

$$\sigma_{35}^{\pi^+}(\Theta) - \sigma_{35}^{\pi^+}(\pi - \Theta) = \sigma_{35}^{\pi^-}(\Theta) - \sigma_{35}^{\pi^-}(\pi - \Theta). \quad (43)$$

Интегрируя (42) по углу Θ от 0 до $\frac{\pi}{2}$, получим:

$$2\sigma_{35}^{\pi^0} = \sigma_{35}^{\pi^+} + \sigma_{35}^{\pi^-}. \quad (44)$$

Равенства (42), (43) и (44), строго говоря, справедливы только в непосредственной близости к центру пика ω^0 - мезона, где амплитуда f_1^0 достаточно велика.

5. Интересна проверка изотопической инвариантности в реакциях, где все конечные частицы странные. Например, в реакции



в случае сохранения изотопического спина система гиперонов может находиться только в состоянии с $T_{\Sigma^0 \Sigma^-} = 1$. Поэтому после усреднения по спиновым состояниям имеет место соотношение:

$$\sigma_{45}(\Theta) = \sigma_{45}(\pi - \Theta). \quad (46)$$

Для реакций



$$K^+ + p \rightarrow K^+ + K^+ + \Sigma^0 \quad (48)$$

сечения выражаются следующим образом:

$$\sigma_{47}(\Theta) = \left| -\sqrt{\frac{1}{6}} f_0 + \sqrt{\frac{1}{12}} f_1 \right|^2, \quad (49)$$

$$\sigma_{47}(\pi - \Theta) = \left| \sqrt{\frac{1}{6}} f_0 + \sqrt{\frac{1}{12}} f_1 \right|^2, \quad (50)$$

$$\sigma_{48}(\Theta) = \frac{1}{6} |f_1|^2, \quad (51)$$

где f_0 и f_1 - амплитуды перехода в состояние с $T_{2K} = 0$ и $T_{2K} = 1$ соответственно.

Вблизи порога P - волна подавлена^{x/} и из (49)-(51) вытекает:

$$\sigma_{47}(\Theta) + \sigma_{47}(\pi - \Theta) = \sigma_{48}(\Theta), \quad (52)$$

$$\sigma_{47} = \sigma_{48}. \quad (53)$$

6. Рассмотрим реакции

$$\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Lambda} + \Sigma^+ + \pi^- + \pi^0, \quad (54)$$

^{x/} В отличие от системы двух π - мезонов в случае системы двух K - мезонов при подавлении P - волны мала амплитуда f_0 .

$$\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Lambda} + \Sigma^0 + \pi^+ + \pi^-, \quad (55)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Lambda} + \Sigma^0 + \pi^0 + \pi^0, \quad (56)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Lambda} + \Sigma^- + \pi^+ + \pi^0, \quad (57)$$

$$\bar{p} + n \rightarrow \bar{\Lambda} + \Sigma^- + \pi^+ + \pi^-, \quad (58)$$

$$\bar{p} + n \rightarrow \bar{\Lambda} + \Sigma^- + \pi^0 + \pi^0, \quad (59)$$

$$\bar{p} + n \rightarrow \bar{\Lambda} + \Sigma^0 + \pi^- + \pi^0, \quad (60)$$

$$\bar{p} + n \rightarrow \bar{\Lambda} + \Sigma^+ + \pi^- + \pi^-. \quad (61)$$

В случае справедливости изотопической инвариантности имеем:

$$\sigma_{54}(\Theta) = \left| -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^0 - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}f_1^1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{10}}f_2^1 \right|^2, \quad (62)$$

$$\sigma_{54}(\pi-\Theta) = \left| \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^0 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}f_1^1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{10}}f_2^1 \right|^2, \quad (63)$$

$$\sigma_{55}(\Theta) = \left| -\frac{1}{3}\sqrt{\frac{1}{2}}f_0^1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^0 + \frac{1}{3}\sqrt{\frac{1}{10}}f_2^1 \right|^2, \quad (64)$$

