ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

К.С. Мариш, Л.М. Сороко

Д - 585

О ПОЛНОМ НАБОРЕ ОПЫТОВ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ СООТНОШЕНИЙ МЕЖДУ АМПЛИТУДАМИ ОБРАЗОВАНИЯ П-МЕЗОНОВ НУКЛОНАМИ С РАЗЛИЧНЫМИ ИЗОТОПИЧЕСКИМИ СПИНАМИ

Дубна 1960 год

Д - 585

К.С. Мариш, Л.М. Сороко

О ПОЛНОМ НАБОРЕ ОПЫТОВ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ СООТНОШЕНИЙ МЕЖДУ АМПЛИТУДАМИ ОБРАЗОВАНИЯ П-МЕЗОНОВ НУКЛОНАМИ С РАЗЛИЧНЫМИ ИЗОТОПИЧЕСКИМИ СПИНАМИ

А н н о т а ц и я

Обсуждается полный набор опытов, связанный с установлением соотношений между амплитудами процессов образования π -мезонов нуклонами с различными изотопическими спинами.

Количество экспериментов, выполненных до настоящего времени в области энергии нуклонов 600 Мэв, еще недостаточно для определения всех соотношений между амплитудами.

Один из обсуждаемых опытов может явиться весьма чувствительным испытанием правильности резонансной теории процессов образования π -мезонов нуклонами.

В в е д е н и е

Попытки создания теории процессов образования π-мезонов нуклонами, произведенные рядом авторов, обычно сводились к феноменологическим рассмотрениям, дававшим количественное объяснение имеющихся экспериментальных данных. Так, например, Ватсон и Бракнер /1/ провели парциальный анализ процессов образования мезонов нуклонами. Они предполагали, что в процессе участвует небольшое число состояний с определенными орбитальными моментами. Матричные элементы процессов полагались постоянными величинами: учитывался принцип зарядовой инвариантности, законы сохранения, а также влияние притягивающего взаимодействия нуклонов в конечном состоянии. Розенфельд /2/ и Гелл-Манн и Ватсон /3/ на основе такого феноменологического подхода произвели анализ данных опытов, выполненных при энергии вблизи порога. При этом они использовали гипотезу Бракнера /4/ о том, что при энергии нуклонов, примыкающей к пороговой, один из вторичных нуклонов и образовавшийся П-мезон находятся преимущественно в резонансном состоянии $/ ^3/2,\ ^3/2\ /$.

С. Мандельштам /5/ распространил эту феноменологическую теорию на область более высоких энергий от 400 Мэв до 600 Мэв. В его рассмотрении матричные элементы полагались постоянными величинами; вводилось резонансное πN -взаимодействие $/ ^3/2,\ / ^3/2\ /$; учитывались все кинематические факторы и правила сложения моментов количества движения и спинов частиц. Согласно этой модели, дающей наилучшее объяснение всех экспериментальных данных, полученных на пучке протонов, - в указанной области энергии не должно наблюдаться сколько-нибудь заметно по интенсивности образования π-мезонов нуклонами в состояниях с изотопическим спином, равным нулю $(T_{NN}=0)$. Однако экспериментальные данные /6,7/ говорят о том, что это предсказание резонансной теории Мандельштама находится в противоречии с опытом.

Можно ли отсюда сделать заключение о несостоятельности резонансной модели Мандельштама? Для того чтобы решить этот вопрос, необходимо учесть не только резонансное взаимодействие в системе πN с изотопическим спином T = 3/2, но также и с изотопическим спином T = 1/2. Несомненно, что в самом общем случае будет наблюдаться проявление обоих резонансов. Но резонансная модель Мандельштама совместима только с подавляющим преобладанием резонанса T = 3/2. Таким образом, резонансную теорию можно проверить непосредственно, если определить соотношения между вероятностями этих двух резонансных взаимодействий. Однако, количество выполненных до настоящего времени экспериментов еще недостаточно, чтобы найти требуемые соотношения. Все эти обстоятельства побудили нас вновь, более детально, обсудить полный набор опытов, связанный с установлением соотношений между амплитудами процессов образования π -мезонов нуклонами с различными изотопическими спинами.

1. Общий формализм

Как известно, феноменологическое описание процессов образования π -мезонов нуклонами в пространстве изотопического спина сводится к введению трех независимых амплитуд. Вероятность любого процесса образования π -мезона системой двух нуклонов выражается в явном виде через три независимые амплитуды. Если амплитуда процесса образования π -мезона при соударении двух нуклонов N_1 и N_2 обозначить через $M(N_1N_2 \to N_1'N_2'\pi)$ где N_1' и N_2' - вторичные нуклоны, то эта амплитуда будет изменяться при перестановке нуклонов N_1, N_2 или N_1', N_2'. Если учесть зарядовую симметрию, то число различных процессов образования π -мезонов нуклонами сведется к семи [8].

В одном из представлений, когда в конечном состоянии вводится подсистема из двух нуклонов, амплитуды различных процессов выражаются следующим образом

$$M(pp \to np\pi^+) = \frac{1}{\sqrt{2}}F_{10} + \frac{1}{2}F_{11}; \qquad M(pn \to nn\pi^+) = \frac{1}{\sqrt{6}}F_{01} - \frac{1}{2}F_{11};$$

$$M(pp \to pn\pi^+) = -\frac{1}{\sqrt{2}}F_{10} + \frac{1}{2}F_{11}; \qquad M(np \to nn\pi^+) = \frac{1}{\sqrt{6}}F_{01} + \frac{1}{2}F_{11};$$

$$\left.\begin{aligned} &M(pp \to pp\pi^0) = -\frac{1}{\sqrt{2}}F_{11}; \qquad M(np \to np\pi^0) = -\frac{1}{2\sqrt{3}}F_{01} + \frac{1}{2}F_{10};\\ &\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad M(np \to pn\pi^0) = -\frac{1}{2\sqrt{3}}F_{01} - \frac{1}{2}F_{10}; \end{aligned}\right\} \qquad /1/$$

Здесь F_{ij} обозначает три аплитуды реакций в изотопическом пространстве. Первый индекс указывает изотопический спин системы двух нуклонов в начальном состоянии, второй индекс – в конечном состоянии.

