

Б-399

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Nucl. Phys., 1968,
v. 136, № 2, 373-389



P1 - 3563

Г.Г. Безногих, Н.Ф. Трускова, Б.А. Шахбазян

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π^- -МЕЗОНОВ С НУКЛОНАМИ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 3,85 ГЭВ/С

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

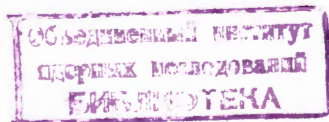
1967.

P1 - 3563

Г.Г. Безногих, Н.Ф. Трускова, Б.А. Шахбазян

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π^- -МЕЗОНОВ С НУКЛОНАМИ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 3,85 ГЭВ/С

Направлено в Nucl. Phys.



5465/3 кр.

В в е д е н и е

Взаимодействие π -мезонов с протонами подробно изучено в широком диапазоне энергий разными методами и, в первую очередь, в водородных пузырьковых камерах. Однако все еще мало работ посвящено изучению взаимодействий π -нейтрон. Эта проблема тесно связана с процессами когерентного рождения мезонов на ядрах и ядерных подструктурах. Не последнюю роль в этом отставании играют методические трудности. В этом смысле методика ядерных эмульсий в сильных магнитных полях представляется перспективной.

Действительно, применение магнитных полей в сотни килогаусс может снять ограничение на углы погружения следов частиц при измерении их импульсов, а высокая чувствительность к детектированию медленных тяжелых ионов и частиц, возможность идентификации быстрых вторичных частиц по массе и заряду, высокая точность измерения углов, придадут этой методике очевидные преимущества перед другими. При изучении упомянутых процессов даже магнитные поля в 50 кгс дают эмульсионной методике определенные преимущества^{/1/}.

Ниже приведены результаты исследования взаимодействий π^-p и π^-d при импульсе 3,85 Гэв/с в ядерных эмульсиях в магнитных полях порядка 50 кгс.

Эксперимент

Для создания сильного магнитного поля мы воспользовались известной теорией и расчетом электромагнитов и полюсов оптимальной формы^{/2/}.

Магнитное поле создавалось в двух установках. В первой использовался электромагнит с полем 18 кгс в зазоре высотой 50 см. В этот зазор вводились полюса из электротехнической стали формы усеченного конуса с так называемым оптимальным углом при вершине $54^{\circ}44'$ ^{/2/}. Съемные концевые части

полюсов были выполнены из пермендюра. Поле в 48 кгс было получено в цилиндрическом объеме диаметром 80 мм и высотой 26 мм.

Во второй установке поле в зазоре электромагнита достигало 14 кгс. Диаметр наконечников из пермендюра равнялся 180 мм. При высоте зазора 30 мм было получено поле в 40 кгс (рис. 1а и б). Неоднородность поля в обоих случаях была ниже 2%.

В первой установке была облучена стопка из 46 слоев эмульсии НИКФИ-Р размерами $100 \times 100 \times 0,4$ мм³ в пучке π^- -мезонов с импульсом $(3,85 \pm 0,230)$ Гэв/с, а второй – стопка из 64 слоев той же эмульсии размерами $200 \times 100 \times 0,4$ мм³ π^- -мезонами с импульсом $(3,48 \pm 0,052)$ Гэв/с.

Поток π^- -мезонов в первой стопке составлял в среднем $2 \cdot 10^4$ см⁻², а во второй $\approx 1 \cdot 10^4$ см⁻².

Просмотр велся вдоль следа. Из всех найденных звезд события взаимодействия с протонами и нейтронами отбирались по нижеследующим критериям:

1. Отсутствие ядер отдачи.

2. Отсутствие β -электронов распада для событий с четным числом лучей (события типа π^-p). При нечетном числе лучей (события типа π^-n) наличие β -электронов допустимо.

3. Протонов в событии должно быть не более одного, причем он должен быть испущен в переднюю полусферу. Минимальный допустимый пробег протонов был принят равным 400 мк, что практически полностью исключало примесь испарительных протонов.

В каждом из таких событий измерялись угол погружения и плоский угол каждого следа. Серые ($\frac{I}{I_c} \geq 1,6$) и черные следы прослеживались до остановки или выхода из стопки. В случае остановок частицы идентифицировались, и по длине пробега определялись их импульсы. На всех остальных следах с углами погружения $\alpha \leq \alpha_{\text{пред}} = 10^\circ$ координатным методом измерялось многократное рассеяние, а также 2) измерялась ионизация.

