



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

К.С. Мариш

Д-793

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ
ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ
 π -МЕЗОНОВ π -МЕЗОНАМИ

СИГНАЛЬНЫЙ ЗАКАЗ

Дубна 1961

К.С. Мариш

Д-793

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ
ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ
π -МЕЗОНОВ π -МЕЗОНАМИ

Направлено в Nuclear Physics

Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ

В в е д е н и е

Процессы рассеяния π^- -мезонов на нуклонах и процессы рождения π^- -мезонов при взаимодействиях π^- -мезонов с нуклонами рассматривались рядом авторов с помощью различных моделей.

Так, Ферми^{/2/} пытался объяснить процессы образования мезонов на основе статистической модели. Беленький и др.^{/3/} усовершенствовали статистическую теорию Ферми, введя в рассмотрение резонансное взаимодействие π^- -мезона с нуклоном в состоянии с $T_{\pi N} = J = 3/2$. Линдембаум и Штернхеймер^{/4,5/} для объяснения данных об упругом и неупругом взаимодействии π^- -мезонов с нуклонами, до энергии падающего π^- -мезона 1,5 Бэв предложили изобарную модель нуклона. Они предполагали, что возбужденный нуклон существует реально в состоянии с $T_{\pi N} = |J| = 3/2$. Согласно этой модели, должно отсутствовать образование π^- -мезонов в состоянии с изотопическим спином $T_{\pi N} = 1/2$. Экспериментальные результаты^{/6/} говорят о том, что эта модель не находится в хорошем согласии с опытом. Поэтому, чтобы установить, почему возникает такое расхождение, необходимо учесть также взаимодействие π^- -мезона с нуклоном в конечном состоянии с изотопическим спином $T_{\pi N} = 1/2$.

Некоторые авторы^{/7,8,9,10,11/} приходят к выводу, что в процессах, обусловленных сильным взаимодействием, играет роль π - π взаимодействие. Фрезер и Фулько^{/12/} и Чу^{/13/} указали, что включение двухмезонного p -резонанса, а также резонанса в системе из трех π^- -мезонов с полным изотопическим спином $T_{\pi\pi} = 0$, позволяет объяснить электромагнитную структуру нуклона. Эксперимент^{/14/} дает указание на существование такого резонанса.

1. Амплитуды реакций $\pi_1^- N_1 \rightarrow \pi_1^+ \pi_1^+ N_1^*$ в изотопическом пространстве

Феноменологическое описание процессов образования π^- -мезонов при взаимодействии π^- -мезонов с нуклонами в пространстве изотопичес-

кого спина сводится к введению четырех независимых амплитуд. Вероятность любого из процессов образования π -мезонов можно выразить в явном виде через четыре независимые амплитуды. Обозначим амплитуду процесса образования π -мезона при столкновении π -мезона с нуклоном N_I через $M(\pi_i N_I \rightarrow \pi_i^* \pi^* N_I)$, где индексом i обозначены вторичные частицы.

Амплитуды процессов в представлении, когда в конечном состоянии вводится подсистема из двух Π -мезонов, выражаются следующим образом:

$$M(\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^0) = \sqrt{1/2} (\sqrt{1/5} B_{32} + B_{31})$$

$$M(\pi^+ p \rightarrow p \pi^0 \pi^+) = \sqrt{1/2} (\sqrt{1/5} B_{32} - B_{31})$$

$$M(\pi^+ p \rightarrow n \pi^+ \pi^+) = -\sqrt{4/5} B_{32}$$

$$M(\pi^- p \rightarrow p \pi^0 \pi^-) = \sqrt{1/2} (\sqrt{1/5} B_{32} + 1/3 B_{31} + 2/3 B_{11})$$

$$M(\pi^- p \rightarrow n \pi^- \pi^0) = -\sqrt{1/2} (\sqrt{1/5} B_{32} - 1/3 B_{31} - 2/3 B_{11})$$

$$M(\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^-) = -\sqrt{1/3} (\sqrt{1/5} B_{32} + B_{31} - B_{11} - \sqrt{2} B_{10})$$

$$M(\pi^- p \rightarrow n \pi^- \pi^+) = -\sqrt{1/3} (\sqrt{1/5} B_{32} - B_{31} + B_{11} + \sqrt{2} B_{10}) \quad /1/$$

$$M(\pi^- p \rightarrow p \pi^0 \pi^0) = -\sqrt{2/3} (\sqrt{2/5} B_{32} + B_{10})$$

$$M(\pi^0 p \rightarrow n \pi^0 \pi^+) = -(\sqrt{1/5} B_{32} + 1/3 B_{31} - 1/3 B_{11})$$

$$M(\pi^0 p \rightarrow n \pi^+ \pi^0) = -(\sqrt{1/5} B_{32} - 1/3 B_{31} + 1/3 B_{11})$$

$$M(\pi^0 p \rightarrow p \pi^+ \pi^-) = 1/3 (\sqrt{2/5} B_{32} + \sqrt{2} B_{31} + \sqrt{1/2} B_{11} + B_{10})$$

$$M(\pi^0 p \rightarrow p \pi^- \pi^+) = 1/3 (\sqrt{2/5} B_{32} - \sqrt{2} B_{31} - \sqrt{1/2} B_{11} + B_{10})$$

$$M(\pi^0 p \rightarrow p \pi^0 \pi^0) = 1/3 (\sqrt{8/5} B_{32} - B_{10})$$

Здесь B_{ij} обозначает четыре амплитуды реакции в изотопическом пространстве. Первый индекс относится к изотопическому спину системы π -мезон-нуклон, соответственно, $T_{\pi N} = 1/2, 3/2$ в начальном состоянии, второй индекс - к конечному состоянию с $T_{\pi\pi} = 0, 1, 2$ подсистемы двух π -мезонов.

В другом представлении, когда в конечном состоянии вводится подсистема из π -мезона и нуклона, амплитуды различных процессов выражаются следующим образом:

$$M(\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^0) = \sqrt{3/5} A_{33}$$

$$M(\pi^+ p \rightarrow p \pi^0 \pi^+) = -\sqrt{1/3} (2\sqrt{5} A_{33} - A_{31})$$

$$M(\pi^+ p \rightarrow n \pi^+ \pi^+) = -\sqrt{1/3} (\sqrt{2/5} A_{33} + \sqrt{2} A_{31})$$

$$M(\pi^- p \rightarrow p \pi^0 \pi^-) = 1/3 \sqrt{1/3} (4\sqrt{5} A_{33} + A_{31} + \sqrt{2} A_{13} + 2A_{11})$$

$$M(\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0) = -1/3 \sqrt{1/3} (\sqrt{1/5} A_{33} + 2A_{31} + \sqrt{2} A_{13} + 2A_{11})$$

$$M(\pi^- p \rightarrow n \pi^- \pi^+) = 1/3 \sqrt{1/3} (\sqrt{8/5} A_{33} - \sqrt{2} A_{31} + A_{13} - 2\sqrt{2} A_{11})$$

$$M(\pi^- p \rightarrow n \pi^0 \pi^+) = -\sqrt{1/3} (\sqrt{2/5} A_{33} - A_{13})$$

$$M(\pi^- p \rightarrow n \pi^0 \pi^0) = -1/3 \sqrt{1/3} (\sqrt{2/5} A_{33} + \sqrt{2} A_{31} + 2A_{13} - \sqrt{2} A_{11})$$

/2/

$$M(\pi^0 p \rightarrow n \pi^0 \pi^+) = -1/3 \sqrt{1/3} (4\sqrt{2/5} A_{33} + \sqrt{2} A_{31} - A_{13} - \sqrt{2} A_{11})$$

$$M(\pi^0 p \rightarrow n \pi^+ \pi^0) = 1/3 \sqrt{1/3} (\sqrt{2/5} A_{33} - 2\sqrt{2} A_{31} - A_{13} - \sqrt{2} A_{11})$$

$$M(\pi^0 p \rightarrow p \pi^+ \pi^-) = \sqrt{1/3} (\sqrt{4/5} A_{33} + \sqrt{1/2} A_{13})$$

$$M(\pi^0 p \rightarrow p \pi^- \pi^+) = -1/3 \sqrt{1/3} (4\sqrt{5} A_{33} - 2A_{31} - \sqrt{1/2} A_{13} + 2A_{11})$$

$$M(\pi^0 p \rightarrow p \pi^0 \pi^0) = 1/3 \sqrt{1/3} (\sqrt{4/5} A_{33} + 2A_{31} - \sqrt{2} A_{13} + A_{11})$$

Здесь A_{ik} - амплитуда реакции в изотопическом пространстве. Первый индекс относится к изотопическому спину системы $\pi - N$ / $\pi - N$ / - в начальном состоянии $T_{\pi N} = 1/2, 3/2$, а второй индекс - к конечному состоянию подсистемы $(\pi - N)$ с изотопическим спином $T_{\pi N} = 1/2, 3/2$.

Дифференциальные сечения данных процессов выражаются в $\pi\pi$ - представлении через амплитуды следующим образом:

$$d\sigma = \sum_{\substack{l, m = 1, 3 \\ l, n = 0, 1, 2}} C_{lj} C_{mn}^* B_{lj} B_{mn}^*, \quad / 3/$$

а в представлении $(\pi - N)$, в виде:

$$d\sigma = \sum_{l, k, h, i = 1, 3} C_{lk} C_{hi}^* A_{lk} A_{hi}^* \quad / 4/$$

2. Дифференциальные сечения и угловая зависимость

реакции $\pi^- N_1 \rightarrow \pi_1^* \pi^* N_1^*$

Ниже приводятся угловые зависимости сечения образования π^- мезона на π^- мезонами на протонах /15,16/.

Начальная волновая функция системы ($\pi^- N$) записывается в виде:

$$\psi_{\text{нач.}} = e^{ikz} \psi(S_z) \chi(T, T_z), \quad /5/$$

где e^{ikz} плоская волна, которая характеризует пучок π^- мезонов, падающих на неполяризованную мишень нуклонов, $\psi(S_z)$ - спиновое состояние мишени, и $\chi(T, T_z)$ - изотопическое состояние системы π^- мезон-нуклон, T полный изотопический спин системы, а T_z - его проекция на ось z в изотопическом пространстве.

Если ограничиться учетом S -, P - и D -состояний π^- мезона в конечном состоянии, то мы получим следующие возможные переходы /табл. 1/. Амплитуды C_{11} и C_{11}^* имеют смысл элементов S -матрицы. Из таблицы 1 видно, что амплитуды B_{32} и B_{10} содержат S - и D -состояния двух π^- мезонов, а B_{31} и B_4 - P -состояние. В самом общем случае B_{32} и B_{10} содержат четные волны двух π^- мезонов, а B_{31} и B_{11} нечетные.