В другом представлении, когда в конечном состоянии вводится подсистема из π -мезона и нуклона, амплитуды различных процессов согласно /9/ равны

$$\left.\begin{aligned} &M(pp \to np\pi^+) = \frac{\sqrt{3}}{2}A_{13}; \qquad M(pn \to nn\pi^+) = -\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{1}{\sqrt{6}}A_{13} + \frac{1}{\sqrt{3}}A_{11} - \frac{1}{\sqrt{3}}A_{01}\right];\\ &M(pp \to pn\pi^+) = -\frac{1}{2\sqrt{3}}A_{13} + \sqrt{\frac{2}{3}}A_{11}; \quad M(np \to nn\pi^+) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{1}{\sqrt{6}}A_{13} + \frac{1}{\sqrt{3}}A_{11} + \frac{1}{\sqrt{3}}A_{01}\right];\\ &M(pp \to pp\pi^0) = -\frac{1}{\sqrt{6}}A_{13} - \sqrt{\frac{1}{3}}A_{11}; \quad M(np \to np\pi^0) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{1}{\sqrt{3}}A_{13} - \frac{1}{\sqrt{6}}A_{11} - \frac{1}{\sqrt{6}}A_{01}\right];\\ &\qquad\qquad\qquad M(np \to pn\pi^0) = -\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{1}{\sqrt{3}}A_{13} - \frac{1}{\sqrt{6}}A_{11} + \frac{1}{\sqrt{6}}A_{01}\right]; \end{aligned}\right\} \qquad /2/$$

где A_{ij} – амплитуда реакций в изотопическом пространстве. Первый индекс указывает изотопический спин системы двух нуклонов в начальном состоянии, а второй индекс $j = 2T_{\pi N}$, где $T_{\pi N}$ – изотопический спин подсистемы из π -мезона и нуклона.

Дифференциальные сечения приведенных процессов запишутся следующим образом:

$$
\left.
\begin{aligned}
&\text{I.}\quad d\sigma(pp\to np\pi^+) = \frac{1}{2}|F_{10}|^2 + \frac{1}{4}|F_{11}|^2 + \frac{1}{\sqrt{2}}|F_{11}|\cdot|F_{10}|\cos\phi_{10,11} = \\
&\qquad = \frac{3}{4}|A_{13}|^2;\\
&\text{II.}\quad d\sigma(pp\to pn\pi^+) = \frac{1}{2}|F_{10}|^2 + \frac{1}{4}|F_{11}|^2 - \frac{1}{\sqrt{2}}|F_{11}|\cdot|F_{10}|\cdot\cos\phi_{10,11} = \\
&\qquad = \frac{1}{3}\left[\frac{1}{4}|A_{13}|^2 + 2|A_{11}|^2 - \sqrt{2}\,|A_{13}|\cdot|A_{11}|\cos\varphi_{13}\right];\\
&\text{III.}\quad d\sigma(pp\to pp\pi^0) = \frac{1}{2}|F_{11}|^2 = \\
&\qquad = \frac{1}{3}\left[\frac{1}{2}|A_{13}|^2 + |A_{11}|^2 + \sqrt{2}\,|A_{13}|\cdot|A_{11}|\cos\varphi_{13}\right];\\
&\text{IV.}\quad d\sigma(pn\to nn\pi^+) = \frac{1}{6}|F_{01}|^2 + \frac{1}{4}|F_{11}|^2 - \frac{1}{\sqrt{6}}|F_{01}|\cdot|F_{11}|\cos\phi_{01,11} = \\
&\qquad = \frac{1}{6}\left[\frac{1}{2}|A_{13}|^2 + |A_{11}|^2 + |A_{01}|^2 + \sqrt{2}\,|A_{13}|\cdot|A_{11}|\cdot\cos\varphi_{13} - \right.\\
&\qquad\quad \left. - 2|A_{11}|\cdot|A_{01}|\cdot\cos\varphi_{01} - \sqrt{2}\,|A_{13}|\cdot|A_{01}|\cos\varphi_{03}\right];\\
&\text{V.}\quad d\sigma(np\to nn\pi^+) = \frac{1}{6}|F_{01}|^2 + \frac{1}{4}|F_{11}|^2 + \frac{1}{\sqrt{6}}|F_{01}|\cdot|F_{11}|\cdot\cos\phi_{01,11} = \\
&\qquad = \frac{1}{6}\left[\frac{1}{2}|A_{13}|^2 + |A_{11}|^2 + |A_{01}|^2 + \sqrt{2}\,|A_{13}|\cdot|A_{11}|\cdot\cos\varphi_{13} + \right.\\
&\qquad\quad \left. + 2|A_{11}|\cdot|A_{01}|\cos\varphi_{01} + \sqrt{2}\,|A_{13}|\cdot|A_{01}|\cos\varphi_{03}\right];
\end{aligned}
\right\} \tag{3}
$$

