

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

7
Б-64
789



Н.Г. Биргер, Ван Ган-чан, Ван Шу-цзэн, Дин Да-цао,
Ю.В. Катышев, Е.Н. Кладникова, Д.К. Копылова, В.Б. Любимов,
Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Подгорецкий, М.И. Соловьев, З. Трка

P-789

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π^- -МЕЗОНОВ
С ИМПУЛЬСОМ 6,8 Бэв/с С НУКЛОНАМИ

ЖЭТФ, 1961, т 41, в 5, стр. 1461.

Н.Г. Биргер, Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, Дин Да-цао,
Ю.В. Катышев, Е.Н. Кладницкая, Д.К. Копылова, В.Б. Любимов,
Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Подгорецкий, М.И. Соловьев, З. Трка

P-789

1226/2 38.

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π^- -МЕЗОНОВ
С ИМПУЛЬСОМ 6,8 Бэв/с С НУКЛОНАМИ^{x/}

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

^{x/} Предварительные результаты этой работы были представлены на конференции в Рочестере^{1/}.

Методика эксперимента

В работе использовались фотографии, полученные на 24-литровой пропановой пузырьковой камере^{/2/}, помещенной в магнитное поле 13,7 тысяч эрстед. Схема расположения камеры в пучке отрицательных π^- -мезонов с импульсом $/6,8 \pm 0,6/$ Бэв/с синхрофазотрона Объединенного института ядерных исследований приведена в работе^{/3/}. Просмотрено 870 фотографий, на которых найдено 749 взаимодействий π^- -мезонов с ядрами водорода и углерода. Материал просмотрен дважды. Общая эффективность просмотра близка к единице.

1. Для измерений импульсов и углов было отобрано визуально 428 взаимодействий; остальные 321 отброшены по признакам:

а/ сумма зарядов вторичных частиц не равна 0 или -1;

б/ имеется короткий след с длиной ≤ 2 мм;

в/ число следов "медленных" частиц, останавливающихся в камере, ≥ 2 .

Кроме этого было отброшено 28 случаев упругого π^-p -рассеяния, вошедших в статистику, использованную в работе^{/3/}.

На стереоскопических парах снимков отобранных событий с помощью микроскопа измерялись координаты $8 \div 20$ точек каждого следа. По координатам рассчитывались импульсы частиц, ошибка в измерении импульса, а также направляющие косинусы следа. Расчеты проводились на электронно-счетной машине. Для следов первичных π^- мезонов, вызвавших взаимодействия, было получено среднее значение импульса $p_{\pi^-} = /7,6 \pm 1,0/$ Бэв/с, что совпадает в пределах ошибок со средним импульсом, рассчитанным по данным работы^{/3/}: $p_{\pi^-} = /6,7 \pm 0,2/$ Бэв/с.

2. Все вторичные отрицательные частицы считались π^- -мезонами. Для следов положительных частиц проводились измерения ионизации. Применялся метод подсчета числа просветов, аналогичный использованному в^{/4/}. Для каждого взаимодействия измерялась ионизация первичного π^- -мезона, и ионизация всех вторичных частиц была отнесена к этому значению. Разделение протонов и π^+ -мезонов проводилось в области

импульсов до 1,2 Бэв/с. Помимо этого, часть частиц была идентифицирована также и по пробегу. Всего оказалось возможным идентифицировать 99% следов положительных частиц с импульсом $p_{\text{лаб.}} \leq 1,2$ Бэв/с.

3. В результате измерений импульсов и ионизации частиц было отброшено еще 37 случаев, не удовлетворяющих принятым ранее критериям, а также случаи "рассеяния" на угол $\theta \leq 5^\circ$.

Как показано в ^{15/}, для каждого π^-N -взаимодействия должно выполняться соотношение:

$$\sum \Delta_i \equiv \sum (E_i - P_i \cos \theta_i) \leq M,$$

где M - масса нуклона ^{x/}. Суммирование производилось по всем вторичным частицам с полной энергией E_i , импульсом P_i и углом относительно направления движения первичной частицы θ_i . Знак неравенства относится к случаям, где известны не все нейтральные вторичные частицы. В результате применения этого соотношения было исключено еще 24 случая.

Кроме этого, было отброшено 12 двухлучевых событий, которые по кинематическим соображениям можно было отнести к случаям упругого взаимодействия π^- -мезона с квазисвободным протоном ^{xx/}.

4. Окончательно было отобрано 262 случая взаимодействия с протоном и 93 случая взаимодействия с нейтроном. Была произведена оценка сечения неупругого π^-p взаимодействия и получено значение $\sigma_{\text{in}}(\pi^-p) = (25 \pm 3 \text{ мб})$ ^{xxx/}. При расчете сечения предполагалось, что взаимодействия с квазисвободными протонами и квазисвободными нейтронами происходят одинаково часто. Соответствующее сечение неупругого взаимодействия π^- -мезона с ядром углерода: $\sigma_{\text{in}}(\pi^-c) = (194 \pm 13) \text{ мб}$.

^{x/} Величина M равна массе нуклона в случае взаимодействий на свободном нуклоне. При взаимодействиях на квазисвободном нуклоне величина M зависит от состояния движения нуклона мишени и лежит в пределах $0,76 \pm 1,16$ Бэв. Рассматриваемый случай считался πN -взаимодействием, если для него $\sum \Delta_i < 1,16$ Бэв.с⁻².

^{xx/} Аналогичные взаимодействия на нейтроне входят в группу "рассеяний" на угол $\theta < 5^\circ$ и поэтому также исключены из окончательной статистики.

^{xxx/} Приводится только статистическая ошибка. Величина возможной систематической ошибки специально не оценивалась.

Таблица I^{х)}

Работа	Энергия первичного Π^- -мезона (Бэв)	$b_{tot}(\pi^-p)$ мб
[6]	9,2	26 \pm 4
настоя- щая ра- бота	6,8	31
[7]	5,2	29,1 \pm 2,9
[8]	4,7	28
[9]	4,4	30 \pm 5

Таблица II

Работа	Энергия первичного Π^- -мезона (Бэв)	$b_{in}(\pi^-C)$ мб
[11]	1,5	219 \pm 11
[12]	4,2	218 \pm 7
[13]	2 \pm 4	210 \pm 59 -68
	4 \pm 66	+97 208-120
настоящая работа	6,8	194 \pm 13 хх)

х) См. также [10]

хх) См. сноску на стр. 4.

Сечение упругого π^-p -взаимодействия, полученное в работе ^{/3/}, равно 5,5 мб. Таким образом полное сечение π^-p -взаимодействия $\sigma_{tot}(\pi^-p) \approx 31$ мб. В таблице I и II приведены данные по сечениям $\sigma_{tot}(\pi^-p)$ и $\sigma_{in}(\pi^-c)$, полученным в нашей и других работах.

Найденному числу π^+n -взаимодействий соответствует сечение $\sigma_{\pi^+n} \approx 33$ мб. Известно, что сечение $\sigma(C^{12}(p, pn)C^{11}) \approx 29$ мб и при больших энергиях не зависит от энергии первичного протона /см., например, ^{/14,15/}.

Если считать, что соотношение между сечениями реакций $C^{12}(\pi, \pi n)C^{11}$ и $C^{12}(p, pn)C^{11}$ такое же, как между сечениями неупругих π^-p и pp -взаимодействий, то можно оценить сечение реакции $C^{12}(\pi, \pi n)C^{11}$. Эта оценка оказывается приблизительно на 40% меньше найденного нами значения σ_{π^+n} . Таким образом, среди "нечетных" случаев, по-видимому, имеется большая примесь $\sim 40\%$ взаимодействий, которые сопровождаются дополнительным вылетом нейтронов^{x/}. Основная часть случаев с четным числом лучей относится к взаимодействиям на свободном протоне, поэтому указанная примесь в этих взаимодействиях оказывается незначительной $\sim 10\%$.

В таблицах III и IV приведены распределения наблюдаемых случаев по кратности и значения средней множественности \bar{n} . Там же приведены фотоэмульсионные данные ^{/16/} и результаты расчетов, выполненных по статистической теории с учетом изобарных состояний ^{/17/}. Как видно из этих таблиц, распределение событий по множественности согласуется с результатами, полученными методом фотоэмульсий. Расчеты по статистической теории дают значения, близкие к экспериментальным.