Волновая функция из трех частиц с учетом орбитального момента нуклона относительно двух π^- мезонов и его спина записывается в виде:

$$\psi_{\text{конеч.}} = V_I^M Z_I^{T_z} = \sum_{m_1+m_s=m} \sum_{m_2^z+m_2^s=m_z} \sum_{m+m_z=M} \sum_{m_2+\tau=T_z} (l s m_1 m_s | l s \mu m) (\mu l m m_\tau | \mu l M I) \times \quad /6/$$

$$(m_1 m_2 m_1^s m_2^s | m_1 m_2 m m^s) (n p m^s \tau | n p T T_z) \chi_m^{m_s} \gamma_{l_1}^{m_1} \gamma_{l_2}^{m_2} \gamma_{l_1}^{m_1^s} \gamma_{l_2}^{m_2^s} W_{l_1}^{m_1} W_{l_2}^{m_2} W_{l_1}^{m_1^s} W_{l_2}^{m_2^s},$$

где

$$V_I^M = \sum_{m_1+m_s=m} \sum_{m+m_z=M} (l s m_1 m_s | l s \mu m) (\mu l m m_\tau | \mu l M I) \chi_m^{m_s} \gamma_{l_1}^{m_1} \gamma_{l_1}^{m_1^s} \gamma_{l_2}^{m_2} \gamma_{l_2}^{m_2^s} W_{l_1}^{m_1} W_{l_1}^{m_1^s} W_{l_2}^{m_2} W_{l_2}^{m_2^s}$$

волновая часть системы частиц,

ТАБЛИЦА 1.

Изотопические амплитуды		B_{32}								
Орбитальные состояния	нач.	$S_{1/2}$	$P_{1/2}$	$P_{3/2}$	$D_{3/2}$	$F_{5/2}$				
	конеч.	$(S_{1/2}P)_{1/2}$	$(S_{1/2}S)_{1/2}$	$(S_{1/2}d)_{3/2}$	$(D_{3/2}S)_{3/2}$	$(S_{1/2}P)_{3/2}$	$(S_{1/2}d)_{5/2}$	$(D_{5/2}S)_{5/2}$		
Амплитуды перехода		C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{14}	C_{15}	C_{16}	C_{17}		
Изотопические амплитуды		B_{31}								
Орбитальные состояния	нач.	$S_{1/2}$	$P_{1/2}$	$P_{3/2}$	$D_{3/2}$	$D_{5/2}$	$F_{5/2}$			
	конеч.	$(P_{1/2}S)_{1/2}$	$(P_{1/2}P)_{1/2}$	$(P_{3/2}P)_{1/2}$	$(P_{1/2}P)_{3/2}$	$(P_{3/2}P)_{3/2}$	$(P_{1/2}d)_{3/2}$	$(P_{3/2}S)_{3/2}$	$(P_{1/2}d)_{5/2}$	$(P_{3/2}P)_{5/2}$
Амплитуды перехода		C_{21}	C_{22}	C_{23}	C_{24}	C_{25}	C_{26}	C_{27}	C_{28}	C_{29}
Изотопические амплитуды		B_{10}								
Орбитальные состояния	нач.	$S_{1/2}$	$P_{1/2}$	$P_{3/2}$	$D_{3/2}$	$F_{5/2}$				
	конеч.	$(S_{1/2}P)_{1/2}$	$(S_{1/2}S)_{1/2}$	$(S_{1/2}d)_{3/2}$	$(D_{3/2}S)_{3/2}$	$(S_{1/2}P)_{3/2}$	$(S_{1/2}d)_{5/2}$	$(D_{5/2}S)_{5/2}$		
Амплитуды перехода		C_{11}^*	C_{12}^*	C_{13}^*	C_{14}^*	C_{15}^*	C_{16}^*	C_{17}^*		
Изотопические амплитуды		B_{11}								
Орбитальные состояния	нач.	$S_{1/2}$	$P_{1/2}$	$P_{3/2}$	$D_{3/2}$	$D_{5/2}$	$F_{5/2}$			
	конеч.	$(P_{1/2}P)_{1/2}$	$(P_{1/2}P)_{1/2}$	$(P_{3/2}P)_{1/2}$	$(P_{1/2}P)_{3/2}$	$(P_{3/2}P)_{3/2}$	$(P_{1/2}d)_{3/2}$	$(P_{3/2}S)_{3/2}$	$(P_{1/2}d)_{5/2}$	$(P_{3/2}P)_{5/2}$
Амплитуды перехода		C_{21}^*	C_{22}^*	C_{23}^*	C_{24}^*	C_{25}^*	C_{26}^*	C_{27}^*	C_{28}^*	C_{29}^*

$$\gamma_1^{m_1} = \gamma_1^{m_1}(\theta_N, \phi_N); \quad \gamma_{\pi}^{m_{\pi}} = \gamma_{\pi}^{m_{\pi}}(\theta_{\pi}, \phi_{\pi})$$

являются шаровыми функциями от аргументов (θ_N, ϕ_N) и $(\theta_{\pi}, \phi_{\pi})$, углы (θ_N, ϕ_N) - характеризуют направление вылета нуклона в системе центра масс сталкивающихся π -мезона и нуклона, $(\theta_{\pi}, \phi_{\pi})$ - направление вылета π -мезона в системе центра масс.

$$Z_{T_z}^T = \sum_{m_1^z + m_2^z = m^z} \sum_{m_1 + r = T_z} (m_1 m_2 m_1^z m_2^z | m_1 m_2 n m^z) (n r m^z | n r T_z) r_{m_1^z}^{m_1} r_{m_2^z}^{m_2} W_p^r$$

определяет изотопическое состояние системы трех частиц. При этом $r_{m_1^z}^{m_1}$ и $r_{m_2^z}^{m_2}$ характеризуют изотопические спины π -мезонов, а W_p^r изотопический спин нуклона.

Среднее значение спин-тензора нулевого ранга $\langle T_0^0 \rangle$ связано с дифференциальным сечением испускания нуклона в направлении (θ_N, ϕ_N) и π -мезона в направлении $(\theta_{\pi}, \phi_{\pi})$ в их системе центра масс соотношением:

$$\langle T_0^0 \rangle = \frac{k}{s} \frac{d\sigma^3(\theta_N, \phi_N; \theta_{\pi}, \phi_{\pi}; P_N)}{d\Omega(\theta_N, \phi_N) d\Omega(\theta_{\pi}, \phi_{\pi}) dp_N} \quad /7/$$

где $k=1/\lambda$, p_N - импульс нуклона в системе центра масс взаимодействующих π -мезона и нуклона, ρ - фазовый объем трех частиц.

Дифференциальные сечения процессов образования π -мезонов при взаимодействии π^{\pm} -мезонов с протонами после усреднения по аргументам ϕ_N и ϕ_{π} , имеют следующий вид:

1. $d\sigma_{\pi^+ \pi^+ p}^{\pi^+ p} = \frac{4}{5} (a_0 + a_1 \cos \theta_N + a_2 \cos^2 \theta_N + a_3 \cos^2 \theta_{\pi} + a_4 \cos^2 \theta_{\pi} \cos \theta_N)$
2. $d\sigma_{\pi^0 \pi^+ p}^{\pi^+ p} = \frac{1}{2} [(b_0 + b_1 \cos \theta_N + b_2 \cos^2 \theta_N + b_3 \cos^2 \theta_{\pi} + b_4 \cos^2 \theta_{\pi} \cos \theta_N) + \sqrt{\frac{1}{5}} (b_5 \cos \theta_{\pi} + b_6 \cos \theta_{\pi} \cos \theta_N)]$
3. $d\sigma_{\pi^+ \pi^0 p}^{\pi^+ p} = \frac{1}{2} [(b_0 + b_1 \cos \theta_N + b_2 \cos^2 \theta_N + b_3 \cos^2 \theta_{\pi} + b_4 \cos^2 \theta_{\pi} \cos \theta_N) - \sqrt{\frac{1}{5}} (b_5 \cos \theta_{\pi} + b_6 \cos \theta_{\pi} \cos \theta_N)]$
4. $d\sigma_{\pi^+ \pi^0 p}^{\pi^- p} = \frac{1}{2} [(d_0 + d_1 \cos \theta_N + d_2 \cos^2 \theta_N + d_3 \cos^2 \theta_{\pi} + d_4 \cos^2 \theta_{\pi} \cos \theta_N) + (d_5 \cos \theta_{\pi} + d_6 \cos \theta_{\pi} \cos \theta_N)]$
5. $d\sigma_{\pi^0 \pi^- p}^{\pi^- p} = \frac{1}{2} [(d_0 + d_1 \cos \theta_N + d_2 \cos^2 \theta_N + d_3 \cos^2 \theta_{\pi} + d_4 \cos^2 \theta_{\pi} \cos \theta_N) - (d_5 \cos \theta_{\pi} + d_6 \cos \theta_{\pi} \cos \theta_N)]$
6. $d\sigma_{\pi^+ \pi^- n}^{\pi^- p} = \frac{1}{9} [(g_0 + g_1 \cos \theta_N + g_2 \cos^2 \theta_N + g_3 \cos^2 \theta_{\pi} + g_4 \cos^2 \theta_{\pi} \cos \theta_N) + (g_5 \cos \theta_{\pi} + g_6 \cos \theta_{\pi} \cos \theta_N)]$

$$7. d\sigma_{\pi^+ \pi^+}^{\pi^- p} = \frac{1}{9} [(g_0 + g_1 \cos \theta_N + g_2 \cos^2 \theta_N + g_3 \cos^3 \theta_N + g_4 \cos^4 \theta_N) - (g_5 \cos \theta_N + g_6 \cos^2 \theta_N \cos \theta_N)]$$

$$8. d\sigma_{\pi^0 \pi^0}^{\pi^- p} = \frac{1}{3} (h_0 + h_1 \cos \theta_N + h_2 \cos^2 \theta_N + h_3 \cos^3 \theta_N + h_4 \cos^4 \theta_N \cos \theta_N) \quad /8/$$

где коэффициенты разложения a_i , b_i , d_i , g_i и h_i являются функциями от импульса протона в системе центра масс сталкивающихся π^\pm -мезонов с протонами и выражаются в виде линейных комбинаций амплитуд перехода C_{ij} и C_{ij}^* .

3. Нахождение изотопических амплитуд B_{ij} и A_{ik}

из опыта

Из выражений /1/ и /3/ видно, что процессы II и III, IV и V так же как VI и VII различаются знаком перед интерференционными членами B_{ij} . Измерение интерференционных членов поможет установить различие между этими процессами /17/.

При перестановке π^- -мезонов в конечном состоянии процессы II и III, IV и V, VI и VII переходят один в другой. Для установления различия между вероятностями этих процессов необходимо регистрировать две частицы: один π^- -мезон и нуклон или два π^- -мезона. Согласно /18/ первым π^- -мезоном называется тот, проекция импульса которого на направление нуклона в с.ц.м. сталкивающихся частиц имеет наибольшее алгебраическое значение.

