

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б-911

2551 / 2-76

S/vii-76

P2 - 9703

С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов,
В.С.Курбатов, В.А.Ярба

АНАЛИЗ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $\pi N \rightarrow \pi \pi N$
ВБЛИЗИ ПОРОГА

1976

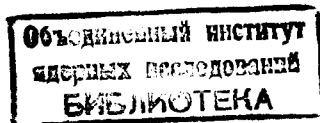
P2 - 9703

С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов,
В.С.Курбатов, В.А.Ярба*

АНАЛИЗ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $\pi N \rightarrow \pi \pi N$
ВБЛИЗИ ПОРОГА

Направлено в ЯФ

* Институт физики высоких энергий (Серпухов).



1. Изотопический анализ реакций $\pi^- N \rightarrow \pi \pi N$ при энергии 270 МэВ

С измерением сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ /1/ стали известны полные сечения всех пяти каналов реакций $\pi^- N \rightarrow \pi \pi N$ при энергии 270 МэВ. Эти сечения выражаются через четыре изотопические амплитуды и две фазы. Изоспиновый анализ реакций $\pi^- N \rightarrow \pi \pi N$ при энергиях 300-500 МэВ был проведен в работе М.Макарова и др. /2/, при этом удалось получить соотношения между сечениями различных каналов типа неравенств. Чтобы получить величины сечений, приходится делать предположения об энергетической зависимости амплитуд и фаз. При энергиях, близких к порогу, для оценки фаз можно воспользоваться Т-инвариантностью и унитарностью S-матрицы /3/, откуда следует, что с точностью до " π " эти фазы равны соответствующим фазам в упругом канале /4/. Неопределенность " π " легко устраняется сравнением с величинами экспериментальных сечений.

Следует отметить также, что при сравнении сечений при энергиях меньших 300 МэВ существенную роль играет различие в порогах реакций для разных каналов. Поэтому сечения нужно сравнивать при энергиях, соответствующих одинаковым кинетическим энергиям в с.ц.и.

Полные сечения реакций $\pi^- N \rightarrow \pi \pi N$ выражаются через модули изоспиновых амплитуд и относительные фазы следующим образом:

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n) = \frac{2}{9} [|F_{10}|^2 - \sqrt{\frac{2}{5}} |F_{10}| |F_{32}| \cos \phi_{32,10} + \frac{1}{10} |F_{32}|^2 + \frac{1}{2} (|F_{11}|^2 + |F_{31}|^2 - 2|F_{11}| |F_{31}| \cos \phi_{31,11})]$$

/1/

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n) = \frac{2}{9} \left[\frac{1}{2} |F_{10}|^2 + \sqrt{\frac{2}{5}} |F_{10}| |F_{32}| \cos \phi_{32,10} + \frac{1}{5} |F_{32}|^2 \right] \quad /2/$$

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p) = \frac{1}{10} |F_{32}|^2 + \frac{1}{9} \left[\frac{1}{2} |F_{31}|^2 + 2 |F_{11}|^2 + 2 |F_{31}| |F_{11}| \cos \phi_{31,11} \right] \quad /3/$$

$$\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p) = \frac{1}{10} |F_{32}|^2 + \frac{1}{2} |F_{31}|^2 \quad /4/$$

$$\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n) = \frac{2}{5} |F_{32}|^2 \quad /5/$$

Изотопические амплитуды записаны в $(\pi\pi)N$ -представлении, первый индекс равен удвоенному значению изотопспина всей системы, а второй - изотопспину подсистемы $(\pi\pi)$. В результате фитирования получены следующие значения изотопических амплитуд в единицах /мбн/^{1,2}: $F_{10} = 1,47 \pm 0,09$, $F_{32} = 0,31 \pm 0,12$, $F_{11} = 0,29 \pm 0,11$, $F_{31} = 0,40 \pm 0,33$. В таблице приведены экспериментальные значения полных сечений реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ и результаты фитирования с использованием изотопических соотношений между каналами /1/-/5/. Изотопические амплитуды F_{10} и F_{32} соответствуют образованию $\pi\pi$ -системы в S-состоянии с изотопическим спином $T_{\pi\pi} = 0$ и $T_{\pi\pi} = 2$. Амплитуды F_{11} и F_{31} соответствуют образованию $\pi\pi$ -системы в P-состоянии с изотопическим спином $T_{\pi\pi} = 1$. Полный изотопический спин системы равен $T = 1/2$ и $T = 3/2$, соответственно. Как видно из полученных значений амплитуд, вероятность образования $\pi\pi$ -системы в состоянии с изотопическим спином $T_{\pi\pi} = 0$ намного больше, чем в состояниях с $T_{\pi\pi} = 2$ и 1.