5. При просмотре фиксировались все электронно-позитронные пары, которые визуально воспринимались как испущенные из точки взаимодействия^{xx/}. После измерений было выделено 74 γ -кванта, которые давали пару, коллинеарную с точкой взаимодействия /на общее число 355 π^-N -взаимодействий/. Пара считалась коллинеарной, если выполнялось условие

^{x/} Можно думать, что эти случаи, в основном, сопровождаются вылетом одного дополнительного медленного нейтрона, который не может существенно исказить свойства π^-n -взаимодействий.

^{xx/} Специальная проверка показала, что эффективность обнаружения пар близка к 100%.

$$|\theta_\gamma - \theta_i| < 2 \Delta\theta \quad (i=1,2) .$$

Здесь θ_γ , θ_1 , θ_2 - углы между направлением вылета γ -кванта, электрона, позитрона и направлением первичного следа, соответственно;

$\Delta\theta$ - угол между следами электрона и позитрона. Величина $\Delta\theta$ характеризует точность в измерении углов для данного события; распределение этих величин приведено на рис. 1.

Выполнение указанного условия не исключает возможности регистрации γ -квантов от посторонних взаимодействий. Однако проведенные оценки показали, что число таких γ -квантов не может превышать 2%.

Для каждого γ -кванта определялся "потенциальный" пробег в эффективной области камеры и рассчитывался "статистический" вес:

$$W_i = (1 - \exp[-\ell_{\text{пот}} \mu(E_\gamma)])^{-1} .$$

Здесь ℓ_i - "потенциальный" пробег γ -кванта в единицах радиационной длины /100 см для пропана с плотностью 0,43/, $\mu(E_\gamma)$ - полная вероятность образования пары на радиационной длине. Сумма всех величин W_i равна полному числу γ -квантов, испущенных из наблюдавшихся взаимодействий. Оказалось, что $\sum_{i=1}^{74} W_i = 743 \pm 80$ γ -квантов, т.е. средняя эффективность регистрации γ -кванта в наших условиях равна $10 \pm 1\%$.

6. В целях контроля надежности измерений была произведена проверка выполнения законов сохранения, для чего были отобраны случаи с идентифицированным протоном. В этих событиях все положительные частицы, кроме протона, должны быть π^+ -мезонами, нейтральные частицы - только π^0 -мезонами, сведения о которых можно получить из наблюдаемых γ -квантов. Для каждого случая найден суммарный продольный импульс по всем вторичным частицам /включая π^0 -мезоны/ и вычислено среднее значение продольного импульса на взаимодействие. Кроме этого, найдено экспериментальное среднее значение величины $M_{\text{экс}} = \sum \Delta_i$, которое должно быть равно массе нуклона. Полученные результаты приведены в таблице У.

Экспериментальные результаты

1. Наиболее полная информация получена о свойствах вторичных π^- -мезонов. На рис. 2 приведено угловое распределение π^- -мезонов в

с.ц.м. из всех π^-p - и π^-n -взаимодействий. Оно оказывается асимметричным относительно угла $\theta^* = \frac{\pi}{2}$. Вытянутая вперед анизотропная часть углового распределения связана, в основном, с быстрыми π^- -мезонами $\langle R_{\text{лаб.}} \rangle > 2.0$ Бэв/с/. Подобный характер угловых распределений резко противоречит статистической теории. "Анизотропные" π^- -мезоны естественно связать с периферическими взаимодействиями /см., например, /16,17/. Число этих π^- -мезонов меняется с множественностью /см. рис. 3/, хотя они, по-видимому, остаются даже при больших множественностях. Последнее видно из приведенных на рис. 3 значений коэффициентов $a = \frac{N_2 - N_1}{n_{\text{вз}}}$, где N_2 и N_1 - число π^- -мезонов, летящих вперед и назад, соответственно, $n_{\text{вз}}$ - число взаимодействий.

На рис. 4 приведены импульсные распределения π^- -мезонов и суммарное распределение вместе с теоретической кривой, рассчитанной по статистической теории /17/. Как видно, расчеты по статистической теории качественно не противоречат экспериментальным гистограммам. На рис. 5 приведены импульсные распределения π^- -мезонов в л.с.к. Теоретическое распределение получено по таблицам случайных звезд /20/.

Угловое распределение γ -квантов в с.ц.и. /из π^-p - и π^-n -взаимодействий/, которое отражает угловое распределение π^0 -мезонов, асимметрично /рис. 6/, т.е., по-видимому, аналогично угловым распределениям заряженных π -мезонов. Среднее число π^0 -мезонов в π^-p -взаимодействиях, равно 1.2 ± 0.2 , совпадает с расчетами по статистической теории /18/. Энергетическое распределение наблюдаемых γ -квантов в л.с.к. приведено на рис. 7.

2. В таблице У1 приведены средние значения поперечных импульсов, рассчитанных для частиц, образующихся в π^-p -взаимодействиях разной множественности. Наблюдаемые средние значения поперечных импульсов близки к средним значениям поперечных импульсов для Λ^0 и K^0 -частиц, генерируемых в π^-p -взаимодействиях при той же энергии первичного π^- -мезона /19/. Величина дисперсий поперечных импульсов для π^- -мезонов в пределах ошибок мало зависит от множественности, что, возможно отражает примерное равенство размеров областей взаимодействий

Таблица III.

Множественность	0	2	4	6	8	Сумма	\bar{n}	
наст. ра-бота	число взаим-мод.	7	119	115	20	1	262	
	%	2,7±1,0	45,4±4,2	43,9±4,3	7,6±1,7	0,4±0,4		3,15±0,09
[I6]	число взаим-мод.	13	142	122	14	2	293	
	%	4,4±1,2	48,5±4,1	41,6±3,8	4,8±1,3	0,7±0,5		2,98±0,08
стат. теор.	%	4	46	44	6	0,1		3

Таблица IV

Множественность	1	3	5	7	Сумма	\bar{n}	
наст. ра-бота	число взаим-мод.	16	53	21	3	93	
	%	17,2±4,6	57±9,8	22,6±5,4	3,2±1,9		3,14±0,15
[I6]	число взаим-мод.	56	143	36	7	242	
	%	23,1±3,1	59,1±4,9	14,6±2,5	2,9±1,1		2,95±0,09
стат. теор.	%	17,9	60,5	19,5	2,1		3

Таблица У.

множественность	число случаев	число вторичных частиц	Данные по заряженным вторичным частицам		Вклад от Π^0 -мезонов		Все вторичные частицы	
			\bar{p} $\frac{B\%}{c}$	$\sum \Delta i$ $\frac{B\%}{c^2}$	\bar{p} $\frac{B\%}{c}$	Δ_{Π^0} $\frac{B\%}{c^2}$	\bar{p} $\frac{B\%}{c}$	$M_{\text{экс}}$ $\frac{B\%}{c^2}$
2	26	6	3,7±0,4	0,81±0,04	1,3±1,0	0,06±0,05	5,0±1,1	0,87±0,07
2,4,6,8	63	14	4,4±0,5	0,87±0,02	1,1±0,5	0,12±0,08	5,5±0,7	0,99±0,09

$$(\sqrt{\chi_{\Gamma^2}} \geq \frac{\hbar}{2\sqrt{p_1^2}} = 3,2 \cdot 10^{-14} \text{ см}).$$

3. На рис. 8 приведены экспериментальные энергетические распределения протонов в л.с.к., а также ожидаемое по статистической теории /полученное с помощью таблиц случайных звезд^{/20/}/. Как видно из рисунка, в распределении протонов имеется максимум^{x/} при значении энергии 100÷200 Мэв, в то время как, согласно статистической теории, такие протоны практически отсутствуют.

Существование максимума говорит о том, что имеется определенная группа взаимодействий, в которых осуществляется малая передача энергии нуклону мишени. Можно думать, что эти случаи, в основном, связаны с периферическими взаимодействиями налетающего π^- -мезона. Теоретическое рассмотрение периферических взаимодействий^{/23/, /24/, /25/} также предсказывает наличие такого максимума в области малых значений кинетической энергии протонов. Сходные результаты были получены и в работах^{/26/, /27/, /28/} при энергиях первичного π^- -мезона 1 Бэв, 1,4 Бэв и 5,0 Бэв /см. рис. 9/. Доля случаев с очень медленным протоном / $E_k < 200$ Мэв/ при всех указанных энергиях /1; 1,4; 5,0; 6,8 Бэв/ примерно постоянна и составляет $\approx 10\%$ от полного сечения взаимодействия π^- -мезона с нуклоном. Это обстоятельство также качественно согласуется с картиной периферических взаимодействий.