Основными методическими вопросами в нашем эксперименте были измерение импульса быстрых частиц и идентификация их по знаку заряда. Относительная погрешность измерения импульса заряженной частицы в эмульсии (НИКФИ-Р) в полях 48 и 40 кгс выражается формулами

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{\sqrt{\theta_{\text{в}}^2}}{\theta_{\text{м}}} = \frac{\Delta p}{p} = \frac{0,52}{\beta \sqrt{\ell}} ; \quad (1)$$

соответственно

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{0,63}{\beta \sqrt{\ell}} ; \quad (2)$$

где $\theta_{\text{м}}$ – угол между касательными к концам следа,

$\theta_{\text{в}}^2$ – среднеквадратичный угол многократного рассеяния на длине ℓ (см),

$$\beta = \frac{v}{c} .$$

Условие надежного определения знака заряда $\gamma \geq 3$ для $\beta = 1$ выполняется при длинах $\ell_1 \geq 25$ мм и $\ell_2 \geq 36$ мм. Следовательно, в непротяженных полях ≈ 50 кгс импульс частицы целесообразнее определять по многократному рассеянию.

Таким образом, необходимо, во-первых, из совокупности измеренных координат следа извлечь, пользуясь кулоновским многократным рассеянием, информацию об импульсе частицы, исключив корректным образом магнитную кривизну, дисторсию обработки и невоспроизводимые шумы. Во-вторых, тот же набор измеренных координат обработать таким образом, чтобы извлечь информацию о магнитной кривизне и знаке заряда, исключив кулоновское рассеяние, невоспроизводимые шумы и дисторсия обработки.

Для решения этих несколько противоречивых задач были разработаны и испытаны четыре различные процедуры^{3,4/}.

1. Метод вторых разностей

Вычислялись вторые разности координат на всех пластинках и среднее арифметическое всей совокупности.

После $4D$ -обрезания находилось среднее алгебраическое оставшихся вторых разностей, которое принималось за магнитное отклонение $d^{(1)}$ на ячейке длиной t . Далее вычислялось среднее арифметическое разностей измеренных вторых разностей и магнитного отклонения. Исключив из полученной величины

среднее значение вторых разностей невоспроизводимых шумов (измеренных на пучковых следах), получали среднее значение вторых разностей кулоновского многократного рассеяния. По найденным величинам вычислялись: 1) $p\beta C + \Delta(p\beta C)$, 2) $pC + \Delta(pC)$, 3) вероятность положительного знака заряда при данном магнитном отклонении $d^{(1)} : P(+ | d^{(1)})$, 4) величины $\rho^{(1)} = \frac{D_3}{D_2}$ и $q^{(1)} = \frac{D_4}{D_2}$.

II. Метод произведений вторых разностей

В работе Д'эспанья^{/4/} предложен метод обработки, позволяющий избежать измерения невоспроизводимых шумов $\bar{k}_{(2)}$ при малых дистрациях. Если учесть наличие магнитной кривизны $d^{(2)}$, то приходим к системе уравнений:

$$\overline{(D_{1j})^2} = \overline{(D_c^{(2)})^2} + \overline{(k_{(2)})^2} + \overline{(d^{(2)})^2} \quad (3)$$

$$\overline{D_{1j} D_{1j+1}} = \frac{1}{4} \overline{(D_c^{(2)})^2} - \frac{2}{3} \overline{(k_{(2)})^2} + \overline{(d^{(2)})^2} \quad (4)$$

$$\overline{D_{1j} D_{1j+2}} = \frac{\overline{(K_{(2)})^2}}{6} + \overline{(d^{(2)})^2}, \quad (5)$$

из которых определяются

$$\overline{d^{(2)}} = 0,25 \sqrt{11 \overline{(D_{1j} + D_{1j+2})^2} + 2 \overline{(D_{1j} + D_{1j+1})^2} - 27 \overline{(D_{1j})^2}} \quad (6)$$

$$\overline{D_c^{(2)}} = 2 \sqrt{0,2 \{ 2 \overline{(D_{1j})^2} + 0,5 \overline{(D_{1j} + D_{1j+1})^2} - \overline{(D_{1j} + D_{1j+2})^2} \}} \quad (7)$$

$$\overline{k_2} = 0,2 \sqrt{6 \{ 2 \overline{(D_{1j})^2} - 2 \overline{(D_{1j} + D_{1j+1})^2} - \overline{(D_{1j} + D_{1j+2})^2} \}}. \quad (8)$$

Здесь i - номер пластинки, j - номер координаты.

$D_{ij}, (D_{ij} + D_{ij} + 1)$ и т.д. находятся для всей совокупности вторых разностей.

Вновь вычисляются 1) $\rho \beta C \pm \Delta \rho \beta C$, 2) $\rho C \pm \Delta (\rho C)$, 3) $P(+|d^{(2)})$,
4) $\rho^{(2)}$ и $q^{(2)}$.