С точки зрения теории пион-пионного взаимодействия при низких энергиях представляет интерес проследить, как изменяется отношение амплитуд $X = F_{10}/F_{32}$

при приближении к порогу. В частности, в полуфеноменологической теории взаимодействия в конечном состоянии Грибова-Ансельма-Анисовича⁵ линейные /по отношению к импульсам вторичных частиц/ эффекты взаимодействия в конечном состоянии максимальны при значении $X \approx 0,3$. Величина X , определенная по амплитудам F_{10} и F_{32} из данной работы, получается при энергиях 270-290 МэВ равной $4,7 \pm 1,6$. В работе Ю.Батусова и др.⁶ при энергии 230 МэВ для величины X получено значение $1,8 \pm 0,4$, т.е. при приближении к порогу отношение амплитуд рождения дополнительного пиона в состояниях с изотопическим спином $T = 1/2$ и $T = 3/2$ сильно уменьшается. Однако, так как энергия 230 МэВ уже достаточно близка к порогу, вряд ли значение X изменится при дальнейшем уменьшении энергии.

Таблица 1

№№ пп	Канал реакции	Энергия, T_{π} МэВ	Эксперимент	
			мбн	Результаты фита, мбн
1.	$\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$	288	$0,38 \pm 0,09$ ^{/20/}	$0,43 \pm 0,07$
2.	$\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$	270	$0,32 \pm 0,04$ ^{/1/}	$0,31 \pm 0,03$
3.	$\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$	276	$0,08 \pm 0,08$ ^{/29/}	$0,07 \pm 0,07$
4.	$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$	275	$0,05 \pm 0,03$ ^{/6/}	$0,05 \pm 0,03$
5.	$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$	275	$0,026^{+0,055}_{-0,020}$ ^{/6/}	$0,04 \pm 0,03$

2. Сравнение с теорией, основанной на нарушенной киральной $SU_2 \times SU_2$ -симметрии и гипотезе о частичном сохранении аксиально-векторного тока

Попытки описать сечения реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ в рамках теории поля⁷, основанной на статической модели

Чу и Лоу^{3/} оказались безуспешными. Новые возможности появились в связи с теорией, основанной на киральной симметрии сильных взаимодействий^{9/}. Первые расчеты сечений реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ в рамках киральной теории были проведены Чангом^{10/} в 1967 году. Сравнение результатов этих расчетов с экспериментальными данными по реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$, полученными в Дубне, показали, что расчеты, выполненные по модели Вайнберга, находятся в хорошем согласии с экспериментом. На это обратил внимание Вайнберг в обзорном докладе на Венской конференции 1968 года^{19/}.

Расчеты Чанга были выполнены методом коммутаторов тока. Почти одновременно Олсоном и Тернером^{11/} были проведены расчеты методом эффективного лагранжиана. При этом учитывались четыре типа диаграмм, дающих основной вклад вблизи порога /они приведены в работе^{13/}. Сечения определялись по формуле

$$\sigma = |a|^2 k^2 \times \text{фаз. объем} /1/, \quad /6/$$

справедливой вблизи порога. Здесь a - амплитуда соответствующего канала реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$, k - импульс первичного пиона в с.ц.и. Авторы ввели параметр ξ^* , определяющий нарушение киральной симметрии и утверждали, что расчеты сечений согласуются с экспериментом при значении $\xi=0$, в соответствии с предложенным Вайнбергом способом нарушения киральной симметрии / Σ -модель/.