В настоящей работе максимум проявляется в энергетическом распределении протонов из 2-х лучевых взаимодействий и не заметен для взаимодействий большей кратности. Это может быть связано с уменьшением доли периферических взаимодействий по мере роста множественности. В таблице VII приведены значения среднего импульса и среднего угла вылета протонов в л.с.к. для случаев с разной множественностью. Как видно, с ростом кратности, наряду с изменением энергетических характеристик, меняется также и средний угол вылета протонов.

^{x/}Случай с протоном из области максимума могут быть частично фоновыми взаимодействиями на углероде. Специальная проверка с использованием наших данных и данных работ^{/21/}, а также^{/22/}, показала, что примесь таких случаев не может превышать 10%. Мы благодарны Г.И. Мерзону за дискуссию по этому вопросу.

Таблица VI

	\bar{P}_1 Бэв/с 2-х лучевые взаимодейст.	\bar{P}_1 Бэв/с 4-х лучевые взаимодейст.	\bar{P}_1 Бэв/с 6и8-лучевые взаимодейст.	\bar{P}_1 Бэв/с 2,4,6,8лучевые взаимодейст.
П ⁻ -мезоны	0,379±0,026	0,378±0,020	0,278±0,025	0,362±0,014
Все поло- жит.час- тицы	0,415±0,028	0,364±0,019	0,277±0,026	0,363±0,014
ИДЕНТИФ. ПРОТОНОВ	0,262±0,028	0,372±0,040	0,279±0,066	0,313±0,041
П ⁰ -мезоны	-	-	-	0,340±0,068

Таблица VII

Множествен- ность	число случаев	$\bar{\theta}_{\text{лад}}$ (град)	$\bar{P}_{\text{лад}}$ Бэв/с
2	26	53±5	0,41±0,05
4	26	42±4	0,62±0,05
6,8	7	19±4	0,89±0,08
2,4,6,8	59	44±3	0,56±0,04

Анализ экспериментальных результатов^{x/}

Во II части было показано, что статистическая теория не в состоянии объяснить наиболее характерные особенности углового распределения вторичных π^- -мезонов и импульсного распределения протонов, в связи с чем можно было сделать вывод о заметной роли так называемых периферических взаимодействий.

1. Рассмотрим этот вопрос с несколько иной точки зрения. Введем величину:

$$M_t = M - (E_p - P_p \cos \theta_p),$$

где M - масса нуклона, E_p и P_p - полная энергия и импульс вторичного протона в л.с.к., θ_p - угол его вылета. Известно^{/36/}, что качественно величину M_t можно трактовать как "эффективную массу" той части нуклона мишени, с которой произошло столкновение первичного π^- -мезона. На рис. 10 приведены экспериментальные распределения M_t для π^-p -взаимодействий разной множественности, вычисленные для той группы взаимодействий, в которых содержится либо вторичный протон, либо неидентифицированная положительная частица с импульсом $> 1,2$ Бэв/с, которая условно считалась протоном.

Как видно из рис. 10 для двухлучевых взаимодействий намечается максимум при массе M_t , близкой к массе π^- -мезона. Можно поэтому предположить, что среди двухлучевых событий имеется заметная группа так называемых одномезонных взаимодействий, соответствующих столкновению первичного π^- -мезона с каким-либо одним виртуальным π^- -мезоном, испущенным нуклоном мишени. Взаимодействия такого типа, связанные с малыми значениями M_t , присутствуют, возможно, и в событиях большей кратности.

На рис. 11 приведены угловые распределения заряженных π^- -мезонов из взаимодействий, в которых вычисленная по идентифицированному протону масса M_t оказалась меньше $0,3$ Бэв/с². Распределения построены в системе

^{x/} Анализ был проведен Н.Г. Биргер, Ю.В. Катышевым, Д.К. Копыловой, В.Б. Любимовым, А.В. Никитиным, М.И. Подгорецким, Ю.А. Смородиным, З. Трка.

центра масс двух π^- -мезонов и в системе центра масс мезон-нуклон /с.п.и./ . Первое угловое распределение симметрично относительно угла $\theta^* = 90^\circ$, второе - асимметрично. Этот результат кажется согласующимся с представлением о взаимодействии первичного π^- -мезона с виртуальным π^- -мезоном нуклона. В этой связи интересно отметить, что для случаев с $M_t > 0,3$ Бэв/с² угловое распределение вторичных π^- -мезонов в системе $\pi\pi$ резко асимметрично с преобладанием назад /см. рис. 12/.

Имеется четкая корреляция между величиной M_t и числом вторичных π^- -мезонов с большим импульсом /см. таблицу VIII/. Возможно, что указанные π^- -мезоны связаны с упругим рассеянием первичного π^- -мезона на виртуальном π^- -мезоне мишени.

Интересно отметить, что с увеличением импульса резко изменяется соотношение между числом π^- -мезонов и числом положительных частиц.

Так, например, если среди вторичных частиц с импульсом $P_{\text{лаб.}} > 2,0$ Бэв/с. отношение числа положительных частиц к числу отрицательных равно

$$\frac{n_+}{n_-} = 0,6 \pm 0,1, \text{ то при } P_{\text{лаб.}} \geq 4,5 \text{ Бэв/с } \frac{n_+}{n_-} = 0,2 \pm 0,1. \text{ Число}$$

π^+ -мезонов падает, по-видимому, еще быстрее. Качественно к таким же результатам приводит и сопоставление энергетических характеристик π^- ,

π^+ и π^0 -мезонов. В частности, средняя энергия π^- -мезонов в π^-p -взаимодействиях $\bar{E}_{\text{лаб. } \pi^-} = /1,69 \pm 0,08/$ Бэв, в то время как для π^0 -мезонов эта величина равна $\bar{E}_{\text{лаб. } \pi^0} = /0,90 \pm 0,12/$ Бэв.

В π^-p -взаимодействиях, в которых образуются медленные протоны, средний импульс π^- -мезонов $\bar{P}_{\text{лаб. } \pi^-} = /2,04 \pm 0,19/$ Бэв/с., а для π^+ -мезонов

$\bar{P}_{\text{лаб. } \pi^+} = /1,21 \pm 0,16/$ Бэв/с. Таким образом, вторичные π^- -мезоны оказываются выделенными по сравнению с π^+ - и π^0 -мезонами. Это обстоятельство не может быть объяснено с точки зрения статистической теории и хорошо согласуется с представлением о существенной роли периферических взаимодействий.

В pp -взаимодействиях такое различие между π^- , π^0 , π^+ -мезонами не наблюдается^{x/}.

В связи со сказанным можно думать, что существенная часть π^- -мезонов больших импульсов /скажем, при $P_{\text{лаб.}} > 4,0$ Бэв/с/ образуется в

^{x/}

Сходные выводы могут быть получены на основании анализа угловых распределений вторичных протонов, которые в с.п.и. летят, в основном, назад /см., например, /32/, /33/, /16/ /.

результате дифракционного $\pi\pi$ -рассеяния. Такой вывод кажется вполне соответствующим общим представлениям о механизме взаимодействия элементарных частиц при очень больших энергиях /см. /29/, /30/, /31/. Если он справедлив, то сечения упругих и неупругих $\pi\pi$ -взаимодействий не должны зависеть от зарядовых состояний сталкивающихся π -мезонов. Отсюда вытекает, что число быстрых π^- -мезонов в π^-p -взаимодействиях, в среднем, должно быть таким же как и для π^-p -взаимодействий. Экспериментальные данные не противоречат этому утверждению. Например, при $P_{\text{лаб.}} \geq 4,0$ Бэв/с соответствующее отношение

$$\frac{n_{\pi^-}(\pi^-p)}{n_{\pi^-}(\pi^-p)} = 0,9 \pm 0,3.$$

Среднее значение поперечного импульса P_{\perp} , передаваемого при дифракционном рассеянии, непосредственно характеризует размеры области взаимодействия. Для π^- -мезонов с $E_{\pi^-} > 4$ Бэв, образованных в двухлучевых событиях, среднее значение поперечного импульса $\bar{P}_{\perp} = 0,44 \pm 0,05$ Бэв/с. При этом следует иметь в виду, что виртуальный π -мезон до столкновения с первичным π^- -мезоном также обладал поперечным импульсом, который естественно принять равным поперечному импульсу протонов отдачи в рассматриваемой группе взаимодействий / $\approx 0,26 \pm 0,03$ Бэв/с/. С учетом этого обстоятельства размеры области взаимодействия при дифракционном $\pi\pi$ -рассеянии оказываются равными $1 - 2 / \frac{h}{m_{\pi} c}$ х/.