III . Метод высших разностей

Основываясь на работе /4/, можно вычислить искомые величины $d^{(3)}, \bar{D}_c^{(3)}, \bar{k}^{(3)}$ для случая наличия магнитной кривизны с помощью третьих и четвертых разностей координат. Из найденной системы уравнений

$$(D_{ij})^2 = (D_c^{(3)})^2 + (k^{(3)})^2 + (d^{(3)})^2 \quad (9)$$

$$(D_{ij}^{III})^2 = \frac{3}{2} (D_c^{(3)})^2 + \frac{10}{3} (k^{(3)})^2 \quad (10)$$

$$(D_{ij}^{IV})^2 = 4 (D_c^{(3)})^2 + \frac{35}{3} (k^{(3)})^2 \quad (11)$$

вычисляются

$$d^{(3)} = 1,25 \sqrt{D_{ij}^2} + 0,44 (D_{ij}^{IV})^2 - 1,84 (D_{ij}^{III})^2 \quad (12)$$

$$D_c^{(3)} = \sqrt{2,8 (D_{ij}^{III})^2 - 0,8 (D_{ij}^{IV})^2} \quad (13)$$

$$k^{(3)} = 0,2 \sqrt{9 (D_{ij}^{IV})^2 - 24 (D_{ij}^{III})^2} \quad (14)$$

Как и ранее вычисляются 1) $\rho\beta C \pm \Delta(\rho\beta C)$, 2) $\rho C \pm \Delta(\rho C)$
 3) $P(+|d^{(3)})$, 4) $\rho^{(3)}$ и $q^{(3)}$.

Во втором и третьем методах магнитным отклонениям приписывался знак, полученный в первом методе.

Мы предприняли несколько проверок для оценки применимости перечисленных процедур.

Во-первых, мы сравнили измеренные на пучковых следах средние значения вторых разностей невоспроизводимых шумов с вычисленными вторым и третьим способами. Результаты совпадают в пределах погрешностей (таблица 1).

Т а б л и ц а 1

К (мк)	Длина ячейки в микронах		
	500	1000	1500
$\overline{k^{(1)}}$	$0,12 \pm 0,03$	$0,19 \pm 0,04$	$0,30 \pm 0,05$
$\overline{k^{(2)}}$	$0,14 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,02$	$0,32 \pm 0,03$
$\overline{k^{(3)}}$	$0,14 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,03$	$0,28 \pm 0,03$

Во-вторых, вычисленное значение константы рассеяния при $t=1000$ мк,
 $K = 25,5 \pm 2,0$ близко к известному для эмульсий НИКФИ-Р значению.

В-третьих, вычислены тремя способами ρC и $\rho\beta C$ для пучковых следов. Результаты сведены в таблицу 2.

Т а б л и ц а 2

t (мк)	$\rho C^{(1)}$ (ГэВ)	$\rho \beta C^{(1)}$ (ГэВ)	$\rho C^{(2)}$ (ГэВ)	$\rho \beta C^{(2)}$ (ГэВ)	$\rho C^{(3)}$ (ГэВ)	$\rho \beta C^{(3)}$ (ГэВ)
500	$-3,82 \pm 0,20$	$3,00 \pm 0,20$	$-3,46 \pm 0,10$	$3,50 \pm 0,09$	$-3,00 \pm 0,04$	$3,15 \pm 0,08$
	(1,00)	(1,00)	(0,50)	(0,60)	(0,20)	(0,51)
1000	$-3,86 \pm 0,24$	$3,77 \pm 0,15$	$-5,34 \pm 0,16$	$3,88 \pm 0,09$	$-3,80 \pm 0,09$	$3,50 \pm 0,08$
	(1,26)	(0,80)	(0,95)	(0,55)	(0,54)	(0,56)
1500	$-3,93 \pm 0,20$	$3,92 \pm 0,20$	$-3,79 \pm 0,18$	$3,64 \pm 0,100$	$-4,42 \pm 0,10$	$3,70 \pm 0,08$
	(1,10)	(1,00)	(0,47)	(0,67)	(0,82)	(0,54)

В скобках даны стандартные отклонения для одного измерения.

Вероятность положительного знака заряда на всех следах оказалась близкой к нулю.

Первый метод надежнее двух остальных. Это связано с тем, что с повышением порядка разностей координат или моментов отношение сигнала к шуму убывает, причем медленнее, когда используются независимые разности. Надежные результаты этими способами можно получить для медленных частиц и больших для ячеек.

Мы пользовались преимущественно результатами, полученными первым способом.

В тех случаях, когда все три способа приводили к совпадающим в пределах одного стандартного отклонения результатам, бралось среднее взвешенное. Вышеизложенные расчеты выполнялись на ЭВМ при помощи созданной программы.