$$\text{VI}. \quad d\sigma(np \to np\pi^{\circ}) = \frac{1}{12}|F_{01}|^2 + \frac{1}{4}|F_{10}|^2 - \frac{1}{2\sqrt{3}}|F_{01}|\cdot|F_{10}|\cdot\cos\phi_{01,10} =$$

$$= \frac{1}{6}\Big[|A_{13}|^2 + \frac{1}{2}|A_{11}|^2 + \frac{1}{2}|A_{01}|^2 - \sqrt{2}\,|A_{13}|\cdot|A_{11}|\cdot\cos\varphi_{13} -$$

$$- 2|A_{13}|\cdot|A_{01}|\cos\varphi_{03} + |A_{11}|\cdot|A_{01}|\cdot\cos\varphi_{01}\Big];$$

$$\text{VII}. \quad d\sigma(np \to pn\pi^{\circ}) = \frac{1}{12}|F_{01}|^2 + \frac{1}{4}|F_{10}|^2 + \frac{1}{2\sqrt{3}}|F_{01}|\cdot|F_{10}|\cos\phi_{01,10} =$$

$$= \frac{1}{6}\Big[|A_{13}|^2 + \frac{1}{2}|A_{11}|^2 + \frac{1}{2}|A_{01}|^2 + \sqrt{2}\cdot|A_{13}|\cdot|A_{11}|\cdot\cos\varphi_{13} +$$

$$+ \sqrt{2}|A_{13}|\cdot|A_{01}|\cdot\cos\varphi_{03} - |A_{11}|\cdot|A_{01}|\cdot\cos\varphi_{01}\Big];$$

2. Метод измерения интерференционных эффектов

Процессы /1/ и /11/, /1У/ и /У/, а также /У1/ и /У11/ в выражении /3/ различаются между собой благодаря интерференции между двумя амплитудами. Установление различия между этими процессами даст нам весьма существенные дополнительные данные. Рассмотрим методы наблюдения этого различия на опыте.

А. Если произвести перестановку протона и нейтрона в начальном состоянии [процессы /1У/ и /У/], то различие между этими двумя процессами можно установить, благодаря зарядовой симметрии, путем сравнения процессов $pn \to nn\pi^+$ и $pn \to pp\pi^-$ под одним и тем же углом испускания π - мезонов.

Б. Если же мы произведем перестановку нейтрона и протона в конечном состоянии [процессы /1/ и /11/, или /У1/ и /У11/], то для установления различия между вероятностями этих процессов необходимо регистрировать одновременно две частицы, например, π -мезон и один из нуклонов. Здесь нам необходимо условиться, какой нуклон называть первым нуклоном. Будем придерживаться определения, данного Ферми /10/, согласно которому первым нуклоном называется тот нуклон, проекция которого на направление импульса π -мезона в системе центра масс двух сталкивающихся нуклонов является наибольшей по алгебраическому значению.

Поскольку необходимо определить только соотношения между амплитудами F /или A /, и не требуется пока установления спиновых и угловых зависимостей этих амплитуд, то целью наших опытов должно явиться измерение соответствующих полных сечений процессов.

Если в опыте регистрируется только π -мезон, то различия между процессами /1/ и /11/, а также /У1/ и /У11/, установлено быть не может. Будут измерены только суммарные вероятности каждой пары процессов, и соответствующие полные сечения равны

$$\left.\begin{aligned} \sigma(pp\to\pi^+) &= \int\frac{d\sigma}{d\Omega}(pp\to np\pi^+)\,d\Omega + \int\frac{d\sigma}{d\Omega}(pp\to pn\pi^+)\,d\Omega\,; \\ \sigma(np\to\pi^\circ) &= \int\frac{d\sigma}{d\Omega}(np\to np\pi^\circ)\,d\Omega + \int\frac{d\sigma}{d\Omega}(np\to pn\pi^\circ)\,d\Omega \end{aligned}\right\} \qquad /4/$$

Для установления различия между процессами /1/ и /11/, а также между /У/ и /У11/ необходимо измерить полное сечение каждых из двух процессов в отдельности:

1/ процесса, когда первым нуклоном является протон , и

2/ когда первым нуклоном является нейтрон.

В общем случае, каждая из спиновых компонент волновых функций конечного состояния процесса $NN\to NN'\pi$ является функциями импульса π -мезона, направления вылета π -мезона / θ_π; φ_π /, а также направления разлета нуклонов / θ_{12} , φ_{12} /. Углы / θ_{12}, φ_{12} /

при этом отсчитываются от вектора импульса π -мезона в системе центра масс двух вторичных нуклонов. При обсуждении вопроса о полных сечениях нам достаточно рассмотреть дифференциальное сечение, усредненное по азимутальным углам φ_π и φ_{12}. Если ограничиться учетом только s- и p- волн π -мезона и нуклонов, то эти усредненные сечения запишутся в виде:

$$\left.\begin{aligned} d\sigma^{pp}_{np\pi^+}(\theta_\pi,\theta_{12};p_\pi) &\sim a_0(p_\pi)+a_1(p_\pi)\cos\theta_{12}\cos\theta_\pi+a_2(p_\pi)\cos^2\theta_{12}+\\ &+a_3(p_\pi)\cos^2\theta_\pi+a_4(p_\pi)\cos^2\theta_{12}\cos^2\theta_\pi;\\ d\sigma^{pp}_{pn\pi^+}(\theta_\pi,\theta_{12};p_\pi) &\sim a_0(p_\pi)-a_1(p_\pi)\cos\theta_{12}\cos\theta_\pi+a_2(p_\pi)\cos^2\theta_{12}+\\ &+a_3(p_\pi)\cos^2\theta_\pi+a_4(p_\pi)\cos^2\theta_{12}\cos^2\theta_\pi; \end{aligned}\right\} \qquad /5/$$

где $a_i(p_\pi)$ - функции импульса π -мезона.