Сделаем теперь несколько замечаний, уточняющих характер рассматриваемых периферических взаимодействий. Неоднократно отмечалась возможность существования группы взаимодействий, описываемых диаграммой, изображенной на рис. 13. В этом случае мы будем условно говорить о "нуклонной диссоциации" нуклона мишени. С другой стороны, в работе /25/ указывается на существенную роль процессов с так называемой "изобарной диссоциацией" нуклона /см. рис. 14/. Для дальнейшего анализа мы будем от-

^{x/} Необходимо отметить, что все соображения, относящиеся к дифракционному $\pi\pi$ -рассеянию, не являются окончательно установленными. В частности, нельзя исключить того, что какая-то часть $\pi\pi$ -рассеяний сопровождается перезарядкой. Может быть с этим связано существование некоторого количества быстрых π^0 -мезонов /см. рис. 7/, а также быстрых π^+ -мезонов.

бирать только такие события, в которых образуется быстрый π^- -мезон $P_{\text{лаб.}} \geq 3 \text{ Бэв/с}^x$, считая, что в этих случаях верхние узлы обеих диаграмм соответствуют дифракционному $\pi\pi$ -рассеянию. При этих условиях в рамках каждой из рассматриваемых схем существуют однозначные isotopические соотношения, связывающие между собой сечения различных реакций. Можно надеяться, что сопоставление указанных соотношений с экспериментальными данными позволит сделать некоторые заключения об относительной роли периферических взаимодействий с нуклонной и изобарной диссоциацией /если, конечно, мы имеем дело с дифракционным $\pi\pi$ -рассеянием/.

В связи со сказанным следует ожидать, что для 2-лучевых взаимодействий, масса мишени которых, определенная по идентифицированному протону, меньше 300 Бэв/с^2 , угловое распределение π^- -мезонов в $\pi\pi$ системе вытянуто вперед.

Приведенное на рис. 15 соответствующее распределение действительно асимметрично с резким преимуществом вперед.

Легко показать, что при изобарной диссоциации число медленных протонов в π^-p -взаимодействиях должно быть в 3,5 раза больше, чем в π^-n -взаимодействиях; напротив, при нуклонной диссоциации медленные протоны в π^-n -взаимодействиях должны встречаться вдвое чаще, чем в π^-p -взаимодействиях. Экспериментально в двухлучевых и четырехлучевых π^-p -взаимодействиях, содержащих π^- -мезоны с импульсом $> 3,0 \text{ Бэв/с}$ /51 событие/, обнаружено 24 медленных протона $/s \leq 1,2 \text{ Бэв/с}$; в то время как в трехлучевых взаимодействиях содержат всего лишь 2 медленных протона^{xx/}.

Число медленных π^+ -мезонов в π^-n -взаимодействиях должно составлять 5/7 от числа медленных π^- -мезонов в π^-p -взаимодей-

^{x/} Такой выбор частично связан с отсутствием 5,6,7,8-лучевых взаимодействий, в которых образовался бы π^- -мезон с $P_{\text{лаб.}} \geq 3,0 \text{ Бэв/с}$. Наличие таких взаимодействий противоречило бы обоим рассматриваемым схемам.

^{xx/} Выше отмечалось, что π^- -мезоны оказываются выделенными по сравнению с π^+ и π^0 -мезонами. Полученные сведения об отсутствии протонов в π^-n -взаимодействиях, которые еще требуют уточнения, могут означать, что этим свойством обладают и нуклоны. Сходные выводы можно сделать и из анализа неупругих pp -взаимодействий /см., например, /34/.

ствиях, если диссоциация изобарная. Экспериментально для π^+ -мезонов с импульсом $< 1,2$ Бэв/с это отношение составляет $0,9 \pm 0,5$ в то время как при нуклонной диссоциации в π^-p -взаимодействиях медленные π^+ -мезоны должны полностью отсутствовать.

С другой стороны, для двухлучевых взаимодействий, в которых образуются π^- -мезоны предельно большой энергии, заметна большая примесь нуклонной диссоциации. Действительно, при изобарной диссоциации число двухлучевых взаимодействий с быстрыми π^- -мезонами должно относиться к числу аналогичных четырехлучевых взаимодействий, как 4/5. Фактически это отношение оказывается зависящим от энергии π^- -мезона, как это видно из таблицы IX. Если бы диссоциация происходила по одной только нуклонной схеме, то указанное отношение было бы бесконечно большим, т.к. четырехлучевые взаимодействия не должны были бы иметь места^{x/}.

Помимо рассмотренных выше одномезонных взаимодействий существенную роль играют, по-видимому, и взаимодействия с большим числом виртуальных π^- -мезонов. Как уже отмечалось, импульсные и угловые характеристики вторичных протонов изменяются с ростом кратности. В таблице X приведены оценки величины M_t для π^-p -взаимодействий различной множественности. Для событий, в которых нет идентифицированных протонов и все положительные частицы считались π^+ -мезонами, величина M_t вычислялась по формуле:

$$M_t = \sum (E_i - p_i \cos \theta_i) .$$

Суммирование производится по всем заряженным π^- -мезонам и γ -квантам от распада π^0 -мезонов, относящихся к данному событию. Минимальные и максимальные оценки M_t получены в предположении, что неидентифицированные положительные частицы являются π^+ -мезонами, либо, соот-

^{x/} Если бы оказалось, что основную роль в периферических взаимодействиях играет "нуклонная диссоциация", то упомянутый выше результат, свидетельствующий об отсутствии медленных протонов в π^-p -взаимодействиях, можно понять, если предположить, что $\sigma(\pi^-p^0) > \sigma(\pi^-p^-)$ и, следовательно, в πp -взаимодействиях имеет место рассеяние с перезарядкой.

ответственно, протонами^{х/}. Известно, что величина $\frac{\bar{M}_t}{M_t}$ равна доле энергии $\bar{\delta}$, потерянной протоном при столкновении с π^- -мезоном, если рассматривать π^-p -взаимодействие в так называемой S -системе, в которой исходный π^- -мезон покоится^{/36/}. Энергия протона в этой системе равна ≈ 46 Бэв/. Полученные значения для средних потерь $\bar{\delta}$ также приведены в таблице X. Как видно из таблицы X, величины \bar{M}_t и $\bar{\delta}$, по-видимому, зависят от множественности, что свидетельствует о соответствующем изменении характера взаимодействия /уменьшение "степени периферичности" с ростом множественности/.

Для всех π^-p -взаимодействий, рассматриваемых суммарно, величина \bar{M}_t и $\bar{\delta}$ оказывается довольно большой. Отсюда, по-видимому, следует, что существует большая группа неодномезонных взаимодействий. Действительно, из самых грубых модельных представлений вытекает, что для одномезонных взаимодействий потери энергии в S -системе должны быть близки к значению $\frac{m_\pi}{M_t} \approx 0,15$, в то время как экспериментально $\bar{\delta} = 0,47 \div 0,57^{xx/}$. Что касается "истинно-центральных" взаимодействий, сопровождающихся образованием вторичного нуклона очень большой энергии / в л.с.к./, то в настоящее время нельзя еще сказать ничего сколько-нибудь определенного об их относительной роли и свойствах.