IV . Метод первых разностей

Трудности, связанные с высшими разностями и моментами, привели к поиску способа определения импульса в магнитных полях методом первых разностей^{/5/}.

Результаты для пучковых следов приведены в таблице 3.

Т а б л и ц а 3

t (мк)	500	1000
$\rho_{\text{ЭВ}}^{pC^{(+)}}$	$-3,97 \pm 0,19$	$-3,77 \pm 0,31$

Отрицательные знаки при ρ_{C} в таблицах 2 и 3 соответствуют отрицательному знаку заряда первичных π^- -мезонов.

Измерения многократного рассеяния велись на максимально возможной длине и прекращались на расстоянии 1 см от кромки пластинки. Помимо обеспечения высокой статистической точности (до 8%) измерения ρ_{C} и высокой надежности определения знака заряда ($l > 30$ мм, как правило), эта процедура вела к эффективному усреднению дисторсий по пластинкам, пересекаемым треком. Отметим, что специальные измерения вектора дисторсии K_2 дали для рабочей области слоев значения, редко превышавшие 10 мк.

Корректность всей процедуры в целом для правильного и надежного определения знака заряда вторичных частиц с углами погружения следов $\leq 10^\circ$ следует из сопоставления ожидаемых и измеренных значений отношения

$$\delta = \frac{N_{\pi^-}}{N_{\pi^+} + N_{\pi^-}} \quad (15)$$

для 2-, 4- и 3-лучевых событий (таблица 4).

Т а б л и ц а 4

№	2	4	3
δ ожд.	1,00	1,00	2,00
δ изм.	$\frac{108}{113} = 0,96 \pm 0,13$	$\frac{65}{69} = 0,94 \pm 0,17$	$\frac{110}{52} = 2,12 \pm 0,34$

Ограниченные размеры стопок для останавливающихся частиц учитывались путем введения поправок на геометрическую эффективность их регистрации ϵ . Вес $G = \epsilon^{-1}$ вычислялся по формуле:

$$G = \frac{360^{\circ}}{\Psi^{\circ}} \frac{L}{L - R \cos \theta}, \quad (18)$$

где R - пробег частицы до остановки, θ - полярный угол вылета частицы, L - длина просматриваемой области вдоль пучка, Ψ° - часть азимутального угла в градусах, в пределах которого конец радиуса вектора длиной $R \sin \theta$ с центром на пучковом следе, вызвавшем данное событие, не выходит за пределы стопки. Веса следов быстрых вторичных частиц с $\alpha \leq 10^{\circ}$ вычислялись по формуле:

$$G = \frac{\pi/2}{\arcsin \frac{\sin 10^{\circ}}{\sin \theta}} \quad (17)$$

Результаты.

Распределение по множественности

На полной длине 1704 м просмотренных следов найдено 518 нуклоноподобных событий. Те из них, в которых измерялись импульсы частиц, подвергались анализу по критерию "массы мишени".

Распределения по множественности и по вероятностям количества лучей в звезде^{1/8/} приведены в таблице 5. $N_{\text{изм}}$ - число следов в звезде, на которых измерен импульс частицы.

Т а б л и ц а 5

а.	2		4	6	8	5	7	Σ а.
	Упругое и квази- упр.	Не- упругие						
Найдено в про- смотре	45	159(12)	96(5)	13	137(9)	33(9)	(1)	483(36) 519
W ожд.		0,70	0,21	0,02	0,53	0,08		
W эксп.		0,60± ±0,06	0,30± ±0,06	0,04± ±0,01	0,49± ±0,09	0,12± ±0,04		
N _{нзм} ≥ 1 Не проти- воречит законам сохранения	20	133	79	12	110	29		383
W эксп.		0,60± ±0,07	0,32± ±0,13	0,05± ±0,01	0,48± ±0,10	0,13± ±0,05		
Противо- речит зако- нам сохра- ния	12		5		9	9	1	36

Согласие с ожидаемыми величинами для близких энергий, которые для π^-p взаимодействий включают данные, полученные, как в водородных, так и в пропановых пузырьковых камерах, а π^-a - в фотоэмульсиях и пропановых камерах, удовлетворительно.

Упругое и квазиупругое рассеяние

Все двухлучевые события подвергались анализу по кинематике упругого и квазиупругого рассеяния. Проверялось соответствие зависимостям $(\theta_{\pi} - \theta_p)$, $(\theta_{\pi} - \varphi_{\pi})$, $(\theta_p - \varphi_p)$ с привлечением информации по ионизации и знаку заряда частиц. Всего выделено 45 событий упругих и квазиупругих взаимодействий $\pi^- p$. Угловые и импульсные распределения в с.д.м. приведены на рис. 2. Дифракционный характер рассеяния проявляется даже при столь бедной статистике. В импульсном распределении отчетливо виден пик при 1,268 Гэв/с в соответствии с кинематикой упругого рассеяния πp при 3,85 Гэв/с.