Из /5/ видно, что мерой различия вероятностей процессов $pp\to np\pi^+$ и $pp\to pn\pi^+$ является коэффициент a_1. Однако полное сечение процессов $pp\to np\pi^+$ и $pp\to pn\pi^+$ не зависит от этого коэффициента, поскольку разность между дифференциальными сечениями рассматриваемых процессов изменяет свой знак на обратный в результате преобразований: $\theta_\pi\to(\pi-\theta_\pi)$ и $\theta_{12}\to(\pi-\theta_{12})$. Отсюда следует, что разность дифференциальных сечений этих процессов необходимо измерять только в области углов $0<\theta_\pi<\pi/2$, $0<\theta_{12}<\pi/2$, произведя при этом усреднение по относительным азимутальным углам, входящим в сечение в виде $\cos(\varphi_\pi-\varphi_{12})$ и $\cos 2(\varphi_\pi-\varphi_{12})$ /11/.

Таким образом, определенные ниже разностные полные сечения $\Delta\sigma$ соответствуют разнице вероятностей процессов /1/ и /11/:

$$\Delta\sigma_{10,11}=4\int_0^{\pi/2}\int_0^{\pi/2}\left[d\sigma^{pp}_{np\pi^+}(\theta_\pi,\theta_{12})-d\sigma^{pp}_{pn\pi^+}(\theta_\pi,\theta_{12})\right]d\Omega(\theta_\pi)\,d\Omega(\theta_{12}), \qquad /6/$$

и аналогично – /У1/ и /У11/

$$\Delta\sigma_{01,10}=4\int_0^{\pi/2}\int_0^{\pi/2}\left[d\sigma^{np}_{np\pi^0}(\theta_\pi,\theta_{12})-d\sigma^{np}_{pn\pi^0}(\theta_\pi,\theta_{12})\right]d\Omega(\theta_\pi)\,d\Omega(\theta_{12}). \qquad /7/$$

Различие между процессами /1У/ и /У/ запишется в более простой форме:

$$\Delta\sigma_{01,11}=2\int_0^{\pi/2}\left[d\sigma^{pn}_{nn\pi^+}(\theta_\pi)-d\sigma^{np}_{nn\pi^+}(\theta_\pi)\right]d\Omega(\theta_\pi)=$$
$$=2\int_0^{\pi/2}\left[d\sigma^{np}_{pp\pi^-}(\theta_\pi)-d\sigma^{np}_{nn\pi^+}(\theta_\pi)\right]d\Omega(\theta_\pi). \qquad /8/$$

Как и в предыдущих двух случаях, разностное сечение, определенное в /8/, является мерой коэффициента „b" в угловом распределении π -мезонов:

$$d\sigma(np\to\pi^-)=a+b\cos\theta_\pi+c\cdot\cos^2\theta_\pi\,,$$

вклад которого в обычное полное сечение, естественно, равен нулю.

3. Соотношения между амплитудами с различными изотопическими спинами

Для нахождения трех амплитуд F_{ij} или A_{ij} –трех абсолютных величин и трех фазовых соотношений между ними /трехмерный случай!/ – можно использовать любые шесть независимых уравнений из семи возможных:

$$\left.\begin{array}{ll}
\sigma(pp\to\pi^+)=|F_{10}|^2+\frac{1}{2}|F_{11}|^2\,; & \sigma(np\to\pi^0)=\frac{1}{6}|F_{01}|^2+\frac{1}{2}|F_{10}|^2\,;\\
\sigma(pp\to\pi^0)=\frac{1}{2}|F_{11}|^2\,; & \sigma(np\to\pi^+)=\frac{1}{3}|F_{01}|^2+\frac{1}{2}|F_{11}|^2\,;\\
\Delta\sigma_{10,11}=\sqrt{2}\,\Omega_{10,11}\,; & \Delta\sigma_{01,11}=\sqrt{\frac{2}{3}}\,\Omega_{01,11}\,;\\
 & \Delta\sigma_{01,10}=\sqrt{\frac{1}{3}}\,\Omega_{01,10}\,;
\end{array}\right\} \qquad /9/$$

где
$$\Omega_{ij,kl} = |F_{ij}|\cdot|F_{kl}|\cdot\cos\phi_{ij,kl}.$$

Одно из уравнений, связывающее обычное полные сечения процессов не является независимым, поскольку имеется одно соотношение между полными сечениями:
$$\sigma(pp\to\pi^+)+\sigma(np\to\pi^+)+\sigma(np\to\pi^-) = 2\left[\sigma(pp\to\pi^\circ)+\sigma(np\to\pi^\circ)\right].$$

Амплитуды F_{ij} находятся из экспериментально наблюдаемых величин с помощью соотношений
$$\left.\begin{aligned}
&|F_{10}|^2=\sigma(pp\to\pi^+)-\sigma(pp\to\pi^\circ); && \Omega_{10,11}=\frac{1}{\sqrt{2}}\Delta\sigma_{10,11};\\
&|F_{11}|^2=2\sigma(pp\to\pi^\circ); && \Omega_{11,01}=\sqrt{\frac{3}{2}}\Delta\sigma_{11,01};\\
&|F_{01}|^2=3\left[\sigma(np\to\pi^+)+\sigma(np\to\pi^-)-\sigma(pp\to\pi^\circ)\right]; && \Omega_{10,01}=\sqrt{3}\,\Delta\sigma_{10,01};
\end{aligned}\right\} \quad /10/$$