Можно, однако, оценить среднюю энергию нуклона в л.с. по средним потерям энергии в S -системе для всех π^-p -взаимодействий, кроме тех, для которых величина M_t , определенная по медленному протону, $\leq 0,3$ Бэв/с² /т.е. для 87% взаимодействий/. В этом случае $\bar{\delta} = 0,54 \div 0,66$ и для средней энергии нуклона в л.с. получаются оценки

х/ Ошибки в таблице были непосредственно вычислены только для суммарных средних чисел. По полученным значениям, с учетом наблюдаемого числа γ -квантов, оценивались затем ошибки для величин, соответствующих каждой кратности.

xx/ В соответствии с принятой в настоящее время феноменологической классификацией, к периферическим взаимодействиям относятся те, которые сопровождаются малой потерей энергии и сильной анизотропией вторичных частиц. С этой точки зрения в разряд периферических могут попасть и многие из обсуждаемых неодномезонных взаимодействий. В частности, в связи с этим можно указать, что для взаимодействий с $M_t > 0,300$ Бэв/с² в с.ц.и. угловое распределение π^- -мезонов оказывается анизотропным.

Таблица УШ

	События $c M_t \leq 0,3 \frac{\text{Бэв}}{\text{с}^2}$	События $c M_t > 0,3 \frac{\text{Бэв}}{\text{с}^2}$	Сумма
Общее число случаев	38	21	59
Число случаев, измеренных П-мезон с имп. <i>Рлаб > 3,0 Бэв/с</i>	19	5	24
средний импульс П-мезона в л.с.к.	$2,6 \pm 0,3$	$1,3 \pm 0,2$	$2,0 \pm 0,2$

Таблица IX

E_{π^-}	2,0 Бэв	3,0 Бэв	5,0 Бэв
$\frac{N_{2''}}{N_{4''}}$	$1,4 \pm 0,3$	$2,6 \pm 0,8$	$3,2 \pm 1,3$

Таблица X

множественность	$M_t (\text{Бэв}/\text{с}^2)$ вычислено только по заряженным вторичн. частицам		$M_t (\text{Бэв}/\text{с}^2)$ вычислено с учетом вклада от П-мезонов		$\bar{\delta}$	
	<i>min</i>	<i>max</i>	<i>min</i>	<i>max</i>	<i>min</i>	<i>max</i>
2	0,18	0,41	$0,30 \pm 0,06$	$0,44 \pm 0,06$	$0,32 \pm 0,06$	$0,47 \pm 0,06$
4	0,36	0,53	$0,54 \pm 0,12$	$0,59 \pm 0,09$	$0,57 \pm 0,13$	$0,63 \pm 0,09$
6,8	0,49	0,58	$0,71 \pm 0,30$	$0,80 \pm 0,30$	$0,76 \pm 0,32$	$0,85 \pm 0,32$
2,4,6,8	0,30	0,48	$0,44 \pm 0,06$	$0,54 \pm 0,05$	$0,47 \pm 0,07$	$0,57 \pm 0,05$

$\bar{E}_{\text{лаб.р}} = /1,2 \div 1,8/ \text{ Бэв}$, если считать, что для нуклонов $\bar{p}_1 = /0,31 \div 0,47/ \text{ Бэв/с}$. Интересно в связи с этим отметить, что энергия нуклона, который после взаимодействия останавливается в с.п.и., $E_{\text{лаб}} \approx 2,0 \text{ Бэв}$.

Известно /см., например /34/, /35/ /, что при взаимодействии быстрого протона с протоном потери энергии $\bar{\delta}_{pp} = 0,4$, т.е. во всяком случае не превышают величину потерь энергии при столкновении быстрого протона с π^- -мезоном / $\delta_{p\pi} = 0,47 + 0,57/$. Если грубо представить себе каждый из нуклонов состоящим из некоторого "керна" и π^- -мезонной оболочки, то указанное обстоятельство можно было бы понять, если бы основную роль играли столкновения типа "оболочка" - "кern" и практически не имели места столкновения типа "кern" - "кern", приводящие, естественно, к большим потерям энергии / см. также /36/ /. Уточнение указанной грубой картины требует дальнейших исследований.

В заключение авторы выражают благодарность В.И. Векслеру за интерес к работе и полезные советы, Д.С. Чернавскому за обсуждение полученных результатов, М.Я. Данышу за участие в разработке методики ионизационных измерений и полезные дискуссии, коллективу отдела синхротрона за проведение облучений, а также коллективу лаборантов, участвовавших в измерениях и расчетах.

При проведении работы большую помощь оказал Ю.А. Смородин, которому авторы выражают глубокую благодарность.

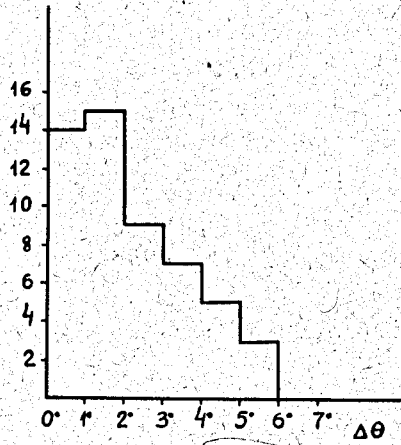
Л и т е р а т у р а

1. Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High Energy Physics at Rochester
2. Ван Ган-чан; М.И. Соловьев, Ю.Н. Шкобин. ПТЭ, 1, 41, 1959.
3. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, Дин Да-пао, В.Г. Иванов, Ю.В. Катышев, Е.Н. Кладницкая, Л.А. Кулюкина, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, С.З. Отвиновский, М.И. Соловьев, Р. Сосновский, М.Д. Шафранов. ЖЭТФ, 38, 426 /1960/.
4. Г.А. Блинов, Ю.С. Крестников, М.Ф. Ломанов. ЖЭТФ, 31, 762 /1956/.
5. Н.Г. Биргер, Ю.А. Смородин. ЖЭТФ, 36, 1159 /1959/.
6. А.С. Вовенко, Б.А. Кулаков, А.Л. Любимов, Ю.А. Матуленко, И.А. Савин, Е.В. Смирнов, М.Д. Шафранов. Proc. 1960 Ann. Inter. Conf. on High Energy Phys. Rochester.

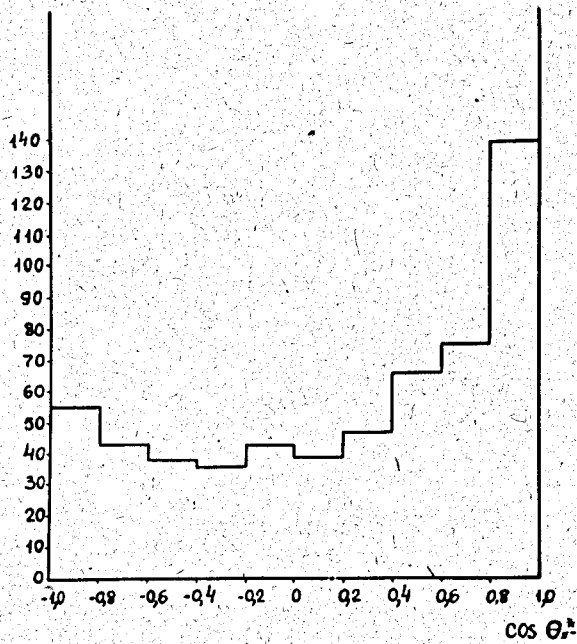
7. R.G.Thomas. Phys. Rev. 120,1015 (1960).
- 8.G.Maenchen CERN Simposium (1958).
9. K.C.Banddel, Ч.А.Востик, В.И.Мoyer, Р.В.Валласе, N.F.Wikner. Phys. Rev. 99, 673 (1955).
10. В.С. Барашенков. Препринт ОИЯИ, Р-509 /1960/.
11. Т.Зовен, М.Дикорато, У.Н.Мооре, Г.Тяглияфери. Nuovo Cimento 9, 908 (1958).
12. N.F.Wikner, Ч.А.Востик, В.И.Мoyer. Bull. Am.Phys.Soc. 1, 252 (1956).
13. Н.М. Кочарян, Г.С. Саакян, З.А. Киракосян, ЖЭТФ, 35, 1335 /1958/.
14. I.V.Cumming, G.Friedlander, С.Е.Сwartz. Phys. Rev. 111, 1386 (1958).
15. N.Horwitz, I.I.Murrey. Phys.Rev. 117, 1361 (1960).
16. В.А. Беляков, Ван Шу-фень, В.В. Глаголев, Н. Далхажав, Р.М. Лебедев, Н.Н. Мельникова, В.А. Никитин, В. Петржилка, В.А. Свиридов, М. Сук, К.Д. Толстов ЖЭТФ, 39, 937 /1960/.
17. В.С. Барашенков. Препринт ОИЯИ, Р-540 /1960/.
18. В.М. Максименко. Диссертация, ОИЯИ /1960/.
19. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, В.И. Векслер, И. Врана, Дин Да-пао, В.Г. Иванов, Е.Н. Кладникая, А.А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Соловьев, Чен Лин-янь, ЖЭТФ, 40, 464 /1961/.
20. М.И. Дымент, Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ, Р-581 /1960/.
21. Н.А. Перфилов, Ю.И. Крестников. ЖЭТФ, 40, 400 /1960/.
R.McKeague. Proc.Roy. Soc. 236, 104 (1956).
22. А.П. Жданов, П.И. Федотов. ЖЭТФ, 37, 104 /1956/, а также частное сообщение П.И. Федотова /будет опубликовано/.
23. G.F.Chew, F.E.Low. Phys Rev. 113, 1640 (1959).
24. F.Selleri. Phys. Rev. Lett. 6, 64 (1960).
25. И.М. Граменицкий, И.М. Дремин, Д.С. Чернавский. ЖЭТФ /в печати/.
26. I.Derado. Nuovo Cimento 15, 853 (1960).
27. L.M.Eisberg, W.B.Fowler, R.M.Lea, W.D.Shephard, R.P.Shutt, A.M.Thorndike, W.L.Whittemore. Phys.Rev. 97, 797 (1955).
28. G.Maenchen, W.B.Fowler, W.H.Powell, R.W.Whight. Phys. Rev. 103, 850 (1957).
29. Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 30, 424 /1956/.
30. С.З. Белецкий. ЖЭТФ, 33, 1248 /1957/.
31. В.Н. Стрельцов. Препринт ОИЯИ Д-472 /1959/.