Известно^{/6/}, что в $\pi^- p$ взаимодействиях при 3,86 Гэв/с

$$\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}} \cdot 100\% = (19,2 \pm 1,6)\% .$$

В нашем опыте

$$\frac{N_{el}}{N_{tot}} \cdot 100\% = \frac{45}{313} \cdot 100\% = (14,4 \pm 2,3)\% .$$

Учитывая, что в нашу задачу не входило изучение упругого рассеяния $\pi^- p$ и что при просмотре вдоль следа возможны пропуски событий упругого рассеяния под очень малыми углами, близость полученного отношения к ожидаемому можно считать удовлетворительной. Пропуски упругих и квазиупругих событий мы оцениваем в 9,5%.

Неупругие взаимодействия π^- -мезонов с нуклонами

Характер угловых и импульсных распределений вторичных частиц, а также распределения по квадрату четырехмерного переданного нуклому импульса при импульсе первичных частиц в несколько Гэв/с указывает на преимущественно периферическое взаимодействие π^- -мезонов с нуклонами. Естественно поэтому попытаться сопоставить численно результаты эксперимента с предсказаниями периферической модели^{/7/}.

Рассмотрим простейшие диаграммы (рис. 3).

Угловое распределение нуклонов в с.д.м. в полюсном приближении дается формулой:

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta_N} = \frac{1}{4\pi} \frac{G^2}{k^B w^2} \frac{\sigma_{\pi\pi}}{\sigma_{\pi\pi}} \frac{(w-m_\pi)^2}{(\pi m_\pi)^2} \int d\omega^2 P(\omega, m_\pi^2, m_N^2) \cdot \quad (18)$$

$$\cdot \omega P(\omega, m_N^2, \omega^2) \frac{\Delta^2}{(\Delta^2 + m_\pi^2)^2};$$

θ_N - угол рассеяния нуклона в с.д.м.,

w - полная энергия в с.д.м.,

$$\frac{G^2}{4\pi} = 14,$$

m_π - масса π -мезона,

m_N - масса нуклона,

n - число π -мезонов в верхней вершине,

Δ^2 - квадрат переданного импульса, равный

$$\Delta^2 = 2k^B q_2^B \cos \theta_N - 2m_N^2 + 2p_{20}^B q_{20}^B \quad (19)$$

Относительно обозначений см /7/

$$(2.30 - 2.39) \quad (2.18) \quad (2.19).$$

Угловое распределение π -мезонов с.д.м. в полюсном приближении есть:

$$\frac{d\sigma_n}{d \cos \theta_\pi} = 2k^B \frac{(w-m_\pi)^2}{(m_w + (n-1)m_\pi)^2} q_1^B du^2 \frac{d^2 \sigma}{du^2 dt^2};$$

$$\frac{d^2 \sigma}{d u^2 d t^2} = \frac{1}{8\pi} \frac{G^2}{F^2} \frac{q p}{u'} \int_{-1}^{+1} d \cos \theta_2^p \frac{\Delta^2}{(\Delta^2 + m_\pi^2)^2} . \quad (20)$$

$$\int_0^{2\pi} d \phi_2 \omega^2 \frac{k_1^Q}{q} \frac{d \sigma_{\pi\pi}}{d \Omega} (\omega^2, \cos \theta_\pi^Q) .$$

Здесь θ_π - угол вылетающего π -мезона относительно направления импульса падающего π -мезона.

Другие обозначения см в /7/, формулы (2.115), (2.120), (2.122), (2.56), (2.57), (2.58), (2.13).

При вычислении угловых распределений предполагаем, что

$$\sigma_{\pi\pi}(\omega) = \bar{\sigma}_{\pi\pi} = \text{Const} \quad (21)$$

$$\frac{d \sigma_{\pi\pi}}{d \Omega} (\omega^2, \cos \theta_\pi^Q) = \text{Const} \quad (22)$$

Далее методом, использованным в работе /8/, вычисляем зарядовые распределения частиц в π -N-реакциях. Предполагаем сохранение изотопического спина в каждой из диаграмм рис. 3, а также в каждой вершине этих диаграмм.

Умножая вычисленные по формулам (18) и (20) угловые распределения и π -мезонов на соответствующие изотопические коэффициенты, получаем угловые распределения π^+ , π^- , p - в 2- и 3-лучевых звездах в с.п.м.