Определение модулей амплитуд B_{ij} или A_{ik} и фаз между ними не требует установления спиновых и угловых зависимостей, для этого достаточно измерения полных сечений соответствующих процессов. Если регистрируется только нуклон, то различие между процессами II и III, IV V и VI и VII установить нельзя. Это видно из выражений /8/. При регистрации только нуклона надо усреднить эти выражения по всем углам θ_π , что приводит к исчезновению всех членов с нечетными степенями $\cos \theta_\pi$. Такое измерение дает суммарные вероятности парных процессов II и III, IV и V, VI и VII образования мезонов под данным углом θ_N . Полные сечения этих парных процессов равны:

$$\sigma_{\pi^+\pi^0 p}^{\pi^+ p} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi^+ p \rightarrow \pi^0 \pi^+ p) d\Omega + \int \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p) d\Omega$$

$$\sigma_{\pi^-\pi^0 p}^{\pi^- p} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^- p) d\Omega + \int \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p) d\Omega$$

$$\sigma_{\pi^+\pi^- n}^{\pi^- p} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n) d\Omega + \int \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n) d\Omega$$

/9/

Из выражений /8/ видно, что для установления различия между указанными процессами надо измерить в отдельности: процесс, когда первым π^- -мезоном является π^+ -мезон; процесс, когда первым π^- -мезоном является π^0 -мезон.

Аналогично для второй пары процессов необходимо измерить в отдельности процесс, когда первым π^- -мезоном является π^- -мезон, и процесс, когда первым π^- -мезоном является π^+ -мезон.

Наконец, для третьей пары нужно измерить процесс, когда первым π^- -мезоном является π^- -мезон и процесс, когда первым π^- -мезоном является π^0 -мезон.

Мерой различия вероятностей процессов II и III, IV и V, VI и VII являются, соответственно, коэффициенты b_i , d_i и g_i при нечетных степенях $\cos \theta_\pi$. Разность дифференциальных сечений парных процессов, взятая в области углов $0 < \theta_N < \pi/2$ и $0 < \theta_\pi < \pi/2$, характеризует меру этого различия. Если обозначим ее через $\Delta\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^0)$, $\Delta\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0)$ и $\Delta\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^+)$, то соответствующие разностные сечения процессов II и III, IV и V, VI и VII, могут быть записаны в следующем виде:

$$\Delta\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^0) = \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} [d\sigma_{\pi^0 \pi^+ p}^{\pi^+ p}(\theta_\pi, \theta_N) - d\sigma_{\pi^+ \pi^0 p}^{\pi^+ p}(\theta_\pi, \theta_N)] d\Omega(\theta_\pi) d\Omega(\theta_N)$$

$$\Delta\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0) = \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} [d\sigma_{\pi^0 \pi^- p}^{\pi^- p}(\theta_\pi, \theta_N) - d\sigma_{\pi^- \pi^0 p}^{\pi^- p}(\theta_\pi, \theta_N)] d\Omega(\theta_\pi) d\Omega(\theta_N) \quad /10/$$

$$\Delta\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^+) = \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} [d\sigma_{\pi^+ \pi^- n}^{\pi^- p}(\theta_\pi, \theta_N) - d\sigma_{\pi^- \pi^+ n}^{\pi^- p}(\theta_\pi, \theta_N)] d\Omega(\theta_\pi) d\Omega(\theta_N)$$

Не все указанные в /1/ и /2/ процессы можно наблюдать в действительности. Так, нельзя осуществить непосредственно процесс $\pi^0 - p$.

Из соотношений /3/ и /4/ следует, что имеются четыре амплитуды и

шесть фаз между ними. Для однозначного определения их необходимы 10 независимых экспериментальных величин. Но эксперимент дает 5 полных сечений и три интерференционных члена $\Delta\sigma$, то есть всего 8 величин. Для точного определения изотопических амплитуд и фаз между ними в $(\pi-\pi)$ и $(\pi-N)$ представлении надо привлечь какие-либо две величины из π^0 -р соударений, например, сечения $\sigma_{\pi^+\pi^-}^{\pi^0 p}$ и $\Delta\sigma(\pi^0 p \rightarrow \pi^+\pi^-)$. Вместо измерения полного сечения $\sigma_{\pi^+\pi^-}^{\pi^0 p}$ можно воспользоваться соотношением:

$$2\sigma_{\pi^+\pi^+}^{\pi^+ p} - \sigma_{\pi^+\pi^0}^{\pi^+ p} - \sigma_{\pi^0\pi^-}^{\pi^+ p} + 2\sigma_{\pi^-\pi^+}^{\pi^+ p} - 4\sigma_{\pi^0\pi^0}^{\pi^+ p} = \sigma_{\pi^0\pi^+}^{\pi^0 p} + 2(2\sigma_{\pi^0\pi^0}^{\pi^0 p} - \sigma_{\pi^-\pi^+}^{\pi^0 p}),$$

которое получается на основе гипотезы изотопической инвариантности.

Амплитуды B_{ij} и фазы между ними можно точно определить, если использовать следующие соотношения:

$$\sigma_{\pi^+\pi^0}^{\pi^+ p} = 1/5 |B_{32}|^2 + |B_{31}|^2$$

$$\sigma_{\pi^+\pi^+}^{\pi^+ p} = 4/5 |B_{32}|^2$$

$$\sigma_{\pi^-\pi^0}^{\pi^+ p} = 1/5 |B_{32}|^2 + 1/9 |B_{31}|^2 + 9/4 |B_{11}|^2 + 4/9 |B_{31}|^2 |B_{11}| \cos \phi_{31,11} \quad /11/$$

$$\sigma_{\pi^+\pi^-}^{\pi^+ p} = 2/9 [1/5 |B_{32}|^2 + |B_{32}|^2 + |B_{11}|^2 + 2|B_{10}|^2 - \sqrt{8/5} |B_{32}| |B_{10}| \cos \phi_{32,10} - 2|B_{31}| |B_{11}| \cos \phi_{31,11}]$$

$$\sigma_{\pi^0\pi^0}^{\pi^+ p} = 2/9 [2/9 |B_{32}|^2 + |B_{10}|^2 + \sqrt{8/5} |B_{32}| |B_{10}| \cos \phi_{32,10}]$$

$$\sigma_{\pi^+\pi^-}^{\pi^0 p} = 2/9 [2/5 |B_{32}|^2 + 2|B_{31}|^2 + 1/2 |B_{11}|^2 + |B_{10}|^2 + \sqrt{8/5} |B_{32}| |B_{10}| \cos \phi_{32,10} + 2|B_{31}| |B_{11}| \cos \phi_{31,11} +$$

/12/

$$\Delta\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^0) = \sqrt{4/5} |B_{32}| |B_{31}| \cos \phi_{32,31}$$

$$\Delta\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0) = 2/3 (\sqrt{1/5} |B_{32}| |B_{31}| \cos \phi_{32,31} + 2|B_{32}| |B_{11}| \cos \phi_{32,11})$$

$$\Delta\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^+) = 2/9 [\sqrt{4/5} |B_{32}| |B_{31}| \cos \phi_{32,31} - \sqrt{4/5} |B_{32}| |B_{11}| \cos \phi_{32,11} - 2\sqrt{2} |B_{31}| |B_{10}| \cos \phi_{31,10} + 2\sqrt{2} |B_{11}| |B_{10}| \cos \phi_{11,10}]$$

$$\Delta\sigma(\pi^0 p \rightarrow \pi^+\pi^-) = 2/9 [\sqrt{16/5} |B_{32}| |B_{31}| \cos \phi_{32,31} + 2\sqrt{5} |B_{32}| |B_{11}| \cos \phi_{32,11} + 2\sqrt{2} |B_{31}| |B_{10}| \cos \phi_{31,10} + \sqrt{2} |B_{11}| |B_{10}| \cos \phi_{11,10}]$$

Амплитуды B_{ij} и интерференционные члены выражаются через экспериментальные величины следующим образом:

$$|B_{32}|^2 = s/4 \sigma_{\pi^+\pi^+p}^{\pi^+p}$$

$$|B_{31}|^2 = \sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p} - \frac{1}{3} \sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p}$$

$$|B_{11}|^2 = -\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} + \sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p} + 3\sigma_{\pi^-\pi^0p}^{\pi^+p} + \sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^+p} - 3\sigma_{\pi^+\pi^-p}^{\pi^+p}$$

$$|B_{10}|^2 = \frac{1}{2} (\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} - 3\sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p} - 3\sigma_{\pi^-\pi^0p}^{\pi^+p} + \sigma_{\pi^-\pi^-n}^{\pi^+p} - 3\sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^+p} + 6\sigma_{\pi^+\pi^-p}^{\pi^+p})$$

$$|B_{31}| |B_{11}| \cos \phi_{31,11} = \frac{1}{4} (2\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} - 5\sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p} - 3\sigma_{\pi^-\pi^0p}^{\pi^+p} - 12\sigma_{\pi^-\pi^-n}^{\pi^+p} + 12\sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^+p} - 12\sigma_{\pi^+\pi^-p}^{\pi^+p}) / 13 /$$

$$|B_{32}| |B_{10}| \cos \phi_{32,10} = \frac{1}{4} \sqrt{s/2} (-2\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} + 3\sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p} + 3\sigma_{\pi^-\pi^0p}^{\pi^+p} - 3\sigma_{\pi^-\pi^-n}^{\pi^+p} + 12\sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^+p} - 6\sigma_{\pi^+\pi^-p}^{\pi^+p})$$

$$|B_{32}| |B_{31}| \cos \phi_{32,31} = \sqrt{s/4} \Delta\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0)$$

$$|B_{32}| |B_{11}| \cos \phi_{32,11} = \frac{1}{4} [\Delta\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^0) - 1/3 \Delta\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0)]$$

$$|B_{31}| |B_{10}| \cos \phi_{31,10} = s/2\sqrt{2} [\Delta\sigma(\pi^0p \rightarrow \pi^+\pi^-) - \frac{1}{2} \Delta\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^+) - 1/2\sqrt{s} \Delta\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^0) + 1/3(1/2\sqrt{s}-1) \Delta\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0)]$$

$$|B_{11}| |B_{10}| \cos \phi_{11,10} = s/2\sqrt{2} [\Delta\sigma(\pi^0p \rightarrow \pi^+\pi^-) + \Delta\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^+) - 2/3 \Delta\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0)] .$$