32. C.Grote, U.Krecker, U.Kundt, K.Lanius, G.Manske, H.W.Meier. Nucl. Phys. 24, 300 (1961).
33. W.D.Walker. Phys. Rev. 103, 872 (1957).
34. Т. Вишки, И.М. Граменицкий, З. Корбел, А.А. Номофилов, М.И. Подгорецкий, Л. Роб, В.Н. Стрельцов, Д. Тувдендорж, М.С. Хвастунов. ЖЭТФ / в печати/.
35. R.L.Kalbach, I.Lord, C.H.Tsao. Phys.Rev. 113, 330 (1959).
36. Н.Г. Биргер, Ю.А. Смородин. ЖЭТФ, 37, 1355 /1959/.

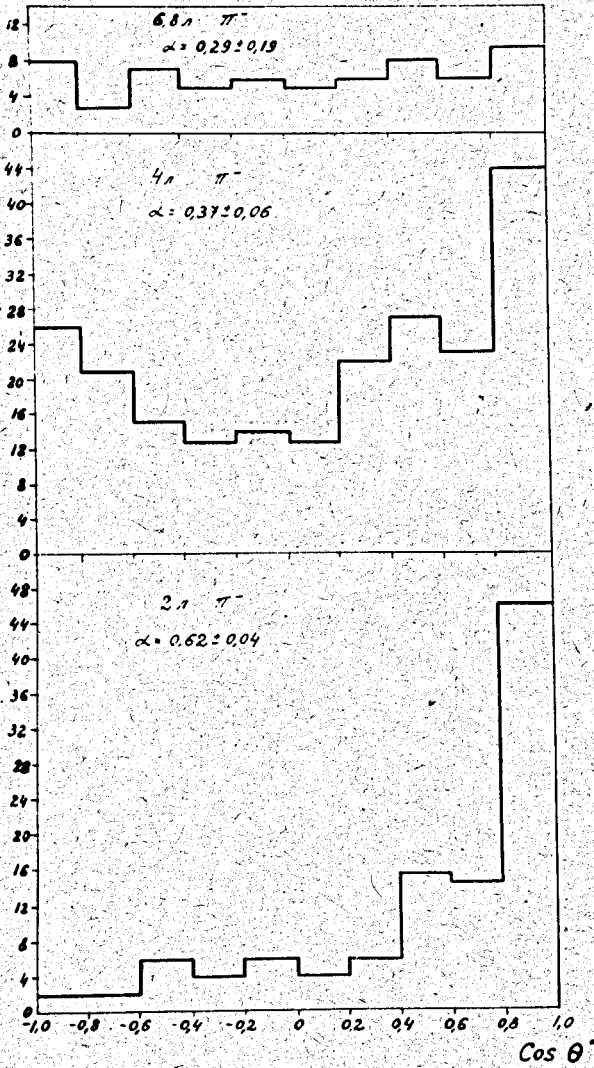
Рукопись поступила в издательский отдел
2 августа 1961 года.



Р и с. 1. Распределение углов между следами электрона и позитрона в наблюдаемых γ -квантах.

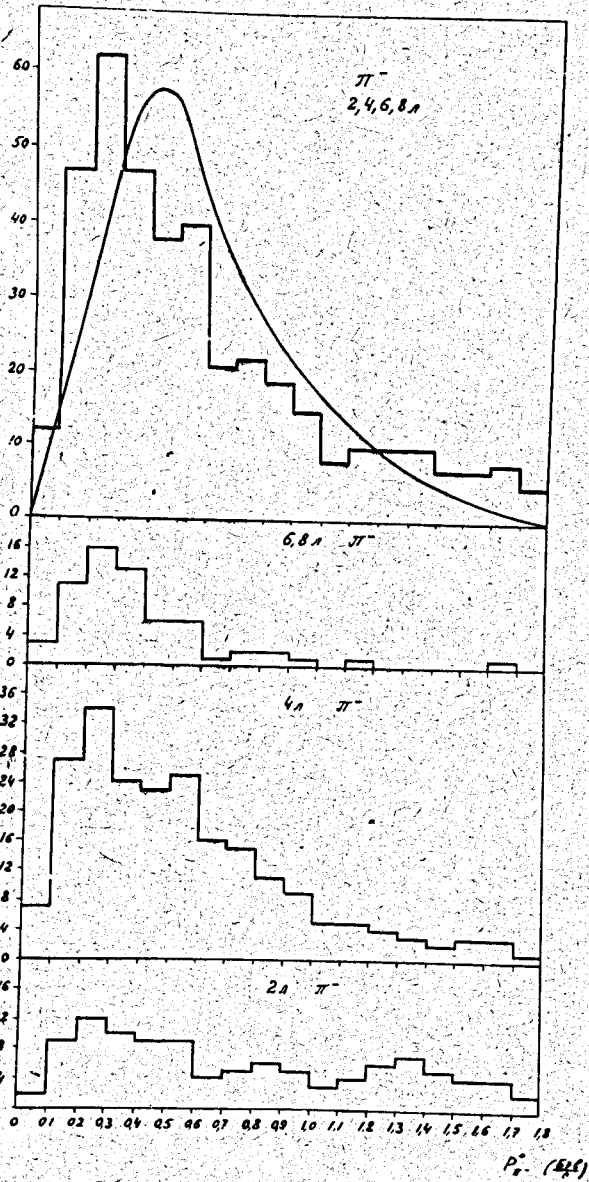


Р и с. 2. Угловое распределение π^- -мезонов в с.п.и из всех π^-p и π^-n -взаимодействий.



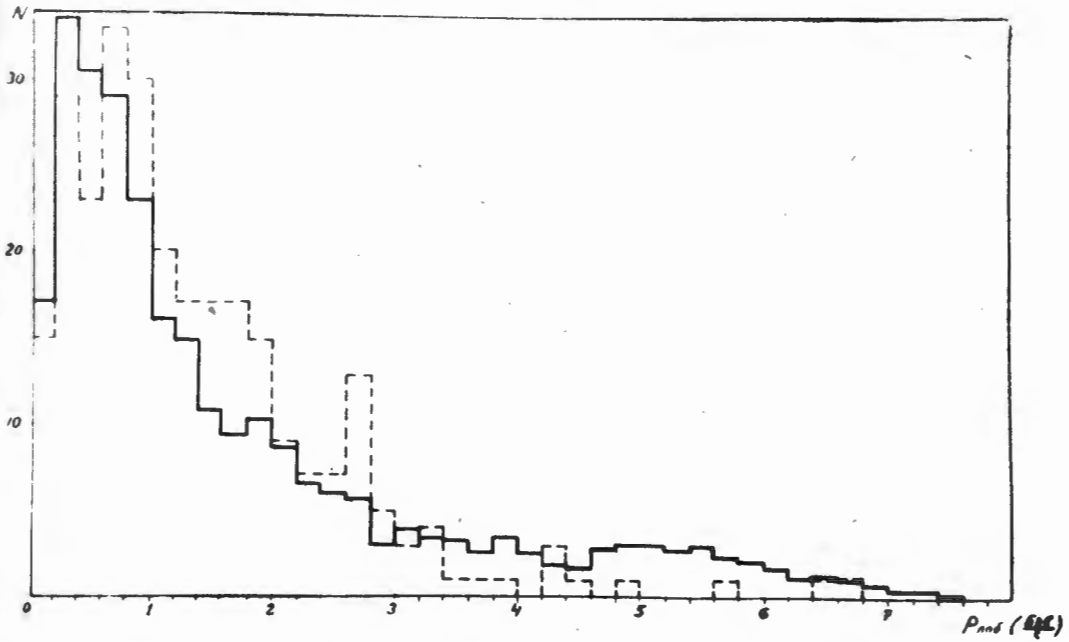
Р и с. 3.