В последующей работе Олсона¹² были приведены величины $k^2 \times \text{фаз. объем}$ в зависимости от энергии для различных каналов $\pi N \rightarrow \pi\pi N$: При сравнении оказалось, что величины сечений, подсчитанные по формуле /1/, не соответствуют кривой, приведенной в работе Олсона и Тернера^{11/}. Чтобы привести в соответствие величины сечений^{11/} и фазовые объемы¹² в рабо-

* Параметр ξ входит в один из членов лагранжиана, соответствующий диаграмме однопионного обмена следующим образом:

$$\mathcal{L}_{\pi\pi N} = (g/2M)^2 (g_V/g_T)^2 [-\phi^2 (\partial^\mu \phi)^2 + \frac{1}{2} (1 - \frac{1}{2} \xi) m_\pi^2 (\phi^2)^2] + \dots$$

тах^{14,6,15/}, величины фазовых объемов, приведенные в работе^{12/}, умножались на 2. При этом оказалось, что сечения двух каналов реакций $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ и $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ вблизи порога могут быть описаны одним значением параметра $\xi = -0,18 \pm 0,20$ ^{15/}, близким к варианту Вайнберга. Однако на самом деле ошибочными оказались не фазовые объемы^{12/}, а теоретические значения сечений в работе^{11/}; это было замечено Ракмором^{16/}. Поэтому теоретические кривые сечений были заново пересчитаны нами * и приводятся на *рис. 1* и *2* вместе с расчетами Ким Зе Пхена и Целлнера^{7/} и Чанга^{10/}.

Из *рис. 1* видно, что экспериментальные данные по реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ лучше всего согласуются с расчетами Чанга^{10/}. Что касается расчетов по методу эффективного лагранжиана, то околопороговые значения сечений /до 230 МэВ / наилучшим образом описываются при $\xi = -1,4 \pm 0,2$, а не при $\xi=0$. Это качественно согласуется с результатами работ^{17/} и^{13/}, где для значений ξ получены величины -1 и -2, соответственно. Однако, как видно из *рис. 2*, сечения другого канала $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ не описываются при значении $\xi = -1,4$.

Сечения исследуемого в работе¹ канала $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ приведены на *рис. 3*. Видно, что экспериментальные значения сечений при энергии 270 МэВ не совпадают ни с одним из приведенных вариантов теории. /В работе Чанга¹⁰ рассчитаны только сечения каналов $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ и $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ /. Экспериментальные значения сечений оказались слишком большими по сравнению с теорией при значениях $\xi=0$ или -1,4.

Таким образом, с помощью метода эффективного лагранжиана с учетом только простейших четырех диаграмм не удается описать полных сечений реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ вблизи порога. При этом канал $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ оказался очень чувствительным к выбору варианта теории. Представляет интерес сравнение сечения этого канала с теорией при более низких энергиях.

* Следует отметить, что величины сечений сильно зависят от константы F_π $\pi \rightarrow \mu + \nu$ распада: $\sigma \sim F_\pi^{-4}$. Здесь использовано экспериментальное значение $F_\pi = 92 \text{ МэВ}$.