$$\sigma_{55}(\pi-\Theta) = \left| -\frac{1}{3}\sqrt{\frac{1}{2}}f_0^1 - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^0 + \frac{1}{3}\sqrt{\frac{1}{10}}f_2^1 \right|^2, \quad (65)$$

$$\sigma_{56}(\Theta) = \left| \frac{1}{3}\sqrt{\frac{1}{2}}f_0^1 + \frac{2}{3}\sqrt{\frac{1}{10}}f_2^1 \right|^2, \quad (66)$$

$$\sigma_{57}(\Theta) = \left| \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^0 - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}f_1^1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{10}}f_2^1 \right|^2, \quad (67)$$

$$\sigma_{57}(\pi-\Theta) = \left| -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^0 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}f_1^1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{10}}f_2^1 \right|^2, \quad (68)$$

$$\sigma_{58}(\Theta) = \left| \frac{1}{3}f_0^1 - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^1 + \frac{1}{6}\sqrt{\frac{1}{5}}f_2^1 \right|^2, \quad (69)$$

$$\sigma_{58}(\pi-\Theta) = \left| \frac{1}{3}f_0^1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^1 + \frac{1}{6}\sqrt{\frac{1}{5}}f_2^1 \right|^2, \quad (70)$$

$$\sigma_{59}(\Theta) = \left| -\frac{1}{3}f_0^1 + \frac{1}{3}\sqrt{\frac{1}{5}}f_2^1 \right|^2, \quad (71)$$

$$\sigma_{60}(\Theta) = \left| \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{5}}f_2^1 \right|^2, \quad (72)$$

$$\sigma_{60}(\pi-\Theta) = \left| -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{5}}f_2^1 \right|^2, \quad (73)$$

$$\sigma_{61}(\Theta) = \frac{1}{5}|f_2^1|^2, \quad (74)$$

где верхний индекс у амплитуд означает изотопический спин системы $N\bar{N}$, а нижний - изотопический спин двух π -мезонов.

Отсюда вытекают соотношения:

$$\sigma_{54}(\Theta) + \sigma_{54}(\pi - \Theta) + \sigma_{57}(\Theta) + \sigma_{57}(\pi - \Theta) + 2\sigma_{59}(\Theta) = \quad (75)$$

$$= 2\sigma_{55}(\Theta) + 2\sigma_{55}(\pi - \Theta) + \sigma_{80}(\Theta) + \sigma_{80}(\pi - \Theta),$$

$$2\sigma_{58}(\Theta) + \sigma_{59}(\Theta) + \sigma_{60}(\Theta) + \sigma_{60}(\pi - \Theta) = \quad (76)$$

$$= \sigma_{58}(\Theta) + \sigma_{58}(\pi - \Theta) + \sigma_{61}(\Theta),$$

$$\sigma_{54}(\Theta) + \sigma_{57}(\Theta) + \sigma_{60}(\Theta) = \quad (77)$$

$$= \sigma_{54}(\pi - \Theta) + \sigma_{57}(\pi - \Theta) + \sigma_{60}(\pi - \Theta).$$

Для полных сечений выполняются равенства:

$$\sigma_{54} + \sigma_{57} + 2\sigma_{59} = 2\sigma_{55} + \sigma_{80}, \quad (78)$$

$$2\sigma_{56} + \sigma_{59} + \sigma_{60} = \sigma_{58} + \sigma_{61}. \quad (79)$$

Соотношения (78) и (79) получены также методом Шмукевича в работе^{/3/}.