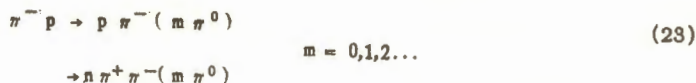
Результаты представлены кривыми на рис. 4 и 6. Заметно резкое распределение протонов назад и плавное возрастание кривой для π^+ -мезонов вперед, что отвечает основным положениям используемой теории.

Однако полученные результаты описывают реальную ситуацию лишь приблизительно, так как кроме постоянства сечений $\sigma_{\pi\pi}(\omega)$ и $\frac{d \sigma_{\pi\pi}}{d \Omega}(\omega^2, \cos \theta_\pi^Q)$ мы предполагаем еще, что диаграммы рис. 1 являются главными диаграммами, и резонансы ρ , ω , N отсутствуют. Ясно, что учет этих возможностей привел

бы к изменению полученных распределений, особенно для распределений π^- -мезонов, летящих под углами 0 и π .

Неупругие взаимодействия π^- -мезонов с протонами. Двухлучевые события

В исследуемую группу входят события из каналов реакций



Угловые, импульсные распределения π^- , π^+ -мезонов и протонов, а также распределения событий по квадрату переданного протону четырехмерного импульса приведены на рис. 4.

Сравнение угловых распределений, полученных в нашем эксперименте (сплошные гистограммы), с соответствующими результатами по двухлучевым звездам, полученным в водородной камере при импульсе налетающего π^- -мезона $4,0 \text{ Гэв}/c^2$ (пунктирные гистограммы), по критерию χ^2 приводят к заключению о совпадении при 13,5%, 11,0% и 5% уровнях значимости для π^- , π^+ и p соответственно. Хорошее согласие имеет также место для коэффициентов асимметрии $A = \frac{F - B}{F + B}$ (таблица 6).

Вместе с тем совпадение с теоретическими распределениями по Δp^2 и $\text{Cov } \theta_p^*$ имеет место только при 1% уровне значимости. Что же касается $\text{Cov } \theta_{\pi^+}^*$, то совместимость распределений имеет место при 1,5% уровне значимости, а для $\text{Cov } \theta_{\pi^-}^*$ совместимости практически нет.

Из вышеприведенного можно прежде всего заключить, что в нашей выборке двухлучевых звезд примесь взаимодействий π^- -мезона со связанными протонами, обладающими большими значениями импульса Ферми, мала. Далее, учет образования резонансов и изобар привел бы к лучшему согласию теории с экспериментом.

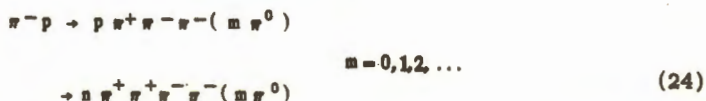
Импульсное распределение протонов в с.д.м. указывает на значительную вероятность двухчастичных процессов с образованием ρ^0 -мезонов. Эта точка зрения подтверждается и угловыми распределениями. Сильная асимметрия π^- -мезонов в угловом распределении π^- -мезонов в с.д.м. может быть объяснена

дифракцией налетающего π^- -мезона на виртуальном мезоне, испускаемом нуклоном/10/. Кроме того известно о существовании тенденции испускания вперед π^- -мезона распада ρ^0 -мезона в его системе покоя. Последнее обстоятельство способствует также значительно более изотропному распределению π^+ -мезонов в с.д.м. Асимметрия распада ρ^0 -мезона приводит также к большей величине среднего значения импульса π^- -мезона по сравнению со средним значением импульса π^+ -мезона (таблица 7, рис. 4).

Выраженная тенденция вылета протонов назад обусловлена периферическим характером πN -взаимодействия при изучаемой энергии.

Четырехлучевые события

В эту группу входят события из каналов реакций



Угловые импульсные распределения вторичных частиц в с.д.м. и распределения по Δ_p^2 по всем множественностям приведены на рис. 5 (сплошные гистограммы). Соответствующие распределения, полученные в водородной камере при 4 Гэв/с/11/, изображены пунктиром. Здесь также не наблюдается расхождений, так что наша выборка 4-лучевых событий повторяет основные черты угловых распределений при взаимодействиях π^- -мезонов с водородом. Из рис. 5 видна тенденция к ослаблению анизотропии угловых распределений и к снижению средних значений импульсов вторичных частиц. По-видимому, объяснение этому следует искать в увеличении роли взаимодействий в конечном состоянии с увеличением множественности.

неупругие взаимодействия π^- -мезонов с ядрами фотоэмальсии

Рассмотрим взаимодействия π^- -мезонов с импульсом 3,85 Гэв/с с ядрами фотоэмальсии без видимого развала ядра. Внешне эти события удовлетворяют

критериям взаимодействия π^- -мезонов с нейтронами. Однако такая выборка может содержать также события когерентного ядерного и кулоновского взаимодействия π^- -мезонов, как с ядрами, так и с подструктурами ядер.