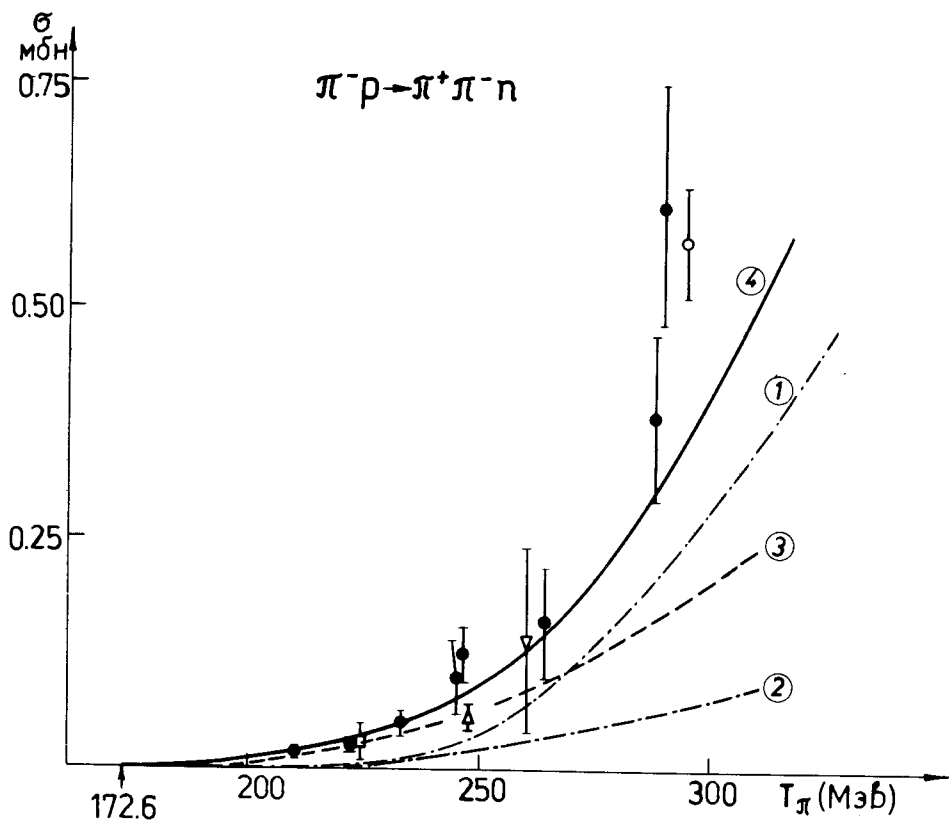


Рис. 1. Полные сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ точки 18, 19, 20, ϕ^{21} , ϕ^{22} , ϕ^{23} , ϕ^{24} . Кривые: 1 - расчеты по статической модели 7, 2 - $SU_2 \times SU_2$, метод эффективного лагранжиана 12, $\xi=0$, 3 - $SU_2 \times SU_2$, метод эффективного лагранжиана 12, $\xi=-1,4$, 4 - $SU_2 \times SU_2$, метод коммутаторов токов 10.