Если найдены F_{ij}, то значения A_{ij} могут быть определены из следующих соотношений:
$$\left.\begin{aligned}
&\vec{A}_{13}=\sqrt{\tfrac{2}{3}}\vec{F}_{10}+\sqrt{\tfrac{1}{3}}\vec{F}_{11}; && A_{13}^2=\tfrac{2}{3}F_{10}^2+\tfrac{1}{3}F_{11}^2+\tfrac{2\sqrt{2}}{3}\Omega_{10,11}; && \omega_{13}=\tfrac{\sqrt{2}}{3}F_{11}^2-\tfrac{\sqrt{2}}{3}F_{10}^2+\tfrac{1}{3}\Omega_{10,11};\\
&\vec{A}_{11}=-\sqrt{\tfrac{1}{3}}\vec{F}_{10}+\sqrt{\tfrac{2}{3}}\vec{F}_{11}; && A_{11}^2=\tfrac{1}{3}F_{10}^2+\tfrac{2}{3}F_{11}^2-\tfrac{2\sqrt{2}}{3}\Omega_{10,11}; && \omega_{03}=\sqrt{\tfrac{2}{3}}\Omega_{10,01}+\sqrt{\tfrac{1}{3}}\Omega_{11,01};\\
&\vec{A}_{01}=\vec{F}_{01}; && A_{01}^2=F_{01}^2; && \omega_{01}=-\sqrt{\tfrac{1}{3}}\Omega_{10,01}+\sqrt{\tfrac{2}{3}}\Omega_{11,01}
\end{aligned}\right\} \quad /11/$$

или в явном виде через наблюдаемые величины
$$\left.\begin{aligned}
&|A_{13}|^2=\tfrac{2}{3}\sigma(pp\to\pi^+)+\tfrac{2}{3}\Delta\sigma_{10,11}; && \omega_{13}=\tfrac{\sqrt{2}}{3}\left[3\sigma(pp\to\pi^\circ)-\sigma(pp\to\pi^+)\right]+\tfrac{1}{3\sqrt{2}}\Delta\sigma_{10,11};\\
&|A_{11}|^2=\sigma(pp\to\pi^\circ)+\tfrac{1}{3}\sigma(pp\to\pi^+)-\tfrac{2}{3}\Delta\sigma_{10,11}; && \omega_{01}=\Delta\sigma_{11,01}-\Delta\sigma_{10,01};\\
&|A_{01}|^2=3\left[\sigma(np\to\pi^+)+\sigma(np\to\pi^-)-\sigma(pp\to\pi^\circ)\right]; && \omega_{03}=\sqrt{2}\,\Delta\sigma_{10,01}+\tfrac{1}{\sqrt{2}}\Delta\sigma_{11,01}
\end{aligned}\right\} \quad /12/$$

где
$$\omega_{ij} = |A_{1i}| \cdot |A_{j1}| \cos\varphi_{ij} .$$

4. Опыты на пучке нейтронов

Изучение реакций $np \to pp\pi^-$ и $np \to nn\pi^+$ при энергии нейтронов 600 Мэв /7/ дает возможность заключить, что $|F_{01}| \neq 0$. Из тех же данных следует, что $\Delta\sigma_{01,11}$ в этой области энергии весьма близко к нулю. Это означает, что амплитуды F_{01} и F_{11} почти ортогональны друг другу. На пучке нейтронов необходимо измерить разностное сечение $\Delta\sigma_{01,10}$. Это позволит установить фазовое соотношение и существенно улучшить достоверность величины $|F_{01}|$.

5. Опыты на пучке протонов

На пучке протонов при энергии 600 Мэв измерены $\sigma(pp \to \pi^+)$ /12/ и $\sigma(pp \to \pi^0)$ /13/. Эти данные позволяют определить $|F_{10}|$ и $|F_{11}|$. Наибольший интерес для нас представляют значения $|A_{13}|$ и $|A_{11}|$ при энергии протонов 660 Мэв, т.е. в области резонанса /$^3/2$, $^3/2$ /, где $|A_{13}|$ должно быть преобладающим. Однако, соотношение между $|A_{13}|$ и $|A_{11}|$ можно найти, если измерить $\Delta\sigma_{10,11}$.

Согласно резонансной модели С.Мандельштама, $|A_{11}| = 0$, откуда как следствие возникает хорошо известное соотношение
$$\frac{\sigma_+}{\sigma_0} = 5.$$
Фактически на опыте наблюдается значение
$$\frac{\sigma_+}{\sigma_0} = 3{,}4 ,$$
которое удается объяснить теоретически с помощью несколько искусственного приема. В действительности это просто означает, что $|A_{11}| \neq 0$.

Для более детального рассмотрения вопроса о возможных значениях $|A_{13}|$ и $|A_{11}|$ целесообразно ввести следующие обозначения:
$$\alpha = \frac{\sigma_+}{\sigma_0} \quad \text{и} \quad k = \frac{|A_{13}|}{|A_{11}|} .$$

На рис. 1 приведена область допустимых значений α и k, которая заполнена семейством кривых

$$\alpha = \frac{4+5k^2-\sqrt{8}\,k\cos\varphi_{13}}{2+k^2+\sqrt{8}\,k\cos\varphi_{13}} \qquad /13/$$

с параметром $\cos\varphi_{13}$. Это область ограничена снизу кривой

$$\alpha_{\varphi_{13}=0} = \frac{4+5k^2-\sqrt{8}\,k}{2+k^2+\sqrt{8}\,k}\,. \qquad /14/$$

которая имеет горизонтальные асимптоты $\alpha=2\ (k\to 0)$ и $\alpha=5\ (k\to\infty)$ и достигает минимума $\alpha=1$ при $k=\frac{1}{\sqrt{2}}$.