Амплитуды A_{ik} и амплитуды B_{ij} связаны соотношениями:

$$A_{33} = \sqrt{5/6} (\sqrt{1/5} B_{32} + B_{31})$$

$$A_{13} = \sqrt{2/3} (\sqrt{1/2} B_{11} + B_{10})$$

$$A_{31} = \sqrt{1/6} (\sqrt{5} B_{32} - B_{31})$$

$$A_{11} = \sqrt{1/3} (\sqrt{2} B_{11} - B_{10}) .$$

/14/

Выражения для A_{ik} через экспериментальные величины имеют вид:

$$|A_{33}|^2 = s/6 [\sigma_{\pi^0\pi^+p}^{\pi^+p} + \Delta\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0)]$$

$$|A_{31}|^2 = 1/6 [6\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} + \sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p} - 5\Delta\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0)]$$

$$|A_{13}|^2 = 1/3 [-2\sigma_{\pi^+\pi^+p}^{\pi^+p} + 2\sigma_{\pi^+\pi^-n}^{\pi^+p} + 3\sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p} + 3[\Delta\sigma(\pi^0p \rightarrow \pi^+\pi^-) + \Delta\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^+) - 2/3 \Delta\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0)]]$$

/15/

$$|A_{11}|^2 = 1/6 [-3\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} + \sigma_{\pi^+\pi^+p}^{\pi^+p} + 9\sigma_{\pi^-\pi^0p}^{\pi^-p} + 3\sigma_{\pi^+\pi^-n}^{\pi^-p} + 9\sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^-p} - 6\sigma_{\pi^+\pi^-p}^{\pi^0p} +$$

$$+ 6[\Lambda\sigma(\pi^0p \rightarrow \pi^+\pi^-) + \Lambda\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^+) - 2/3\Lambda\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0)]$$

$$|A_{33}| |A_{31}| \cos \Omega_{33,31} = \sqrt{5}/6 [3/2\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} - \sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p} + 2\Lambda\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0)]$$

$$|A_{33}| |A_{13}| \cos \Omega_{33,13} = 1/12\sqrt{5}/2 [-2\sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p} - 3\sigma_{\pi^+\pi^-n}^{\pi^-p} + 6\sigma_{\pi^+\pi^-p}^{\pi^0p} + 6\Lambda\sigma(\pi^0p \rightarrow \pi^+\pi^-) - 3\Lambda\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^+) -$$

$$- 2\Lambda\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0)]$$

$$|A_{33}| |A_{11}| \cos \Omega_{33,11} = \sqrt{3}/24 [6\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} - 13\sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p} - 9\sigma_{\pi^-\pi^0p}^{\pi^-p} + 3\sigma_{\pi^+\pi^-n}^{\pi^-p} - 36\sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^-p} + 30\sigma_{\pi^+\pi^-p}^{\pi^0p} +$$

$$+ 9/\sqrt{5}\Lambda\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^0) - 2(3/2\sqrt{5} - 1)\Lambda\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0) - 6\Lambda\sigma(\pi^0p \rightarrow \pi^+\pi^-) + 3\Lambda\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^+)]$$

$$|A_{31}| |A_{13}| \cos \Omega_{31,13} = 1/12\sqrt{2} [-12\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} + 20\sigma_{\pi^0\pi^+p}^{\pi^+p} + 18\sigma_{\pi^-\pi^0p}^{\pi^-p} - 15\sigma_{\pi^-\pi^+n}^{\pi^-p} + 72\sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^-p} - 12\sigma_{\pi^+\pi^-p}^{\pi^0p} +$$

$$+ 9/2\sqrt{10}\Lambda\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^0) - 1/2\sqrt{2}(3/\sqrt{5} - 1)\Lambda\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0) - 6\Lambda\sigma(\pi^0p \rightarrow \pi^+\pi^-) - 3\Lambda\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^+)]$$

$$|A_{31}| |A_{11}| \cos \Omega_{31,11} = 1/24 [6\sigma_{\pi^+\pi^+p}^{\pi^+p} - 5\sigma_{\pi^0\pi^+p}^{\pi^+p} - 9\sigma_{\pi^-\pi^0p}^{\pi^-p} + 15\sigma_{\pi^+\pi^-n}^{\pi^-p} - 36\sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^-p} + 6\sigma_{\pi^+\pi^-p}^{\pi^0p} +$$

$$+ 27/\sqrt{5}\Lambda\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^+) - 2(9/2\sqrt{5} + 1)\Lambda\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0) + 6\Lambda\sigma(\pi^0p \rightarrow \pi^+\pi^-) - 3\Lambda\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^+)]$$

$$|A_{13}| |A_{11}| \cos \Omega_{13,11} = \sqrt{2}/3 [-3\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} + 5\sigma_{\pi^-\pi^0p}^{\pi^-p} + 9\sigma_{\pi^-\pi^0p}^{\pi^-p} - 3\sigma_{\pi^+\pi^-n}^{\pi^-p} + 9\sigma_{\pi^0\pi^0p}^{\pi^-p} - 12\sigma_{\pi^+\pi^-p}^{\pi^0p} +$$

$$+ 3/2\Lambda\sigma(\pi^0p \rightarrow \pi^+\pi^-) + 3/2\Lambda\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^+) - \Lambda\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0)].$$

Амплитуды B_{32} и B_{31} , относительные фазы \vec{B}_{32} , \vec{B}_{31} и \vec{B}_{32} , \vec{B}_{11} , а также амплитуды A_{33} и A_{31} и их относительная фаза, как видно из /13/ и /15/, могут быть определены экспериментально. Остальные амплитуды и интерференционные члены являются функциями от ненаблюдаемых величин $\sigma_{\pi^+\pi^-p}^{\pi^0p}$ и $\Lambda\sigma(\pi^0p \rightarrow \pi^+\pi^-)$.

На рис. 1 приведена зависимость между величинами

$$h = \frac{|\Lambda_{32}|}{|\Lambda_{31}|} \quad \text{и} \quad K = \frac{|\beta_{32}|}{|\beta_{31}|}.$$

Эту зависимость можно записать в виде:

$$h^2 = \frac{K^2 + 5 + 2\sqrt{5} K \cos \phi_{32,31}}{5K^2 + 1 - 2\sqrt{5} K \cos \phi_{32,31}},$$

где $\phi_{32,31}$ является параметром. Область значений ограничена снизу двумя ветвями кривой:

$$h^2 = \frac{K^2 + 5 - 2\sqrt{5} K}{5K^2 + 1 + 2\sqrt{5} K},$$

которая имеет горизонтальные асимптоты $h^2 = 5 (K \rightarrow 0)$ и $h^2 = 1/5 (K \rightarrow \infty)$ и вертикальную асимптоту $K = \sqrt{5} (h^2 \rightarrow 0)$

Сверху область ограничена также двумя ветвями кривой

$$h^2 = \frac{K^2 + 5 + 2\sqrt{5} K}{5K^2 + 1 - 2\sqrt{5} K},$$

которая имеет две горизонтальные асимптоты $h^2 = 5 (K \rightarrow 0)$ и $h^2 = 1/5 (K \rightarrow \infty)$ и вертикальную асимптоту $K = 1/\sqrt{5} (h \rightarrow \infty)$.

4. Приближенные оценки величин V_{ij}

Из предыдущего рассмотрения следует, что не все амплитуды V_{ij} и их аргументы можно определить непосредственно из экспериментальных данных. Поэтому, варьируя недоступные параметры, мы можем установить только возможную область значений этих амплитуд. Можно, правда, исходить из каких-то достаточно правдоподобных предположений, однако полученные таким образом оценки нельзя рассматривать как окончательные.

Из выражения /13/ видно, что квадрат модуля амплитуд V_{ij} , интерференционные члены между амплитудами с четными изотопическими спинами $T_{\pi\pi}$ и между амплитудами с нечетными изотопическими спинами выражаются только через полные сечения. Если пренебречь в /11/ одним интерференционным членом, то получим систему из 5 уравнений с 5 неизвестными. Решение этой системы зависит только от полных сечений.

Рассмотрим две оценки, предположив, что $\vec{B}_{3i}; \vec{B}_{1i}$ или $\vec{B}_{32}; \vec{B}_{10}$ малы по сравнению с остальными величинами. Для этих двух случаев имеем:

$$\begin{aligned} \vec{B}_{3i}; \vec{B}_{1i} = 0 \quad & |B_{1i}|^2 = \frac{1}{4} (-2\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} - \sigma_{\pi^0\pi^+p}^{\pi^+p} + 9\sigma_{\pi^0\pi^-p}^{\pi^-p}) \\ & |B_{10}| = \frac{1}{4} (-6\sigma_{\pi^+\pi^+p}^{\pi^+p} - 3\sigma_{\pi^0\pi^-p}^{\pi^-p} + 6\sigma_{\pi^-\pi^+n}^{\pi^-p} + 6\sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^-p}) \quad /16/ \\ & |B_{32}| |B_{10}| \cos \phi_{32,10} = \sqrt{5/8} \frac{1}{4} (-2\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} + \sigma_{\pi^0\pi^+p}^{\pi^+p} + 3\sigma_{\pi^0\pi^-p}^{\pi^-p} - \sigma_{\pi^+\pi^-n}^{\pi^-p} + 12\sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^-p}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{B}_{32}; \vec{B}_{10} = 0 \quad & |B_{10}|^2 = \frac{1}{2} (-\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} + 9\sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^-p}) \\ & |B_{1i}|^2 = \frac{1}{2} (-\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} + 3\sigma_{\pi^-\pi^0p}^{\pi^-p} + 3\sigma_{\pi^+\pi^-n}^{\pi^-p} - 6\sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^-p}) \quad /17/ \\ & |B_{3i}| |B_{1i}| \cos \phi_{3i,1i} = \frac{1}{4} (-2\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} + \sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p} + 3\sigma_{\pi^-\pi^0p}^{\pi^-p} - 6\sigma_{\pi^+\pi^-n}^{\pi^-p} + 12\sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^-p}). \end{aligned}$$

При энергии π^- -мезона 500 Мэв имеется достаточное количество экспериментальных сведений о сечениях различных каналов реакции, для того, чтобы сделать оценки изотопических амплитуд. В работе /6/ были измерены полные сечения реакции $\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p}$ и $\sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p}$. Из работ /1,19,20,30/ можно приблизительно оценить полные сечения процессов $\sigma_{\pi^-\pi^+n}^{\pi^-p}$, $\sigma_{\pi^0\pi^-p}^{\pi^-p}$ и $\sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^-p}$ при этих же энергиях. При оценке предполагалось, что вкладом

других неупругих процессов при этой энергии можно пренебречь, и $\frac{\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p}}{\sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p}} = 2,9$.

Численные значения амплитуд и интерференционных членов при энергии падающего π^- -мезона 500 Мэв приведены в таблице 2.