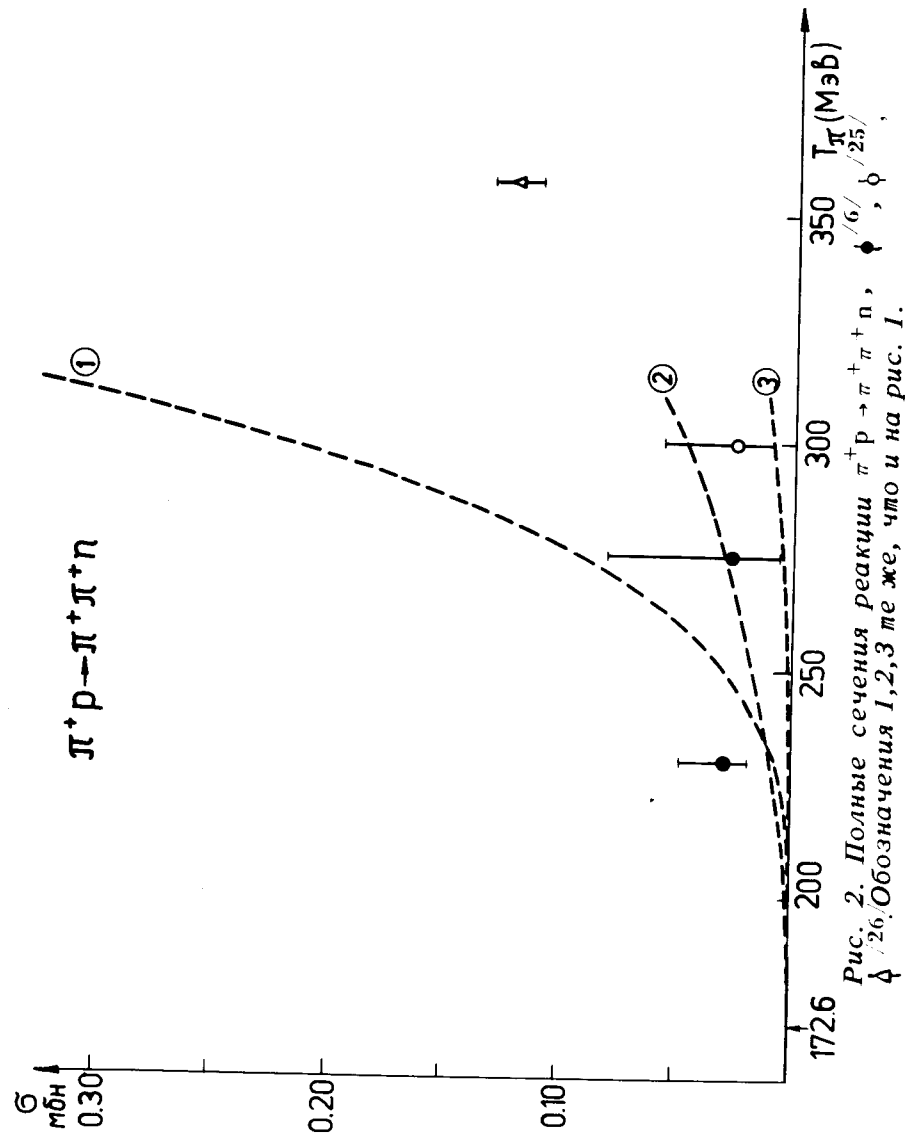


Рис. 2. Полные сечения реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$, ϕ^{25} , ϕ^{26} . Обозначения 1, 2, 3 те же, что и на рис. 1.