Сверху область ограничена двумя ветвями кривой

$$\alpha_{\varphi_{13}=\pi} = \frac{4+5k^2+\sqrt{8}\,k}{2+k^2-\sqrt{8}\,k}\,. \qquad /15/$$

которая имеет две горизонтальные асимптоты $\alpha=2\ (k\to 0)$ и $\alpha=5\ (k\to\infty)$ и одну общую вертикальную асимптоту при $k=\sqrt{2}$.

Кривые $\alpha=\alpha(k;\cos\varphi_{13})$ имеют экстремум при

$$\alpha = \frac{5k^4+k^2-4}{k^4-k^2-2} \qquad /16/$$

за исключением монотонной кривой $\alpha_{\frac{\pi}{2}} = 5 - \frac{6}{k^2+2}$, соответствующей $\varphi_{13}=\frac{\pi}{2}$. Из рис. 1 видно, что если $\alpha=\frac{\sigma_+}{\sigma_-}=3{,}4$, то возможные значения k^2 заключены в интервале

$$\frac{1}{20} < k^2 < 64. \qquad /17/$$

Из других особенностей этой области отметим, что если $\cos\phi_{10,11}=\pm 1$, то $\cos\varphi_{13}=\pm 1$, соответственно. Однако, $\phi_{10,11}=\pi/2$ соответствует $\varphi_{13}=\pi/2$ только для $\alpha=3$. В остальных случаях ортогональность $\vec{F}_{10}\cdot\vec{F}_{11}$ не означает ортогональности $\vec{A}_{13}\cdot\vec{A}_{11}$. При этом имеет место соотношение

$$\cos\varphi_{13} = \frac{\sqrt{\alpha-1}\cos\phi_{10,11}+(3-\alpha)}{\sqrt{\alpha^2+3\alpha-2(3-\alpha)\sqrt{\alpha-1}\cos\phi_{10,11}-8(\alpha-1)\cos^2\phi_{10,11}}}\,. \qquad /18/$$

Если $\frac{\sigma_+}{\sigma_0} = \alpha = 5$, то возможные значения k^2 заключены в интервале $\frac{1}{8} < k^2 < \infty$. Таким образом, факт равенства $\frac{\sigma_+}{\sigma_0} = 5$ никак нельзя рассматривать как доказательство справедливости резонансной теории.

Следует обратить внимание также на то, что если k – постоянно, но относительная фаза A_{13} и A_{11} изменяется по каким-либо причинам, то в результате этого величина α будет изменяться. По мнению авторов, такой процесс может иметь место при образовании π -мезонов на связанных нуклонах ядра, в частности, в дейтроне.

На рис. 1 приведена также кривая, соответствующая $\Delta\sigma_{10,11} = 0, \alpha = \frac{3k^2}{2-k^2}$, т.е. случаю симметричного испускания протона и нейтрона относительно π^+-мезона.

Интересно отметить, что если α весьма велико /~ 10 и более/, что имеет место в области энергии, примыкающей к порогу, то $|A_{13}| \sim |A_{11}| \cdot 1{,}5$; а разность фаз /с точностью до π/ весьма мала. Примерно такую картину можно было ожидать, если учесть , что вблизи нулевой энергии π -мезона фазы A_{13} и A_{11} должны быть малы, а следовательно, и их разность также мала.

6. Схема опыта на пучке протонов при энергии 660 Мэв

Схема эксперимента для измерения $\Delta\sigma_{10,11}$ при энергии протонов 660 Мэ характеризуется следующими величинами: $\theta_\pi^{с.ц.м.} = 55°$; – под этим углом легко связываются дифференциальное сечение с полным при условии, что преобладает s– и p -мезоны; если $E_\pi^{с.ц.м.} = 80$ Мэв, то $\theta_\pi^{лаб} = 30°$, $E_\pi^{лаб} = 170$ Мэв. Если выбрать $\theta_{12} = 30°$, то углы вылета первого и второго протонов достаточно удобны / $\theta_{p_1}^{лаб} = 33°$ и $\theta_{p_2}^{лаб} = 20°$/, а энергии их при этом равны $E_{p_1}^{лаб} = 180$ Мэв и $E_{p_2}^{лаб} = 160$ Мэв.

Если θ_{12} изменить, то либо $\theta_{p_2}^{лаб}$ будет сильно перекрываться с углом вылета π -мезона, либо угол $\theta_{p_1}^{лаб}$ станет очень малым.

Возможен и другой вариант:
$\theta_\pi^{с.ц.м.} = 125°$; $\theta_{12}^{с.ц.м.} = 30°$; $E_\pi^{лаб} = 57$ Мэв. $\theta_{p_1}^{лаб} = 26°$, $\theta_{p_2}^{лаб} = 18°$, $\theta_\pi^{лаб} = 83°$

$E_{p_2}^{лаб} = 190$ Мэв. В этом случае углы испускания протонов несколько меньше, но зато π^+ -мезоны легче регистрировать ввиду меньшего фона под углом 83^o.