Т а б л и ц а 2

Значение амплитуд	Сделанное допущение	$\vec{B}_{3i}; \vec{B}_{1i} = 0$	$\vec{B}_{32}; \vec{B}_{10} = 0$
		мб	мб'
$ B_{32} ^2$		1,41	1,41
$ B_{3i} ^2$		1,41	1,41
$ B_{10} ^2$		9,5	7,5
$ B_{1i} ^2$		3,5	5,4
$ B_{32} B_{10} \cos \phi_{32,10}$		-1,9	0
$ B_{3i} B_{1i} \cos \phi_{3i,1i}$		0	-1,5

Из таблицы 2 следует, что при этой энергии все амплитуды V_{ij} не равны нулю. Амплитуды V_{32} и V_{31} являются приблизительно одинаковыми, это указывает на то, что s - и p - состояния двух π -мезонов дают одинаковый вклад при переходе из начального состояния с изотопическим спином $T_{\pi N} = 3/2$. Из сравнения амплитуд $|V_{32}|$, $|V_{31}|$ и $|V_{10}|$, $|V_{11}|$ следует, что вероятность перехода из начального состояния с изотопическим спином $T_{\pi N} = 1/2$ при этой энергии больше, чем вероятность перехода из состояния с $T_{\pi N} = 3/2$.

Между сечениями образования одного π -мезона при взаимодействии π^+ , π^- и π^0 мезонов с протонами имеются простые соотношения, которые могут быть полезны при интерпретации экспериментальных данных:

$$\sigma_{\pi^+} = \sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} + \sigma_{\pi^0\pi^+n}^{\pi^+p} = |V_{32}|^2 + |V_{31}|^2$$

$$\sigma_{\pi^-} = \sigma_{\pi^0\pi^-p}^{\pi^-p} + \sigma_{\pi^+\pi^-n}^{\pi^-p} + \sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^-p} = 1/3 [|V_{32}|^2 + |V_{31}|^2 + 2(|V_{11}|^2 + |V_{10}|^2)] \quad /18/$$

$$\sigma_{\pi^0} = \sigma_{\pi^+\pi^-p}^{\pi^0p} + \sigma_{\pi^0\pi^+n}^{\pi^0p} + \sigma_{\pi^0\pi^0n}^{\pi^0p} = 1/3 [2(|V_{32}|^2 + |V_{31}|^2) + |V_{11}|^2 + |V_{10}|^2]$$

При этом σ_{π^+} , σ_{π^-} и σ_{π^0} связаны между собой соотношением

$$\sigma_{\pi^0} = 1/2 (\sigma_{\pi^+} + \sigma_{\pi^-}). \quad /19/$$

Соотношения, позволяющие определить вероятности переходов из начального состояния с $T_{\pi N} = 1/2$ и $T_{\pi N} = 3/2$ для процессов образования одного мезона, имеют вид:

$$\sigma_{3/2} = \sigma_{\pi^+}, \quad \sigma_{1/2} = 1/2 (3\sigma_{\pi^-} - \sigma_{\pi^+}). \quad /20/$$

Эти соотношения совпадают с теми, которые получаются для процессов рассеяния π -мезона на нуклоне.

Из экспериментальных результатов /6,18,20,22,24,23,25,26/ при нескольких энергиях можно сделать оценки полных сечений σ_{π^+} , σ_{π^-} , σ_{π^0} и $\sigma_{1/2}$, которые помещены в таблице 3:

Т а б л и ц а 3

E_{π}	σ_{π^+}	σ_{-}	σ_0	$\sigma_{1/2}$	$\frac{\sigma_{+}}{\sigma_{-}}$	$\frac{\sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2}}$
500	2,85	9,6	6,7	13	0,3	0,22
990	11	21,2	16,1	26,3	0,51	0,42
1100	15,3	15,3	15,3	15,3	1	1

При составлении таблицы 3 были использованы значения полных сечений образования заряженных частиц, а не сумма сечений процессов $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+n$, $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^0p$ и, соответственно, $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$, $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^0p$. Вклад других процессов образования заряженных частиц в полное сечение, кроме вклада от образования одного заряженного π -мезона, составляет при энергии около 1,5 Бэв приблизительно 3 мб, а при 500 Мэв пренебрежимо мал. Приведенные значения указывают на то, что вероятность перехода до энергии около 1 Бэв из начального состояния $T_{\pi N} = 1/2$ больше по сравнению с вероятностью перехода из $T_{\pi N} = 3/2$. Этот факт говорит о том, что взаимодействие двух π -мезонов в состоянии с $T_{\pi\pi} = 0$ больше, чем в состоянии с $T_{\pi\pi} = 2$. Величина полного сечения σ_0 указывает, что вероятность процесса (π^0-p) не мала.

5. Значения амплитуд B_{ij} около порога образования мезонов

Рассматривая экспериментальные результаты до полной энергии двух π -мезонов в их с.ц.м., равной 400 Мэв, можно прийти к выводу, что до этой энергии вклад π - π -взаимодействия с $T_{\pi\pi} = 1$ приблизительно равен нулю, что было непосредственно показано в работе /27/. Это сильно упрощает интерпретацию остальных экспериментальных результатов. В этой области энергии соотношения /11/ упрощаются и поэтому для определения B_{ij} -амплитуд достаточно знать 3 сечения. Система уравнений /11/ становится в этом случае даже переопределенной. Амплитуды и интерференционные члены в данном случае равны:

$$|B_{32}|^2 = 5\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p} = 5/4\sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p} = 5\sigma_{\pi^-\pi^-p}^{\pi^0p} \quad /21/$$

$$|B_{10}|^2 = \frac{1}{2} (-2 \sigma_{\pi^+ \pi^0 p}^{\pi^- p} + 3 \sigma_{\pi^+ \pi^- n}^{\pi^- p} + 3 \sigma_{\pi^0 \pi^0 n}^{\pi^- p})$$

$$|B_{32}| |B_{10}| \cos \phi_{32,10} = \sqrt{3/8} (-\sigma_{\pi^0 \pi^- p}^{\pi^- p} - \frac{3}{2} \sigma_{\pi^+ \pi^- n}^{\pi^- p} + 3 \sigma_{\pi^+ \pi^0 n}^{\pi^- p}). \quad /21/$$

Как видно из /21/, для определения $|B_{32}|$, $|B_{10}|$ и фазы $\phi_{32,10}$ необходимо знать полные сечения $\sigma_{\pi^+ \pi^- n}^{\pi^- p}$, $\sigma_{\pi^0 \pi^0 n}^{\pi^- p}$ и одно из полных сечений $\sigma_{\pi^0 \pi^- p}^{\pi^- p}$, $\sigma_{\pi^+ \pi^+ n}^{\pi^- p}$, $\sigma_{\pi^+ \pi^0 p}^{\pi^- p}$; остальные амплитуды и фазы оказываются равными нулю.

Между сечениями $\sigma_{\pi^0 \pi^- p}^{\pi^- p}$, $\sigma_{\pi^+ \pi^+ n}^{\pi^- p}$ и $\sigma_{\pi^+ \pi^0 p}^{\pi^- p}$ при этом условии имеется соотношение:

$$\sigma_{\pi^0 \pi^- p}^{\pi^- p} = \sigma_{\pi^+ \pi^+ n}^{\pi^- p} = \frac{1}{4} \sigma_{\pi^+ \pi^0 p}^{\pi^- p}. \quad /22/$$

В работах /28,29/ было измерено полное сечение $\sigma_{\pi^0 \pi^- p}^{\pi^- p} \lesssim 0,2 \text{ мб}^x$ и $\sigma_{\pi^+ \pi^+ n}^{\pi^- p} \sim /0,6 \pm 0,13/ \text{ мб}$. Но так как при этой энергии изотопическое состояние двух π^- -мезонов с $T_{\pi\pi} = 1$ не играет роли, то из этого следует, что $\sigma_{\pi^0 \pi^- p}^{\pi^- p} \approx \frac{1}{2} |B_{32}|^2 \leq 0,2 \text{ мб}$, откуда $|B_{32}|^2 \leq 1 \text{ мб}$. Верхняя граница амплитуды $|B_{10}|^2$ и интерференционного члена $\vec{B}_{32} \vec{B}_{10}$ равна $2|B_{10}|^2 - \sqrt{3/8} |B_{32}| |B_{10}| \cos \phi_{32,10} > 2,5$

При энергии 317 Мэв, если использовать результаты работы /30,31/ по измерению сечений $\sigma_{\pi^0 \pi^- p}^{\pi^- p} \approx /0,2 \pm 1,2/ \text{ мб}$ и $\sigma_{\pi^+ \pi^+ n}^{\pi^- p} \approx /0,71 \pm 0,17/ \text{ мб}$, можно оценить величины $|B_{32}|^2$ и $\{|B_{10}|^2 - \sqrt{3/8} |B_{32}| |B_{10}| \cos \phi_{32,10}\}$, которые оказываются равными $\sim 1 \text{ мб}$ и $\sim 3 \text{ мб}$, соответственно.

При энергии 370 Мэв имеется достаточно экспериментальных данных для того, чтобы сделать оценки всех амплитуд и интерференционных членов. При этой энергии были измерены в /19,30/ полные сечения $\sigma_{\pi^0 \pi^- p}^{\pi^- p} \approx /0,5 \pm 1,5/ \text{ мб}$ и $\sigma_{\pi^+ \pi^+ n}^{\pi^- p} \approx /1,19 \pm 0,37/ \text{ мб}$. Из сравнения полных сечений $\sigma_{\pi^0 \pi^- p}^{\pi^- p}$ и $\sigma_{\pi^+ \pi^+ n}^{\pi^- p}$ для заряженных частиц при энергии 370 Мэв и 427 Мэв, из работы /19,30/ можно предполагать, что полное сечение реак-

^{x/} Эта величина является верхней границей сечения.

ции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \bar{p}$ имеет величину $\sigma_{\pi^0 \bar{p}}^{\pi^- p} \sim 0,3$ мб. Численные значения амплитуд и интерференционного члена равны:

$$|B_{32}|^2 \sim 1,5 \quad ; \quad |B_{10}|^2 \sim 3,4 \quad ; \quad |B_{32}| |B_{10}| \cos \phi_{32,10} \sim -1,32$$

Хотя полные сечения данных реакций измерены с большими ошибками, все же можно сказать, что при этих энергиях амплитуда B_{32} не равна нулю вследствие того, что сечение $\sigma_{\pi^0 \bar{p}}^{\pi^- p} \neq 0$. Амплитуда B_{10} также не равна нулю, потому что одна амплитуда B_{32} не может объяснить большего сечения $\sigma_{\pi^+ \bar{p}}^{\pi^- p}$. Абсолютное значение интерференционного члена не мало.