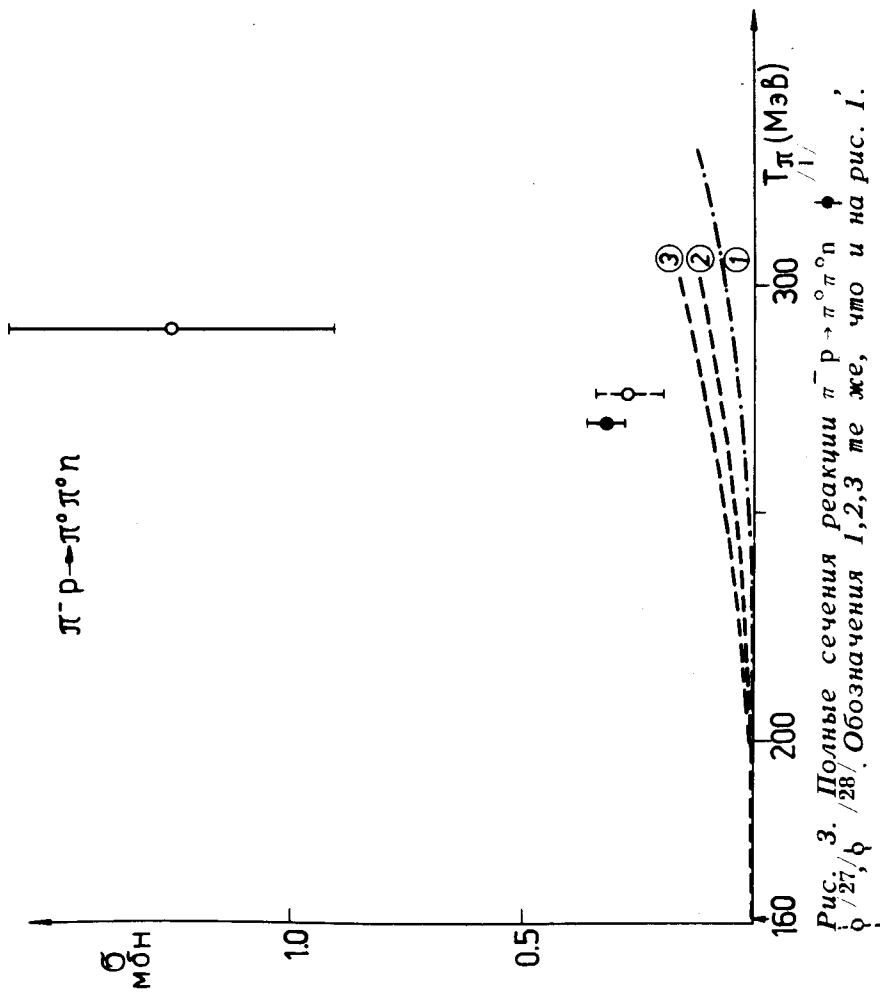


Рис. 3. Полные сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \pi^0 \pi^0$ ϕ ϕ_0 / $27, \phi$ / 28 . Обозначения 1, 2, 3 те же, что и на рис. 1.

Литература

1. С.А.Бунятов, Г.В.Жолобов, Б.Ж.Залиханов, В.С.Курбатов, М.М.Мусаханов, А.Халбаев, В.А.Ярба. Препринт ОИЯИ, P1-9668, Дубна, 1976.
2. М.М.Макаров, Г.З.Обрант, В.В.Саранцев. ЯФ, 17, 170, 1973.
3. В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 33, 1431, 1957.
4. A. Donachie et al. Phys.Lett., 26B, 161, 1968.
5. В.В.Анисович, А.А.Ансельм. УФН, 88, 287, 1966.
6. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Г.Р.Гулканян, В.М.Сидоров, М.М.Мусаханов, Г.Ионице, Е.Лозняну, В.Михул, Д.Тувдендорж. ЯФ, 21, 308, 1975.
7. Ким Зе Пхен, В.Целлнер. Nucl.Phys., 34, 491, 1962.
8. G.F.Chew, E.Low. Phys.Rev., 101, 1571, 1956.
9. S.Weinberg. Proc. of the XIV Conf. on High Energy Phys., Vienna, 1968.
10. L.Chang. Phys.Rev., 162, 1497, 1967.
11. M.Olsson, L.Turner. Phys.Rev.Lett., 20, 1127, 1967.
12. M.Olsson. Phys.Rev., 181, 2141, 1969.
13. W.F.Lang, J.S.Kovacs. Phys.Rev., D1, 1333, 1970.
14. E.Lomon. LASL Report, LA-4535-MS, 1970.
15. С.А.Бунятов, Г.Р.Гулканян. Препринт ОИЯИ, P1-8401, Дубна, 1974.
16. R.Rockmore. Phys.Rev., C11, 1953, 1975. Phys.Rev.Lett., 35, 1408, 1975.
17. Ch.Hattori et al. Progress of Theor. Phys., 41, 1515, 1969.
18. Ю.А.Батусов, Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба. ДАН 133, 52, 1960.
19. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба. ЖЭТФ, 39, 1850, 1960.
20. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба. ЯФ, 1, 526, 1965.
21. J.A.Jones, W.Allison, D.H.Saxon. Nucl.Phys., B83, 93, 1974.
22. W.Perkins, T.Carls, R.Kenney and V.Perez-Mendez. Phys.Rev., 118, 1364, 1960.
23. Blair, H.Muller et al. Phys.Lett., 32B, 528, 1970.
24. T.Deahl, M.Derrick et al. Phys.Rev., 124, 198, 1961.
25. V.Barnes et al. CERN Report'63-27, 1963.
26. J.Kirz et al. Phys.Rev., 126, 763, 1962.
27. А.В.Кравцов, А.В.Купцов, Л.Л.Неменов, Е.А.Старченко, Д.М.Хазинс. ЯФ, 20, 942, 1974.

28. *K.W.Chen, P.A.Crean, M.G.Hauser (Princeton)*
Материалы XV Международной конференции по
физике высоких энергий. Киев, 1970.
29. *Т.Д.Блохинцева и др. ЖЭТФ, 44, 498, 1963.*

Рукопись поступила в издательский отдел
9 апреля 1976 года.