Трехлучевые события

Угловые, импульсные распределения и распределения по квадрату четырехмерного переданного протону импульса приведены на рис. 6 (сплошные гистограммы). Пунктиром нанесены распределения вторичных изотопически-симметричных частиц из реакций^{x)}



изотопически-симметричных изучаемым реакциям



Обращает на себя внимание довольно сильно выраженная асимметрия π^+ -мезонов (рис. 6, таблица 6). На этот факт уже указывалось ранее^{12/}. Можно также на рис. 6 и в таблице 6 проследить тенденцию к большим значениям A по сравнению с экспериментом в водородной камере. Наблюдается расхождение угловых распределений π^+ -мезонов (и соответственно π^- -мезонов из опыта в водородной камере) на 5% уровне значимости по критерию Н.В. Смирнова. Если учесть, что наш эксперимент, в отличие от эксперимента в водородной камере, охватывает также реакции с числом π^0 -мезонов большим одного, то следует ожидать, что расхождение будет иметь место и на более низком уровне значимости.

Объяснить это расхождение одними только процессами когерентного рождения π^- -мезонов на ядрах не удастся, так как уже было показано^{11/}, что сечения этих процессов малы при изучаемой энергии.

x) Авторы выражают признательность лабораториям Аахен-Берлин Бонн-Гамбург-Мюнхен за данные по угловым и импульсным распределениям вторичных частиц, любезно предоставленные в их распоряжение.

Одной из возможных причин такого поведения угловых распределений может явиться процесс когерентного рождения вторичных частиц на подструктурах ядер. Сильно выраженная асимметрия π^+ -мезонов наводит на мысль о возможности когерентных процессов на подструктурах ядер, когда первичная частица "теряет" свою индивидуальность и π^+ -мезоны могут часто испускаться с большими импульсами под малыми углами (см. зачерченную область в импульсном спектре π^+ -мезонов, в которую входят события из первого интервала углового распределения положительных пионов). Сравнение с теорией приводит к выводам, аналогичным полученным для двухлучевых событий.

Многолучевые события

Средние значения величин импульсов, поперечных и продольных импульсов вторичных частиц 5- и 6-лучевых событий приведены в таблице 7. Отчетливо видна тенденция к уменьшению этих величин с увеличением множественности.

Спектр эффективных масс

На рис. 7. приведен суммарный спектр эффективных масс бозонных систем с $Q = -1$ и -2 из событий, содержащих вторичный протон.

Кривая фазовых объемов получена путем усреднения кривых фазовых объемов для каналов реакций

$$\pi^- p \rightarrow p n \pi, \text{ где } n = 2, 3, 4, 5, 6 \quad (27)$$

при $p_{\pi^-} = 3,85$ Гэв/с по зарядовым состояниям и сечениям каналов реакции.

В области массы δ -мезона видна особенность со средним значением массы 974 Мэв.

Авторы выражают благодарность К.Д. Толстову за интерес к работе и И.И. Бударинной за измерения и просмотр.

Таблица 6

№	Вторичные частицы	A_1	A_2
		наш эксперимент	водородная камера
2	π^-	0.494 ± 0.130	0.438 ± 0.013
	π^+	0.186 ± 0.080	0.168 ± 0.010
	p	-0.544 ± 0.170	-0.755 ± 0.029
3	π^-	0.369 ± 0.100	0.123 ± 0.017
	π^+	0.391 ± 0.090	0.268 ± 0.015
	p	-0.798 ± 0.200	-0.607 ± 0.013

Таблица 7

№	Вторичные частицы	\bar{p}^*	\bar{p}_I^*	\bar{p}_{II}^*
		(Мэв/с)	(Мэв/с)	(Мэв/с)
2	π^-	493 ± 44	260 ± 23	318 ± 29
	π^+	398 ± 53	266 ± 35	264 ± 35
	p	824 ± 146	330 ± 58	621 ± 110
4	π^-	335 ± 42	228 ± 29	208 ± 26
	π^+	344 ± 49	219 ± 31	217 ± 31
	p	659 ± 144	341 ± 75	474 ± 103
6	π^-	239 ± 80	209 ± 70	82 ± 27
	π^+	254 ± 73	172 ± 50	183 ± 53
	p	890 ± 363	395 ± 161	724 ± 295
3	π^-	437 ± 46	287 ± 30	269 ± 28
	π^+	396 ± 57	241 ± 34	269 ± 39
	p	883 ± 160	409 ± 74	715 ± 130
5	π^-	381 ± 76	265 ± 53	272 ± 54
	π^+	365 ± 91	289 ± 72	182 ± 45
	p	795 ± 199	366 ± 92	651 ± 163