Если рассмотрим отношение полных сечений $\frac{\sigma_{\pi^+ \bar{p}}^{\pi^- p}}{\sigma_{\pi^0 \bar{p}}^{\pi^- p}}$, то оно не равно 2, как получается на основе предположения, что состояния двух π^- -мезонов с изотопическими спинами $T_{\pi\pi} = 2$ и $T_{\pi\pi} = 1$ не дают вклада в полное сечение, как предполагали в /31/. Используя данные работы /19,30/ при

энергии падающего π^- -мезона 370 Мэв получаем отношение $\frac{\sigma_{\pi^+ \bar{p}}^{\pi^- p}}{\sigma_{\pi^0 \bar{p}}^{\pi^- p}} = 4$

Выше мы показали, что амплитуда $|B_{32}|$ не равна нулю, а интерференционный член не мал и имеет отрицательный знак. Все это приводит к увеличению указанного отношения.

6. О возможности проверки изобарной модели

Ряд работ Линденбаума и Штернгхеймера /4,5/ был посвящен изучению неупругого взаимодействия π^- -мезонов с протонами. В этих работах процесс образования дополнительного π^- -мезона рассматривается как процесс, идущий через образование возбужденного нуклона, в состоянии с $T_{\pi N} = J = 3/2$. Анализ экспериментальных данных /21,22,32/ показывает, что эта модель дает хорошее согласие для энергетического спектра π^- -мезонов в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \bar{p}$, и худшее для мезонов в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \bar{p}$.

В изобарной модели образования мезонов предполагается, что изотопическое состояние с $T_{\pi N} = 1/2$ в конечном состоянии не играет роли и должны быть равны нулю все переходы с полными моментами, отличными от $J = 3/2$. Это означает, что амплитуды $|A_{31}| = |A_{11}| = 0$. Эти условия приводят к тому, что между полными сечениями реакций

$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$ и $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ должно быть следующее соотношение

$$\frac{\sigma_{\pi^+ \pi^0 p}^{\pi^+ p}}{\sigma_{\pi^+ \pi^+ n}^{\pi^+ p}} = 6,5 .$$

Однако опыт /6/ дает

$$\frac{\sigma_{\pi^+ \pi^0 p}^{\pi^+ p}}{\sigma_{\pi^+ \pi^+ n}^{\pi^+ p}} = 1,5 .$$

Эта разница между экспериментальным значением отношения и отношением, получаемым из модели, говорит о том, что все изотопические состояния участвуют и, в частности, $|A_{32}| \neq 0$.

Мы будем рассматривать более общий случай, в котором будем учитывать как изотопическое состояние с $T_{\pi N} = 3/2$, так и с $T_{\pi N} = 1/2$, а также все орбитальные моменты.

Опыт, который позволяет проверить изобарную модель, можно осуществить на пучке π^+ -мезонов в широкой области энергий, особенно в области энергии 1300 Мэв, измеряя величины $\sigma_{\pi^+ \pi^+ n}^{\pi^+ p}$, $\sigma_{\pi^+ \pi^0 p}^{\pi^+ p}$ и $\Delta\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^0)$. Если известны эти величины, то можно определить изотопические амплитуды, а также фазы между ними.

Для рассмотрения области возможных значений амплитуд $|A_{33}|$ и $|A_{31}|$ удобно ввести следующие обозначения:

$$a = \frac{\sigma_{\pi^+ \pi^0 p}^{\pi^+ p}}{\sigma_{\pi^+ \pi^+ n}^{\pi^+ p}} \quad \text{и} \quad h = \frac{|A_{33}|}{|A_{31}|} .$$

На рис. 2 приведена область допустимых значений a и K , представляемая семейством кривых:

$$a = \frac{13\sqrt{5} h^2 - 20 h \cos \Omega_{33,31} + 5\sqrt{5}}{2\sqrt{5} h^2 + 20 h \cos \Omega_{33,31} + 10\sqrt{5}}$$

с параметром $\cos \Omega_{33,31}$. Область ограничена снизу кривой

$$a_{\Omega_{33,31}=0} = \frac{13\sqrt{5} h^2 - 20 h + 5\sqrt{5}}{2\sqrt{5} h^2 + 20 h + 5\sqrt{5}} ,$$

которая имеет горизонтальные асимптоты $a = 6,5 (h \rightarrow \infty)$ и $a = \frac{1}{2} (h \rightarrow 0)$ и достигает минимума $a = \frac{1}{4}$ при $h = 1/\sqrt{5}$.

Сверху область ограничена двумя ветвями кривой,

$$a_{\Omega_{33,31}=\pi} = \frac{13 h^2 + 20 h + 5\sqrt{5}}{2\sqrt{5} - 20 h + 10\sqrt{5}}$$

которая имеет две горизонтальные асимптоты $a = 6,5 (h \rightarrow \infty)$, $a = \frac{1}{2}$ ($h \rightarrow 0$) и одну вертикальную асимптоту при $h = \sqrt{5}$.

На рис. 2 еще приведены: кривая $\cos \Omega_{33,31} = \pi/2$, которая имеет монотонную зависимость и кривая $\chi_{\sigma}(\pi^+ p \rightarrow \pi^0) = 0$, которая представляет случай симметричного испускания π -мезонов относительно импульса нуклона. Из рис. 2 видно, что если $\frac{\sigma_{\pi^+ p}^{\pi^+ p}}{\sigma_{\pi^+ p}^{\pi^0 p}} = a = 6,5$, то возможные значения h заключены в области $0,9 < h < \infty$. Это означает, что если a было бы равно 6,5, то это не могло являться доказательством справедливости изобарной модели, так как амплитуды $|A_{33}|$ и $|A_{31}|$ могут иметь очень широкую область значений при одном и том же a . Для $a = 1,5$, как видно из рисунка 2, h пробегает значения $0,4 \leq h \leq 2,8$. Эти цифры говорят о том, что $|A_{31}|$ не может быть меньше $1/3 |A_{33}|$. То же самое получается при $h = \text{const}$, величина a изменяется в результате изменений фазы между амплитудами A_{33} и A_{31} .

Интересно отметить, что в π - π разбиении значение $a = \frac{1}{2}$ соответствует нулевому вкладу состояния с $T_{\pi\pi} = 1$, а $a \rightarrow \infty$ соответствует нулевому вкладу состояния с $T_{\pi\pi} = 2$.

7. Резонансное взаимодействие двух π -мезонов в изотопическом состоянии с $T_{\pi\pi} = 1$

Разные авторы обсуждали вопрос о возможности существования резонансного взаимодействия двух π -мезонов в состоянии с $T_{\pi\pi} = 1$. Фрезер и Фулько^{/12/}, используя данные о рассеянии электронов на протонах, при объяснении форм-фактора для магнитного момента нуклона указали, что резонанс может находиться в области энергии от $\omega^2 = 3 m_{\pi}^2$ до $\omega^2 = 13 m_{\pi}^2$ и наиболее вероятное положение этого резонанса $\omega^2 = 10 m_{\pi}^2$, другие авторы^{/33/} пришли к выводу, что он находится при $\omega^2 = 22 m_{\pi}^2$. В работе^{/27/} было показано, что до $\omega^2 = 8,2 m_{\pi}^2$ резонанс в состоянии с $T_{\pi\pi} = 1$ не находится. Эрвин и др.^{/14/} показали экспериментально существование такого резонанса при $\omega^2 = 30 m_{\pi}^2$. В § 4 было показано, что при $\omega^2 = 13,2 m_{\pi}^2$ состояние с $T_{\pi\pi} = 1$ дает существенный вклад в сечение.

В настоящей работе используются экспериментальные результаты /19,34/. На рис. 3 приведена зависимость полного сечения рассеяния $\pi^- - p$, полного сечения процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p$ и полного сечения заряженных частиц при взаимодействии π^- -мезонов с протонами. Последнее содержит, в основном, сумму сечений каналов $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$ и $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$, вклад других каналов в полное сечение заряженных частиц составляет приблизительно $\sim 3 \text{ мб}$ при энергии 1,5 Бэв. Предполагаем, что все процессы, которые конкурируют с процессами $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$ и $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ / 4 -частичные процессы, процессы со странными частицами и т.д./ не имеют резонансного характера в этой области энергий.

Из рис. 3 видно, что при энергии падающего π^- -мезона около 600 Мэв и 900 Мэв сечение образования заряженных частиц имеет максимумы приблизительно при том же значении, что и сечение упругого рассеяния ($\pi^- - p$).

Далее предполагаем, что эти максимумы получаются за счет взаимодействия между π^- -мезонами и нуклонами в конечном состоянии с $T_{\pi N} = 3/2$ и с $T_{\pi N} = 1/2$. Из соотношения /2/ следует, что все три сечения $\sigma_{\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p}$, $\sigma_{\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n}$ и $\sigma_{\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p}$ содержат амплитуды A_{33} , A_{13} , а также A_{31} , A_{11} . Это требует, чтобы и сечение $\sigma_{\pi^0 p \rightarrow \pi^0 p}$ имело максимум при той же энергии, что и суммарное сечение $(\sigma_{\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p} + \sigma_{\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n})$. Но экспериментальные факты отрицают это. Рост и потом спад в сечении $\sigma_{\pi^0 p \rightarrow \pi^0 p}$ с энергией можно объяснить тем, что $\sigma_{1/2}$ больше, чем $\sigma_{3/2}$ до энергии около 1,1 Бэв и оба эти сечения растут до энергии π^- -мезона около 800-900 Мэв, а потом $\sigma_{1/2}$ сильно спадает.

Предполагаем, что максимумы в сечении образования заряженных частиц являются результатом взаимодействия двух π^- -мезонов. Из соотношения /11/ видно, что сумма сечений процессов $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ и $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ содержит состояния с $T_{\pi\pi} = 1$, в то время как сечение процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p$ не содержит состояния двух π^- -мезонов с $T_{\pi\pi} = 1$, оно содержит состояния с $T_{\pi\pi} = 2$ и $T_{\pi\pi} = 0$, которые включены также в сумму указанных выше процессов. Поскольку полное сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p$ не имеет максимума, то остается предполагать, что эти максимумы возникают за счет взаимодействия в состоянии с $T_{\pi\pi} = 1$.

Если рассматривать угловые распределения нуклонов в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$ и $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ /14,21,22,32/, то видно, что они вылетают преимущественно назад. Это явление наблюдается и для упругого рассеяния /35,36/, что соответствует малой передаче импульса нуклону.

Если принять экспериментальный факт, что нуклоны вылетают преимущественно назад, то можно приблизительно оценить, какой полной энергии двух π^- -мезонов в их с.ц.м. соответствуют эти максимумы. Эти оценки соответствуют верхнему пределу для полной энергии двух π^- -мезонов, когда нуклоны вылетают с нулевым импульсом, но они в действительности вылетают с конечными импульсами. Положение первого максимума при этом находится при полной энергии двух π^- -мезонов в их с.ц.м., $\omega^2 = 16,2 m_\pi^2$ и второго, при $\omega^2 = 30,5 m_\pi^2$. Первый максимум находится в области энергий, предсказанной теоретиками. Сравнение с экспериментальными результатами из работы /14/, где положение первого максимума соответствует $\omega^2 = 15,4 m_\pi^2$ и второго $\omega^2 = 30 m_\pi^2$, показывает, что результаты находятся в хорошем согласии с нашей оценкой.