Угловое распределение π^- -мезонов в с.п.и. для взаимодействий разной кратности; $\alpha = \frac{N_2 - N_1}{n_{вз}}$, где N_2 и N_1 - число π^- -мезонов, летящих вперед и назад, соответственно, $n_{вз}$ - число взаимодействий.



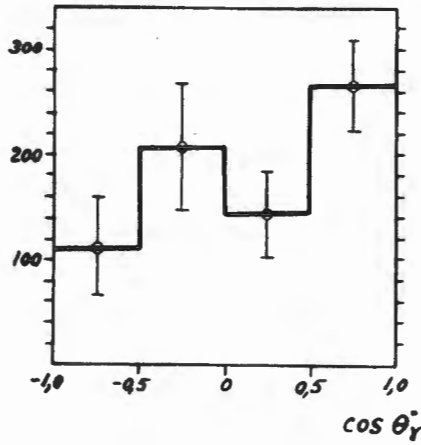
Р и с. 4.

Импульсные распределения π^- -мезонов в с.ц.и. для π^-p - взаимодействий разной кратности. Плавная кривая рассчитана по статистической теории [17].



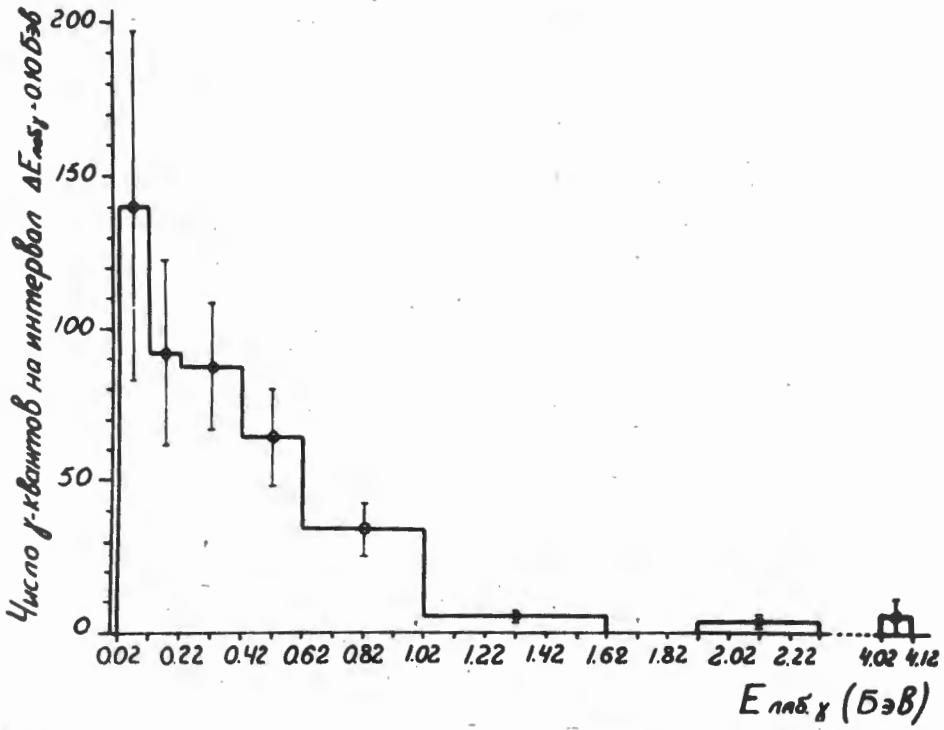
Р и с. 5.

Импульсные распределения π^- -мезонов в л.с.к. из π^-p -взаимодействий. Гистограмма, отмеченная пунктирной линией, — распределение по статистической теории, полученное с помощью таблиц случайных звезд [20].

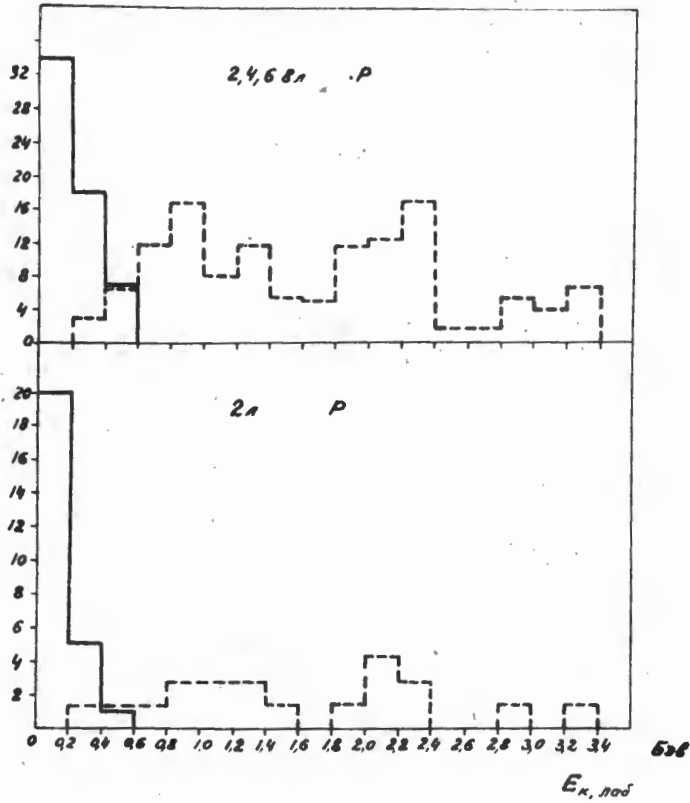


Р и с. 6.

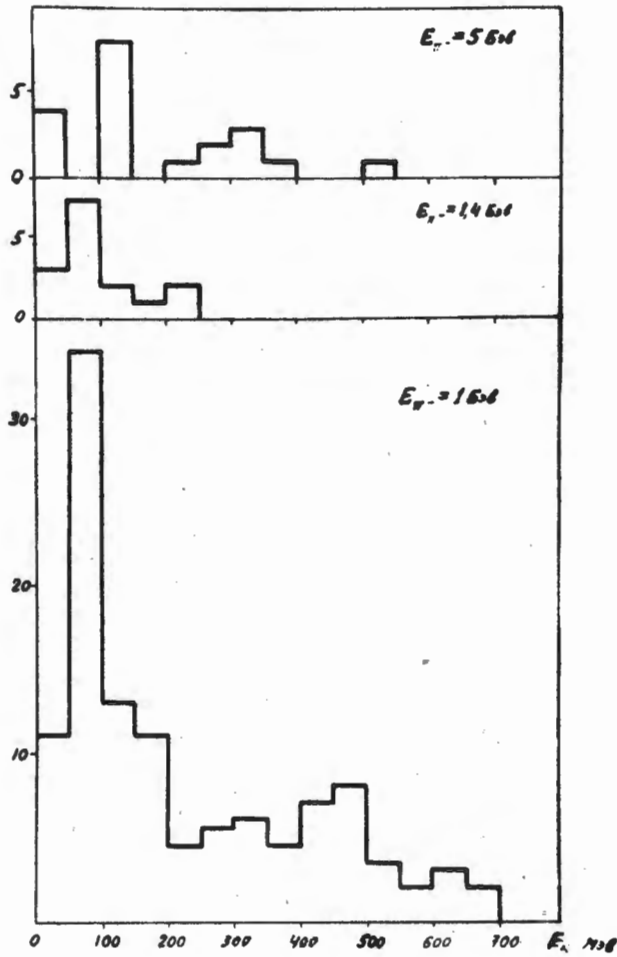
Угловое распределение γ -квантов в с.ц.и. из всех π^+p и π^-p -взаимодействий.