На рис. 2 приведен график, изображающий возможные значения $|A_{13}|^2, |A_{11}|^2$ и $\Omega_{3,1}$ в зависимости от величины разностного сечения $\Delta\sigma_{10,11}$. По осям абсцисс и ординат отложены указанные величины в единицах $10^{-27} см^2$. Из рис. 2 видно, что если $\Delta\sigma_{10,11} = 0$, то $|A_{13}|^2 \approx |A_{11}|^2$, и эти амплитуды почти ортогональны. Наибольшее возможное сечение $\Delta\sigma_{10,11}$ при энергии протонов 660 Мэв составляет $9{,}9 \cdot 10^{-27} см^2$.

Выводы

1. Для решения вопроса о справедливости резонансной теории процессов образования π -мезонов нуклонами в области энергий нуклонов 660 Мэв необходимо и достаточно измерить разностное полное сечение $\Delta\sigma_{10,11}$, связанной с несимметрией в испускании протона и нейтрона относительно направления вылета π^+ -мезона.

2. Рассмотрена область возможных значений $\frac{|A_{13}|}{|A_{11}|}$ при различных значениях $\alpha = \frac{\sigma(pp\to\pi^+)}{\sigma(pp\to\pi^0)}$.

3. Приведена конкретная схема эксперимента для измерения $\Delta\sigma_{10,11}$ при энергии протонов 660 Мэв.

Авторы выражают благодарность Л.И.Лапидусу за интерес к работе и дискуссии.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 августа 1960 года.

Л и т е р а т у р а

1. Watson K.M., Brueckner K.A., Phys.Rev., 83,1,1951.
2. Rosenfeld A.H., Phys.Rev., 96, 139, 1954.
3. Gell-Mann M., Watson K.A., Ann.Rev.Nucl.Sci., 4, 219,1954.
4. Brueckner K.A., Phys.Rev., 86, 206,1952.
5. Mandelstam S., Proc.Roy.Soc., A, 244, 491, 1958.
6. А.Ф.Дунайцев, Ю.Д.Прокошкин. ЖЭТФ, 38, 747, 1960.
7. В.П.Джелепов, В.С.Киселев, К.О.Оганесян, В.Б.Флягин. Материалы X конференции в Рочестере по физике частиц высокой энергии.
8. Van Hove L., Marshak R., Pais A., Phys.Rev., 88, 1211,1952.
9. Л.И.Лапидус. ЖЭТФ, 31, 865, 1956.
10. Э.Ферми. Лекции о π -мезонах и нуклонах, ИЛ, стр.68, 1956.
11. Л.М.Сороко. ЖЭТФ, 34, 87, 1958.
12. А.Ф.Дунайцев, Ю.Д.Прокошкин. ЖЭТФ, 36, 1656, 1959.
13. Б.С.Неганов, О.В.Савченко. ЖЭТФ, 32, 1265, 1957.