При рассмотрении экспериментальной зависимости полного сечения ($\pi^- p$) от энергии в /рис.4/, взятой из /21/, видим, что в области энергии 800 Мэв для падающего π^- -мезона нет максимума. Это можно объяснить тем, что переход из начального состояния с $T_{\pi N} = 3/2$ идет слабо при этой энергии. Кроме того, состояние с $T_{\pi\pi} = 1$ содержит только реакция $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$, с ней конкурируют упругое рассеяние и реакция $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$, которые вполне могут маскировать максимум соответствующим $T_{\pi\pi} = 1$. В области энергии 900 Мэв в полном сечении виден горб, который совпадает по положению с максимумом из $\pi^- p$ взаимодействия. Можно предположить, что он соответствует изотопическому состоянию с $T_{\pi\pi} = 1$, т.к. вероятность перехода из начального состояния с $T_{\pi N} = 3/2$ при этой энергии становится значительной.

Подобный анализ реакций $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$, $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$, $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^- p$, $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$, и $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ позволит однозначно установить являются максимумы результатом взаимодействия между π^- -мезонами в изотопическом состоянии с $T_{\pi\pi} = 1$. В области энергии 1370 Мэв для падающего

π^- -мезона из рис. 3 видно, что полное сечение рождения заряженных частиц при π^- -р столкновении имеет максимум. На рис. 4 можно видеть, что полное сечение π^- -р взаимодействия имеет в этой области энергии максимум. Анализ результатов π^- -р и π^+ -р взаимодействий говорит о том, что эти максимумы могут получаться в результате взаимодействия двух π^- -мезонов в изотопическом состоянии с $T_{\pi\pi} = 2$ или с $T_{\pi\pi} = 1$. Экспериментальные результаты в настоящее время не достаточны для того, чтобы однозначно разделить эти состояния. Можно предполагать, что эти максимумы соответствуют изотопическому состоянию двух π^- -мезонов с $T_{\pi\pi} = 2$, как предполагал /37/, для максимума из зависимости полного сечения π^+ -р столкновения.

Если наши выводы правильны, то должна иметь место следующая картина максимумов

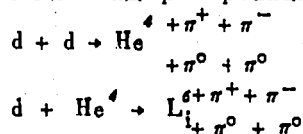
Т а б л и ц а 4

E_{π}	$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$	$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$	$\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$	$\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$	$\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$
800	нет	$T_{\pi\pi} = 1$	$T_{\pi\pi} = 1$	$T_{\pi\pi} = 1$	нет
900	нет	$T_{\pi\pi} = 1$	$T_{\pi\pi} = 1$	$T_{\pi\pi} = 1$	нет
1370	$T_{\pi\pi} = 2$	$T_{\pi\pi} = 2$	$T_{\pi\pi} = 2$	$T_{\pi\pi} = 2$	$T_{\pi\pi} = 2$

Как видно из таблицы 4, в области энергии падающего π^- -мезона 1370 полные сечения всех процессов должны иметь максимум.

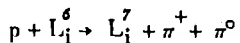
8. Опыт по определению взаимодействия двух π^- -мезонов в состояниях с $T_{\pi\pi} = 0$ и $T_{\pi\pi} = 1$

Наблюдение взаимодействий в чистых изотопических состояниях очень важно для уяснения сущности этих взаимодействий. Такие эксперименты можно осуществить, если использовать нуклоны или легкие ядра. Например, энергетические спектры легких ядер в реакциях:



позволяют изучить взаимодействия двух π -мезонов в изотопическом состоянии $T_{\pi\pi} = 0$.

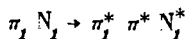
Точно так же энергетический спектр ядер L_i^7 в реакции



позволяет изучить взаимодействие двух π -мезонов в изотопическом состоянии $T_{\pi\pi} = 1$. Если энергия падающего протона равна 680 Мэв, то полная энергия двух π -мезонов в их с.ц.м. может достигать $\omega^2 = 16 \frac{m_\pi^2}{m_p^2}$. При этом можно рассматривать область до первого максимума, наблюдаемого в полных сечениях рождения заряженных частиц при взаимодействии π^- -мезонов с протонами.

9. Опыт на пучке π^+ -мезонов

Для того, чтобы определить за счет какого из механизмов ($\pi-\pi$) или ($\pi-N$) возникают максимумы в фиг. 3 и 4, необходимо выполнить опыты по регистрации двух частиц в процессах



Из соотношения /1/ видно, что амплитуда B_{32} входит во все процессы образования π -мезона в другом представлении; как видно из /2/, такую роль играют амплитуды A_{33} и A_{31} . При регистрации двух π -мезонов в реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ при разных энергиях падающего π -мезона можно установить которое из взаимодействий является ответственным за максимум.

Предположим, что ($\pi-\pi$)-взаимодействие преобладает. Измерение π^+ -мезонов и протонов для реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^0 \pi^+ p$ позволит при известной амплитуде B_{32} определить амплитуду B_{31} .

Если преобладает / $\pi-N$ / -взаимодействие, то для того, чтобы установить, какая из амплитуд A_{33} или A_{31} преобладает, как было указано в § 6, надо измерить отношение $\frac{|A_{33}|}{|A_{31}|}$ при разных энергиях падающего π -мезона.

В ы в о д ы

1. Из выражения /8/ следует, что дифференциальные сечения процессов имеют асимметричный характер относительно вылета π -мезонов только тогда, когда процесс сопровождается образованием двух π -мезонов в состоянии с $T_{\pi\pi} = 1$.

2. Так как не все процессы взаимодействия π -мезонов с нуклонами могут быть осуществлены экспериментально, то нельзя строго однозначно определить все амплитуды V_{ij} и A_{ik} и интерференционные члены.

3. Отсутствие $(\pi-\pi)$ -взаимодействий в состоянии с $T_{\pi\pi} = 1$ до полной энергии двух π -мезонов в их с.п.м. 400 Мэв, доказанное в работе /27/, совместимо с остальными данными только в том случае, если помимо участия состояния двух π -мезонов с $T_{\pi\pi} = 0$ также дает заметный вклад и состояние двух π -мезонов с $T_{\pi\pi} = 2$.

4. При больших энергиях падающего π -мезона, в частности при 500 Мэв, участвуют все изотопические состояния, их отношение меняется с энергией.

5. Сечение образования π -мезонов при взаимодействии π^0 -мезонов протонами близко по величине к сечению процессов образования мезонов при взаимодействии π -мезонов с протонами.

6. Для решения вопроса о справедливости изобарной модели Линденбаума-Штейнгеймера, надо измерить отношения вероятностей образования мезонов в состояниях с $T_{\pi N} = 3/2$ и $T_{\pi N} = 1/2$. Экспериментально это сводится к измерению величин $\sigma_{\pi^+\pi^+n}^{\pi^+p}$, $\sigma_{\pi^+\pi^0p}^{\pi^+p}$ и $\Lambda\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^0)$ в широкой области энергии и особенно при энергии /1300-1400/ Мэв.

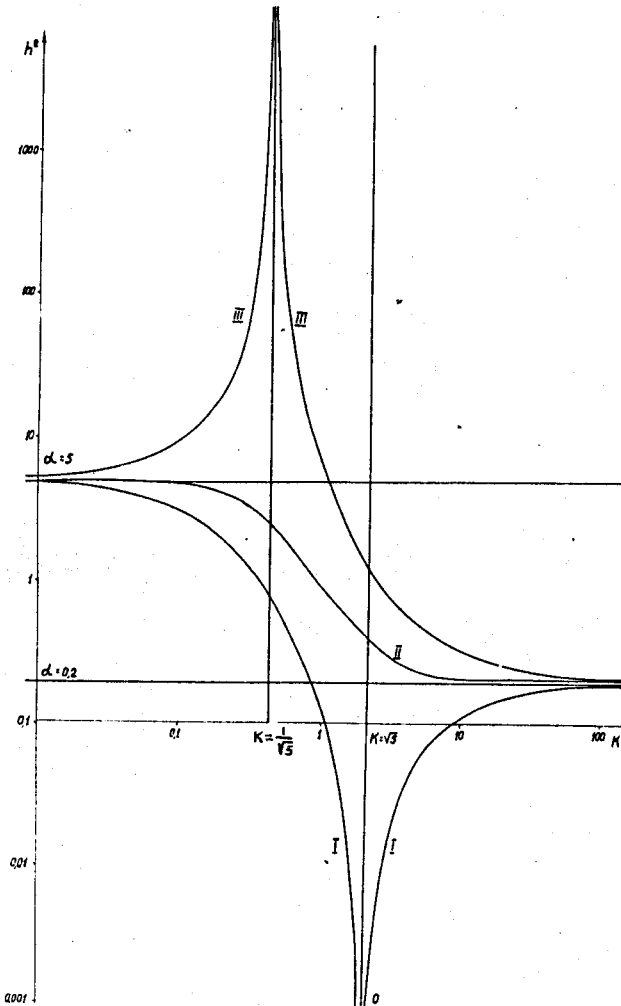
7. Экспериментальное осуществление полного опыта по образованию мезонов в широкой области энергий позволит определить природу аномалий, которые наблюдается на опыте, и указать какому состоянию они соответствуют.