При подавлении Р - волны имеют место дополнительные равенства:

$$\begin{aligned} 2[\sigma_{54}(\Theta) + \sigma_{54}(\pi - \Theta)] &= \sigma_{60}(\Theta) + \sigma_{60}(\pi - \Theta) = \\ &= \frac{1}{2}\sigma_{61}(\Theta) = 2[\sigma_{57}(\Theta) + \sigma_{57}(\pi - \Theta)], \end{aligned} \quad (80)$$

$$\sigma_{55}(\Theta) + \sigma_{55}(\pi - \Theta) = \sigma_{59}(\Theta), \quad (81)$$

$$2\sigma_{56}(\Theta) + \sigma_{59}(\Theta) = \sigma_{58}(\Theta) + \sigma_{58}(\pi - \Theta) + \frac{1}{2}\sigma_{61}(\Theta). \quad (82)$$

Для полных сечений

$$2\sigma_{54} = 2\sigma_{57} = \sigma_{60} = \frac{1}{2}\sigma_{61} \quad x/ \quad (83)$$

$$\sigma_{55} = \sigma_{59} \quad (84)$$

$$2\sigma_{56} + \sigma_{59} = \sigma_{58} + \frac{1}{2}\sigma_{61} \quad (85)$$

Полученные соотношения (75) - (85) без каких-либо изменений применимы к следующим реакциям, имеющим аналогичную изотопическую структуру:

^{x/} Отсюда, в частности, следует, что сечение реакции $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^0$ в четыре раза меньше сечения реакции $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+$ (см. также ^{5/}, где этот вывод следует из более строгого требования - полного отсутствия Р - волны). Если энергия первичных π^+ - мезонов велика, то экспериментальное значение сечения реакции $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^0$ при малом относительном импульсе π - мезонов может быть завышено, поскольку в указанной области трудно кинематически отделить эту реакцию от упругого рассеяния, имеющего значительно большее эффективное сечение. Отметим, что реакции $\pi^+ p \rightarrow \Lambda K^+ \pi^+ \pi^0$ и $\pi^+ p \rightarrow \Lambda K^0 \pi^+ \pi^+$ свободны от вышеупомянутой трудности.

$$\begin{aligned} \bar{N}N &\rightarrow \rho + 2\pi, & \bar{K}d &\rightarrow \Lambda N \rho + 2\pi, \\ \bar{N}N &\rightarrow \Lambda \bar{\Sigma} + 2\pi, & \pi N &\rightarrow N + 2\pi, \\ \bar{N}d &\rightarrow N \rho + 2\pi, & \pi N &\rightarrow \Lambda K + 2\pi, \\ \bar{N}d &\rightarrow \Lambda K \rho + 2\pi, & \pi d &\rightarrow NN + 2\pi, \\ \bar{K}N &\rightarrow \Sigma + 2\pi, & \Sigma N &\rightarrow \Lambda N + 2\pi, \\ \bar{K}N &\rightarrow \Lambda \rho + 2\pi, & \Lambda N &\rightarrow \Sigma N + 2\pi, \\ \bar{K}d &\rightarrow \Sigma N + 2\pi, & \bar{\Sigma}N &\rightarrow K + 2\pi. \end{aligned}$$

7. Рассмотрим реакции

$$\bar{p} + p \rightarrow K^+ + K^- + \pi^+ + \pi^-, \quad (86)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow K^+ + K^- + \pi^0 + \pi^0, \quad (87)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow K^0 + \bar{K}^0 + \pi^+ + \pi^-, \quad (88)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow K^0 + \bar{K}^0 + \pi^0 + \pi^0, \quad (89)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow K^+ + \bar{K}^0 + \pi^- + \pi^0, \quad (90)$$

$$\bar{p} + p \rightarrow K^0 + K^- + \pi^+ + \pi^0, \quad (91)$$

$$\bar{p} + n \rightarrow K^+ + K^- + \pi^- + \pi^0, \quad (92)$$

$$\bar{p} + n \rightarrow K^0 + K^- + \pi^+ + \pi^-, \quad (93)$$

$$\bar{p} + n \rightarrow K^0 + K^- + \pi^0 + \pi^0, \quad (94)$$

$$\bar{p} + n \rightarrow K^0 + \bar{K}^0 + \pi^- + \pi^0, \quad (95)$$

$$\bar{p} + n \rightarrow K^+ + \bar{K}^0 + \pi^- + \pi^-. \quad (96)$$

Имеем:

$$\sigma_{86}(\Theta) = \left| \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{3}} f_0^{00} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^{01} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^{10} + \frac{1}{6} f_0^{11} - \frac{1}{6} \sqrt{\frac{1}{5}} f_2^{11} \right|^2, \quad (97)$$

$$\sigma_{86}(\pi-\Theta) = \left| \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{3}} f_0^{00} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^{01} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^{10} + \frac{1}{6} f_0^{11} - \frac{1}{6} \sqrt{\frac{1}{5}} f_2^{11} \right|^2, \quad (98)$$

$$\sigma_{87}(\Theta) = \left| -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{3}} f_0^{00} - \frac{1}{6} f_0^{11} - \frac{1}{3} \sqrt{\frac{1}{5}} f_2^{11} \right|^2, \quad (99)$$

$$\sigma_{88}(\Theta) = \left| \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{3}} f_0^{00} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^{01} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^{10} - \frac{1}{6} f_0^{11} + \frac{1}{6} \sqrt{\frac{1}{5}} f_2^{11} \right|^2, \quad (100)$$

$$\sigma_{88}(\pi-\Theta) = \left| \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{3}} f_0^{00} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^{01} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^{10} - \frac{1}{6} f_0^{11} + \frac{1}{6} \sqrt{\frac{1}{5}} f_2^{11} \right|^2, \quad (101)$$

$$\sigma_{89}(\Theta) = \left| -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_0^{00} + \frac{1}{6}f_0^{11} + \frac{1}{3}\sqrt{\frac{1}{5}}f_2^{11} \right|^2, \quad (102)$$

$$\sigma_{90}(\Theta) = \left| -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^{01} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}f_1^{11} + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{10}}f_2^{11} \right|^2, \quad (103)$$

$$\sigma_{90}(\pi-\Theta) = \left| \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^{01} + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}f_1^{11} + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{10}}f_2^{11} \right|^2, \quad (104)$$

$$\sigma_{91}(\Theta) = \left| \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^{01} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}f_1^{11} + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{10}}f_2^{11} \right|^2, \quad (105)$$

$$\sigma_{91}(\pi-\Theta) = \left| -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^{01} + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}f_1^{11} + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{10}}f_2^{11} \right|^2, \quad (106)$$

$$\sigma_{92}(\Theta) = \left| -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^{10} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}f_1^{11} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{10}}f_2^{11} \right|^2, \quad (107)$$

$$\sigma_{92}(\pi-\Theta) = \left| \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^{10} + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}f_1^{11} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{10}}f_2^{11} \right|^2, \quad (108)$$

$$\sigma_{93}(\Theta) = \left| \frac{1}{3}f_0^{11} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^{11} + \frac{1}{6}\sqrt{\frac{1}{5}}f_2^{11} \right|^2, \quad (109)$$

$$\sigma_{93}(\pi-\Theta) = \left| \frac{1}{3}f_0^{11} + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^{11} + \frac{1}{6}\sqrt{\frac{1}{5}}f_2^{11} \right|^2, \quad (110)$$

$$\sigma_{94}(\Theta) = \left| -\frac{1}{3}f_0^{11} + \frac{1}{3}\sqrt{\frac{1}{5}}f_2^{11} \right|^2, \quad (111)$$

$$\sigma_{95}(\Theta) = \left| -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}f_1^{10} + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}f_1^{11} + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{10}}f_2^{11} \right|^2, \quad (112)$$

$$\sigma_{96}(\pi-\Theta) = \left| \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{3}} f_1^{10} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{6}} f_1^{11} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{10}} f_2^{11} \right|^2, \quad (113)$$

$$\sigma_{96}(\Theta) = \frac{1}{5} \left| f_2^{11} \right|^2, \quad (114)$$

где первый верхний индекс амплитуды f соответствует значению изотопического спина системы нуклонов, второй - каонов, а нижний индекс отвечает изотопическому спину пионов. Из (97)-(114) следует одно соотношение:

$$\begin{aligned} & 2 [\sigma_{86}(\Theta) + \sigma_{86}(\pi-\Theta) + \sigma_{88}(\Theta) + \sigma_{88}(\pi-\Theta) + \\ & + \sigma_{93}(\Theta) + \sigma_{93}(\pi-\Theta) + \sigma_{96}(\Theta)] = \\ & -4 [\sigma_{87}(\Theta) + \sigma_{89}(\Theta) + \sigma_{94}(\Theta)] + \sigma_{90}(\Theta) + \\ & + \sigma_{90}(\pi-\Theta) + \sigma_{91}(\Theta) + \sigma_{91}(\pi-\Theta) + \sigma_{92}(\Theta) + \\ & + \sigma_{92}(\pi-\Theta) + \sigma_{95}(\Theta) + \sigma_{95}(\pi-\Theta). \end{aligned} \quad (115)$$

Переходя к полным сечениям, получим:

$$\begin{aligned} & 2(\sigma_{86} + \sigma_{88} + \sigma_{93} + \sigma_{96}) = \\ & = 4(\sigma_{87} + \sigma_{89} + \sigma_{94}) + \sigma_{90} + \sigma_{91} + \sigma_{92} + \sigma_{95}. \end{aligned} \quad (116)$$

Методом Шмушкевича (116) получено также в работе^{/3/}.

При подавлении P - волны имеют место дополнительные соотношения:

$$\sigma_{90}(\Theta) + \sigma_{90}(\pi - \Theta) = \sigma_{91}(\Theta) + \sigma_{91}(\pi - \Theta) = \quad (117)$$

$$= \sigma_{92}(\Theta) + \sigma_{92}(\pi - \Theta) = \sigma_{95}(\Theta) + \sigma_{95}(\pi - \Theta) = \frac{1}{4} \sigma_{96}(\Theta),$$

$$\sigma_{86}(\Theta) + \sigma_{86}(\pi - \Theta) + \sigma_{88}(\Theta) + \sigma_{88}(\pi - \Theta) + \quad (118)$$

$$+ \sigma_{93}(\Theta) + \sigma_{93}(\pi - \Theta) + \frac{1}{2} \sigma_{96}(\Theta) =$$

$$= 2[\sigma_{87}(\Theta) + \sigma_{89}(\Theta) + \sigma_{94}(\Theta)].$$

Для полных сечений:

$$\sigma_{90} = \sigma_{91} = \sigma_{92} = \sigma_{95} = \frac{1}{4} \sigma_{96}, \quad (119)$$

$$\sigma_{86} + \sigma_{88} + \sigma_{93} + \frac{1}{2} \sigma_{96} = 2(\sigma_{87} + \sigma_{89} + \sigma_{94}). \quad (120)$$

Соотношения (115) - (120) справедливы также для следующих реакций, являющихся изотопическими аналогами реакций $\bar{N}N \rightarrow K\bar{K} + 2\pi$.

$$\bar{N}N \rightarrow \bar{N}N + 2\pi, \quad \bar{N}d \rightarrow \bar{K}KN + 2\pi,$$

$$\bar{K}N \rightarrow \bar{K}N + 2\pi, \quad \bar{K}d \rightarrow \bar{K}KN + 2\pi,$$

$$KN \rightarrow KN + 2\pi, \quad \bar{K}N \rightarrow \Xi K + 2\pi,$$

$$NN \rightarrow NN + 2\pi, \quad \bar{K}d \rightarrow \Xi KN + 2\pi,$$

$$\bar{K}N \rightarrow \Lambda \bar{K}K + 2\pi, \quad NN \rightarrow \Lambda KN + 2\pi,$$

$$\bar{N}N \rightarrow \Lambda K\bar{N} + 2\pi, \quad \Lambda N \rightarrow NNK + 2\pi.$$

8. Для реакций



которые по своей изотопической структуре не отличаются от реакций (49) и (50) работы /1/, справедливы соотношения, аналогичные (54) и (55) из /1/.

9. Для реакций



имеющих такую же изотопическую структуру, как (1) и (2), справедливы соотношения, аналогичные (8), (13).