Р и с. 7. Энергетическое распределение γ -квантов в л.с.к. из всех $\pi\pi$ и πp -взаимодействий.



Р и с. 8. Энергетические распределения идентифицированных протонов в л.с.к. из πp -взаимодействий; пунктиром нанесены гистограммы, ожидаемые по статистической теории /таблица случайных звезд /20//.



Р и с. 9.

Энергетическое распределение протонов в л.с.к. для π^-p -взаимодействий при начальной энергии π^- -мезонов 1 Бэв, 1,4 Бэв и 5,0 Бэв. Распределения построены по данным работ /26/, /27/, /28/.

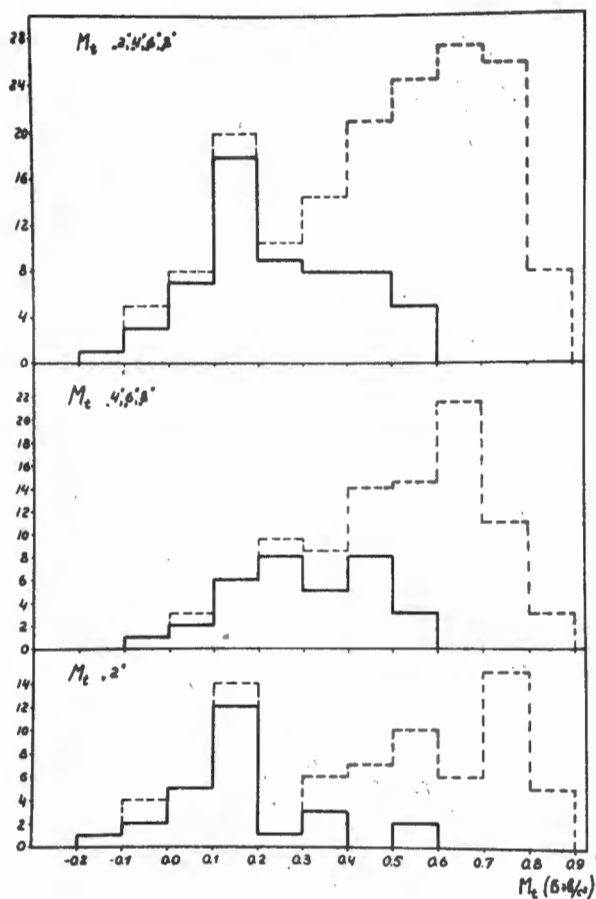
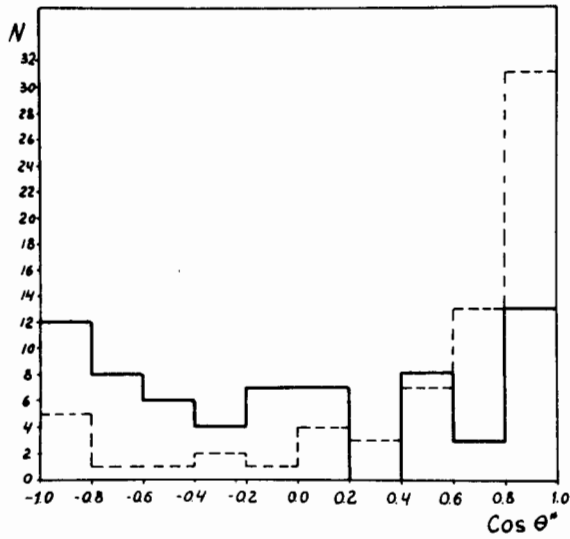
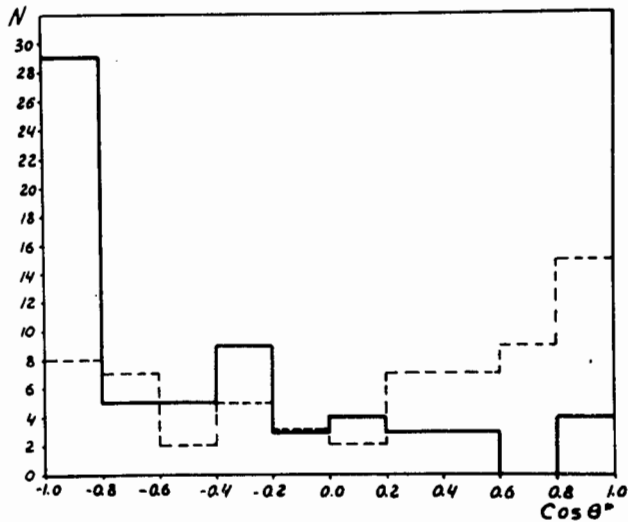


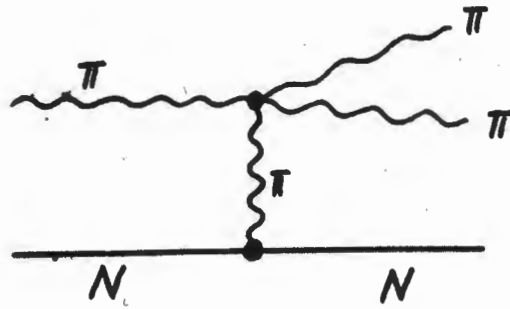
Рис. 10. Распределение по массам мишени M_t π^-p -взаимодействий, в которых среди вторичных частиц идентифицирован протон. Гистограммы, отмеченные пунктирной линией, - события с неизвестной положительной частицей, считавшейся протоном.



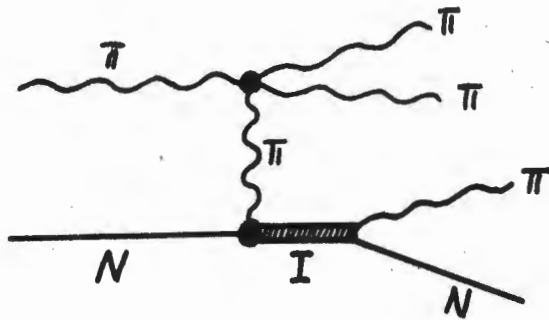
Р и с. 11. Угловое распределение заряженных π -мезонов в системе двух π -мезонов из π^-p_2 -взаимодействий с "массой мишени" $M_t < 0,300$ Бэв/с², вычисленной по идентифицированному протону. Распределение этих же π -мезонов в с.д.и. /система мезон - нуклон/ обозначено пунктирной линией.



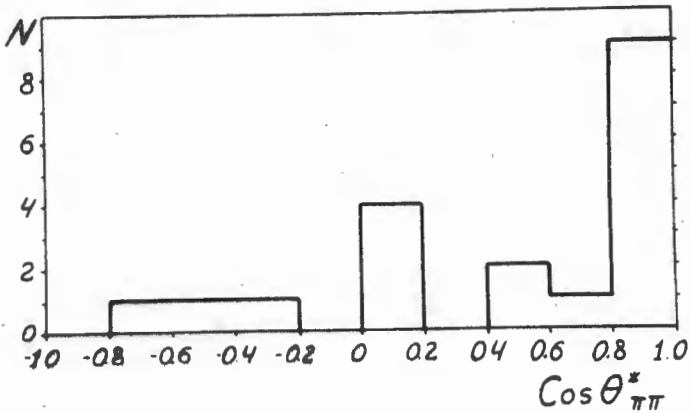
Р и с. 12. Угловое распределение заряженных π -мезонов в системе двух π -мезонов из π^-p -взаимодействий, в которых "масса мишени" M_t , вычисленная по идентифицированному протону, оказалась больше 0,300 Бэв/с². Гистограмма, отмеченная пунктирной линией, - угловое распределение этих же π -мезонов в с.д.и. /система мезон - нуклон/.



Р и с. 13.



Р и с. 14.



Р и с. 15. Угловое распределение π^- -мезонов в $\pi\pi$ -системе из 2-х-лучевых взаимодействий, в которых "масса мишени", определенная по идентифицированному протону, $M_t < 0,300 \text{ Бэв}/c^2$.