8. Анализ максимумов в энергетической зависимости сечения образования заряженных частиц в $(\pi-p)$ взаимодействии при энергии падающего

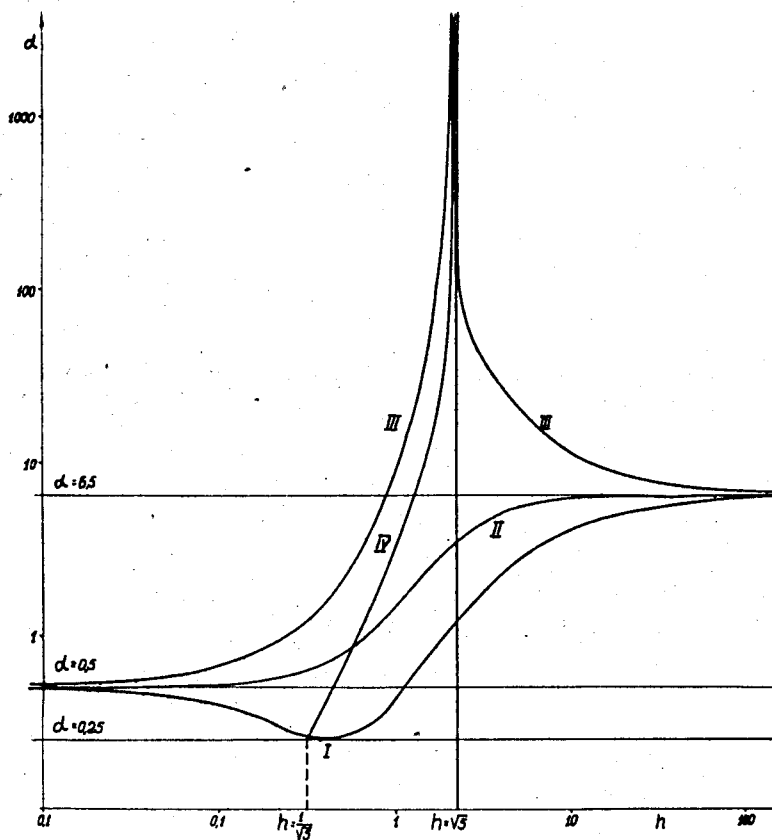
π^- -мезона 600 Мэв. и 900 Мэв позволяет предполагать, что они получаются в результате взаимодействия двух π^- -мезонов в изотопическом состоянии с $T_{\pi\pi} = 1$ при $\omega^2 = 16,2 m_\pi^2$ и $\omega^2 = 30,5 m_\pi^2$.

9. Можно предполагать, что широкий максимум, который наблюдается в энергетической зависимости полного сечения образования заряженных частиц в $(\pi^-\text{-p})$ столкновении и в полном сечении $(\pi^+\text{-p})$ -столкновения в области энергии 1370 Мэв, получается за счет взаимодействия двух π^- -мезонов в изотопическом состоянии с $T_{\pi\pi} = 2$.

Автор выражает благодарность Л.М. Сороко и Л.Д. Соловьеву за интерес к работе и дискуссии, а также Л.И. Лапудусу за полезные замечания.



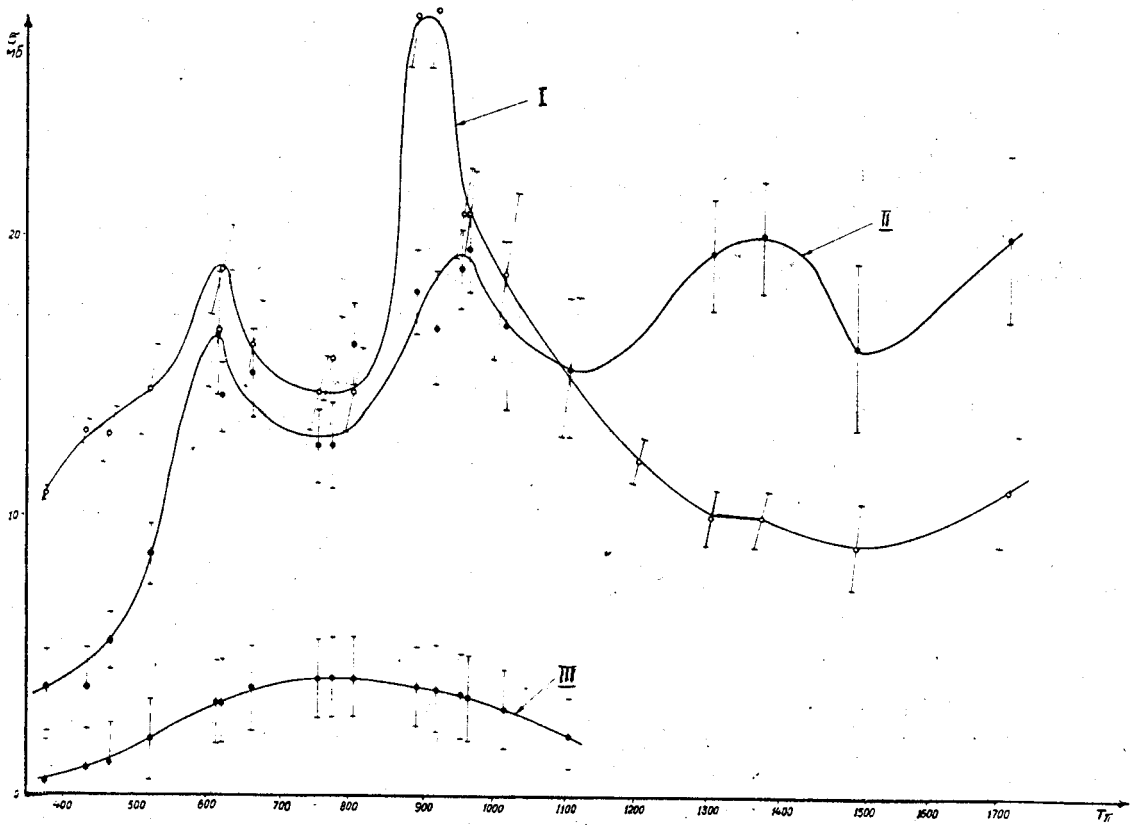
Р и с. 1. Область возможных значений $h^2 = \frac{|A_{33}|^2}{|A_{31}|^2}$ и $k = \frac{|B_{32}|}{|B_{31}|}$
 кривая I соответствует $\phi_{32,31} = \pi$,
 кривая II — $\phi_{32,31} = \pi/2$ и кривая III — $\phi_{32,31} = 0$.



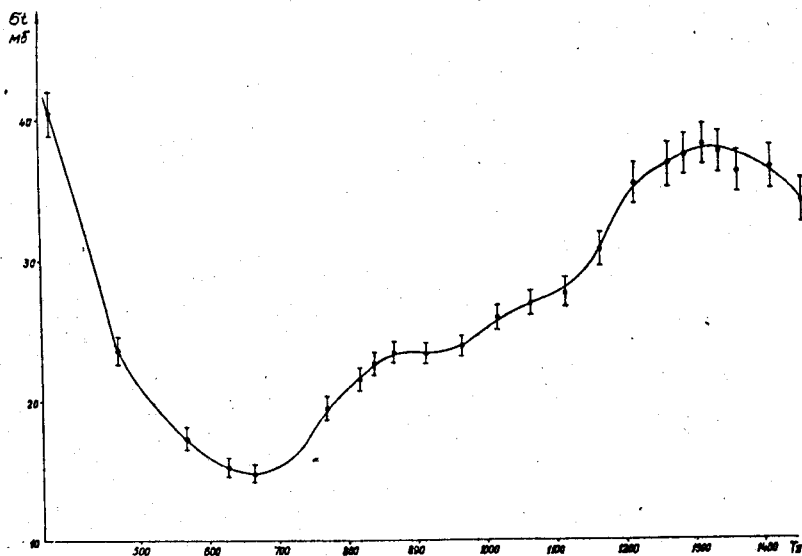
Р и с. 2. Область возможных значений $\alpha = \frac{\sigma_{\pi^0 \pi^+}^{\pi^+ p} + \rho}{\sigma_{\pi^+ \pi^+}^{\pi^+ p} + n}$ $h = \left| \frac{A_{31}}{A_{32}} \right|$

Кривая I соответствует $\Omega_{33,31} = 0$, кривая II — $\Omega_{33,31} = \pi/2$

Кривая III — $\Omega_{33,31} = \pi$ и кривая IV — $\Delta\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^0) = 0$



Р и с. 3. Энергетическая зависимость полного сечения реакций (π^- -p).
 Кривая I соответствует упругому рассеянию (π^- -p),
 кривая II - рождению заряженных частиц при
 взаимодействии π^- -мезонов с протонами и кривая III -
 реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^+ p$



Р и с. 4. Энергетическая зависимость полного сечения упругих и неупругих процессов взаимодействия π^+ -мезонов с протонами.

Л и т е р а т у р а

1. R.R.Crittrnden et al., Phys.Rev.Lett. 2, 121 (1959).
2. E.Fermi. Progr.Theoret. Phys. (Kuoto) 5, 570 (1950).
3. С.З. Беленький, А.И. Никишов. ЖЭТФ, 28, 744 /1955/.
4. R.M.Sternheimer and Lindembaum. Phys.Rev. 106, 1107 (1957).
5. R.M.Sternheimer and Lindembaum. Phys.Rev. 109, 1723 (1958).
6. W.J.Willis. Phys.Rev. 116, 753 (1959).
7. W.D.Walker. Phys.Rev. 108, 872 (1957).
8. S.D.Drell. Pros. Ann. Intern. Conf. on High Energy Physics, CERN (1958).
9. G.Chew and F.Low. Phys.Rev. 113, 1640 (1959).
10. C.Goebel. Phys.Rev.Lett. 1, 337 (1958).
11. S.Mandelstam. Phys.Rev. 112, 1344 (1958).
12. W.R.Frezer and J.R.Fulco. Phys.Rev. 117, 1603, 1609 (1960).
13. G.Chew. Phys.Rev.Lett. 4, 142 (1960).
14. A.R. Erwin et al. Phys.Rev.Lett. 6, 628 (1961).
15. В.Б. Берестецкий. АН СССР, 84, 421 /1954/.
16. Л.М. Сороко. ЖЭТФ, 34, 87 /1958/.
17. К.С. Мариш, Л.М. Сороко. ЖЭТФ, 40, 605 /1961/.
18. Э. Ферми. Лекции о П-мезонах и нуклонах. ИИЛ, 1956 стр. 68
19. P.Falk-Vairand and G.Valladas. Conf. on Strong. Interaction, Berkeley (1960).
20. J.Meyer. to be published.
21. J.C.Brisson et al. Nuovo Cimento XIX, 210 (1961).
22. V.Alles-Boreli et al. Nuovo Cimento XIV, 211 (1959).
23. L.Deraro and N.Scheritz. Phys. Rev. 118, 309 (1960).
24. E.Pickup. Private communication
25. J.Kopp et al. Private communication.
26. Roelling and D.A.Glaser Phys.Rev. 116, 1001 (1959).
27. Ю.А. Акимов и др. Направлено в Nuclear Physics.
28. А.Ю. Батусов и др. АН СССР, 133, 52 /1960/.

29. Ю.А. Батусов и др. Направлено в печать.
30. A.Perkins et al. Phys. Rev. 118, 1364 (1960).
31. В.Г. Зинов и С.М. Коренченко. ЖЭТФ, 34, 301 /1958/.
32. L.M.Eisberg. Phys. Rev. 97, 797 (1955).
33. F.J.Bowock et al. Phys. Rev.Lett. 5, 386 (1960).
34. L.Bertanza et al. Nuovo Cimento XIX, 467 (1961).
35. C.D.Wood et al. Phys.Rev.Lett. 6, 681 (1961).
36. J.J.Shanle. Phys.Rev.Lett. 5, 156 (1960).
37. F.Selleri. Nuovo Cimento XVI, 775 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 сентября 1961 г.