10. Применение метода Шмушкевича

В методе Шмушкевича /2,3/ используется отсутствие изотопической поляризации продуктов реакций в случае, когда изотопически неполяризованный пучок падает на изотопически неполяризованную мишень. Дополнительные изотопические соотношения получаются, если потребовать равномерного выбывания различных компонент изотопически неполяризованной смеси исходных частиц /5/. Если среди продуктов реакции имеются частицы одного и того же изотопического мультиплета, то возникает возможность сопоставить сечения генерации этих частиц под углами

θ и $\pi - \theta$.

Рассмотрим для примера реакции $NN \rightarrow d \pi \pi$, для которых возможны следующие каналы:

$$p + p \rightarrow d + \pi^+ + \pi^0, \quad n + n \rightarrow d + \pi^- + \pi^0, \quad (125)$$

$$p + p \rightarrow d + \pi^0 + \pi^+, \quad n + n \rightarrow d + \pi^0 + \pi^-, \quad (125')$$

$$n + p \rightarrow d + \pi^+ + \pi^-, \quad p + n \rightarrow d + \pi^- + \pi^+, \quad (126)$$

$$n + p \rightarrow d + \pi^- + \pi^+, \quad p + n \rightarrow d + \pi^+ + \pi^-, \quad (126')$$

$$n + p \rightarrow d + \pi^0 + \pi^0, \quad p + n \rightarrow d + \pi^0 + \pi^0. \quad (127)$$

Каналы, относящиеся к одной строке, изотопически сопряжены, а каналы (125) и (125'), (126) и (126') различаются перестановкой π -мезонов, т.е. генерацией под углами Θ и $\pi - \Theta$.

Следуя методу Шмушкевича, потребуем равенства числа родившихся π^+ , π^- и π^0 - мезонов под углом Θ . Получим:

$$\sigma_{125}(\Theta) + \sigma_{126}(\Theta) + \sigma_{126}(\pi - \Theta) = 2\sigma_{125}(\pi - \Theta) + 2\sigma_{127}(\Theta). \quad (128)$$

Аналогично для π^- - мезонов, родившихся под углом $\pi - \Theta$:

$$\sigma_{125}(\pi - \Theta) + \sigma_{126}(\pi - \Theta) + \sigma_{126}(\Theta) = 2\sigma_{125}(\Theta) + 2\sigma_{127}(\Theta). \quad (129)$$

Требование равенства полного числа родившихся π^+ , π^- и π^0 -мезонов дает:

$$2[\sigma_{128}(\Theta) + \sigma_{126}(\pi-\Theta)] = \sigma_{125}(\Theta) + \sigma_{125}(\pi-\Theta) + 4\sigma_{127}(\Theta). \quad (130)$$

Равенства (128), (129) и (130) аналогичны равенствам (10), (11) и (12) работы^{/1/}, полученным с использованием конкретных значений коэффициентов Клебша-Гордона для распадов (1), (5) и (6) из^{/1/}, изотопическая структура которых совпадает с (125)-(127).

Подобным же образом можно получать и другие изотопические соотношения; при этом в случае слабых взаимодействий надо ввести в рассмотрение шпурионы (см., например,^{/6/}).

Л и т е р а т у р а

1. О.В.Думбрайс, М.И.Подгорецкий. Сообщение ОИЯИ Р2-4382, Дубна, 1969.
2. И.М.Шмушкевич. ДАН СССР, 103, 235, 1955.
3. G.Pinski, A.T.Macfarlane, E.C.G.Sudarshan. Phys. Rev., 140, В 1045 (1965).
4. J.J.Murray JR., M.Ferro-Luzzi, D.O.Huwe, J.B.Shafer, J.T.Solnitz, M.Lynn Stevenson. Phys. Lett., 7, 358 (1963).
5. В.Г.Гришин, В.А.Никитин, М.И.Подгорецкий. Препринт ОИЯИ Р-480, Дубна 1960.
6. Л.Б.Окунь. Слабое взаимодействие элементарных частиц, М. 1963, стр. 131.

Рукопись поступила в издательский отдел

6 мая 1969 года.