870/8 ир

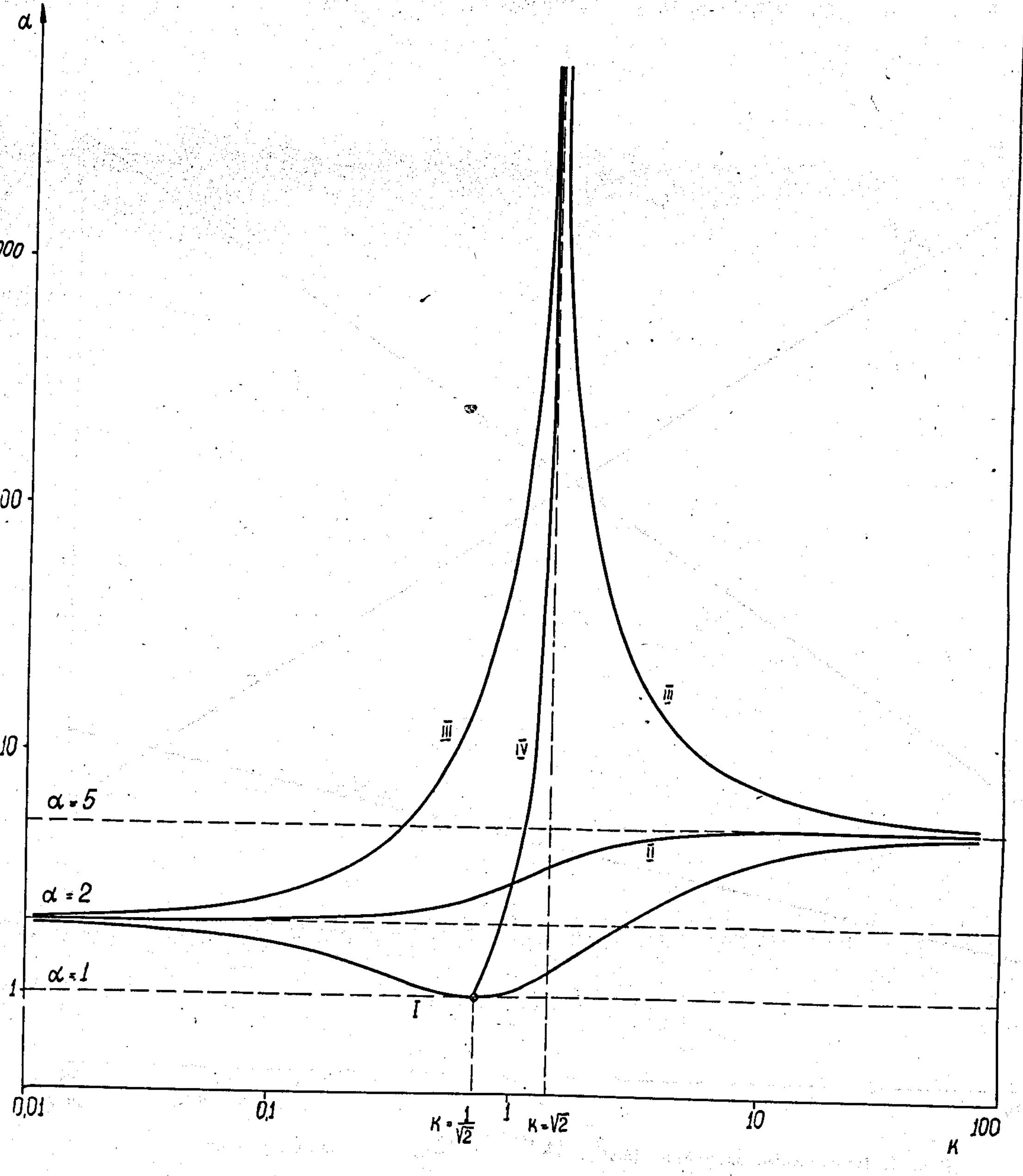

Рис. 1. Область возможных значений $\alpha = \frac{\sigma(pp\to\pi^+)}{\sigma(pp\to\pi^0)}$ и $k = \frac{|A_{13}|}{|A_{11}|}$. Кривая 1 соответствует $\varphi_{13} = 0$, кривая 11 – $\varphi_{13} = \pi/2$, кривая 111 – $\varphi_{13} = \pi$, кривая 1У – $\Delta\sigma_{10,11} = 0$.

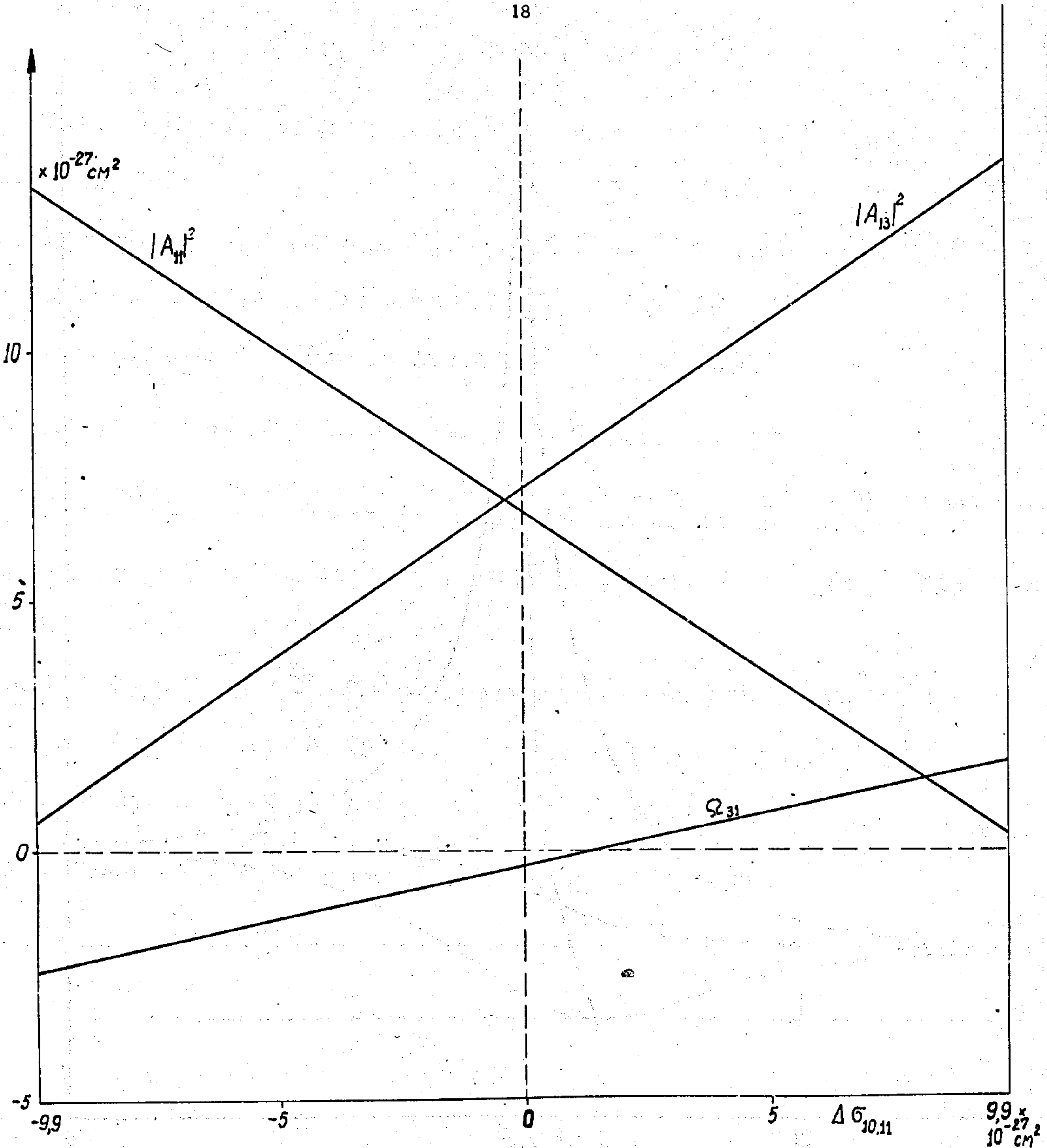

Рис. 2. Возможные значения $|A_{13}|^2$, $|A_{11}|^2$ и $\Omega_{3,1}$ в зависимости от величины разностного полного сечения $\Delta\sigma_{10,11}$ при энергии протонов 660 Мэв / α = 3,4/.