Л и т е р а т у р а

1. B.A.Shahbasian. Nucl. Phys. B1(1967) 16-20.
2. H.Du Bois. Annalen der Physik. 42(1913) 903.
3. E.A.Lopatina et al. Korpuskularfotographie IV (1963) 485.
4. B.D'espagnat. Comptes Rendus. v.232 N321(1951) 800.
5. B.A.Shahbasian. Proc.Vth.IntrnConf. on Nuclear Photography, Vol.11 CERN N65-4, sect. VII, 34; Prerpint JINR P-1342(1962).
6. B.C. Барашенков и др. Преприят ОИЯИ P-1577, 1964.
7. E.Ferrari and F.Selleri Suppl. Nuovo Cimento v.24 serie 10 N2(1962)453.
8. B.C.Барашенков, Н.Ф.Трускова • Acta Phys.Pol. v.30 N1 (1966) 135.
9. L.Bonár et al. Nuovo Cimento 31 N4(1964) 729.
10. S.Drell and K.Hida. Phys.Rev.Lett. 7 (1961) 199.
11. L.Bondár et al. Nuovo Cimento 31 N3(1963) 485.
12. Б.А.Шахбазян, ОИЯИ. Материалы IX собрания комитета по фотоэмульсионным работам, Дубна, 1963 г., XII Международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г. (Атомиздат, Москва 1966) стр. 159.

Рукопись поступила в издательский отдел

23 октября 1967 года.

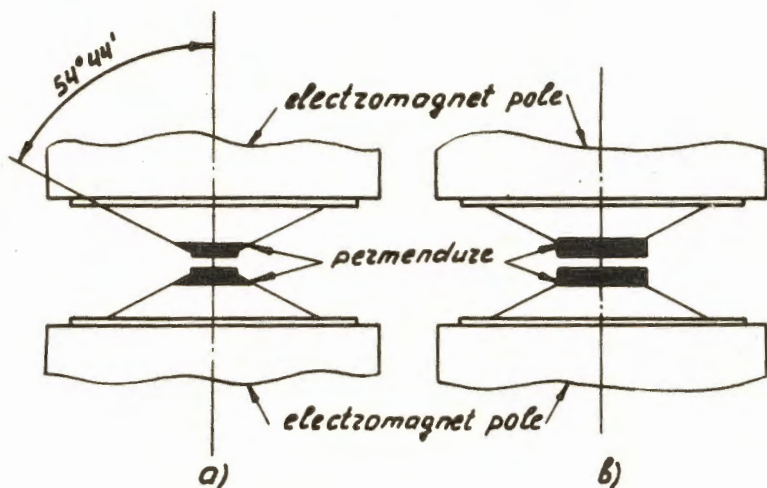


Рис. 1. Эскизы установок для создания сильных магнитных полей: а) $H=48$ кгс, в) 40 кгс.

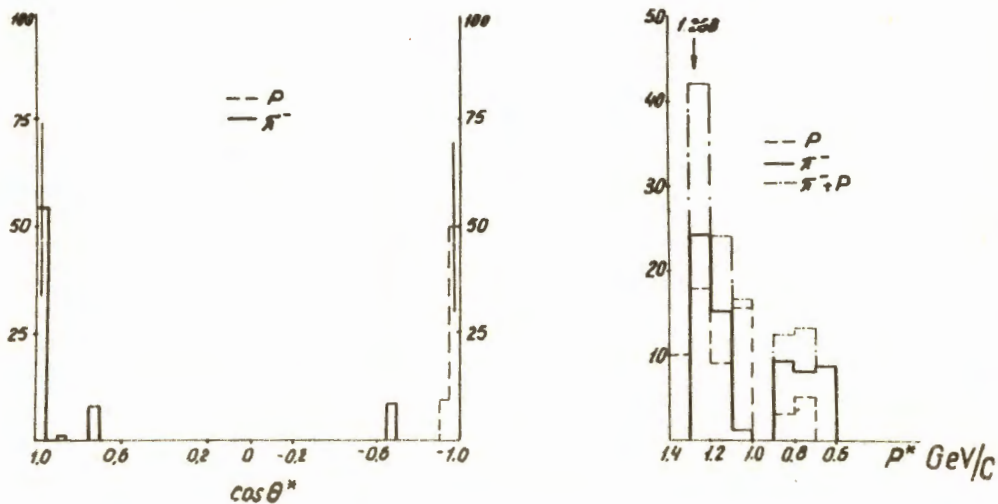


Рис. 2. Угловые и импульсные распределения упругих и квазиупругих событий в с.и.м.

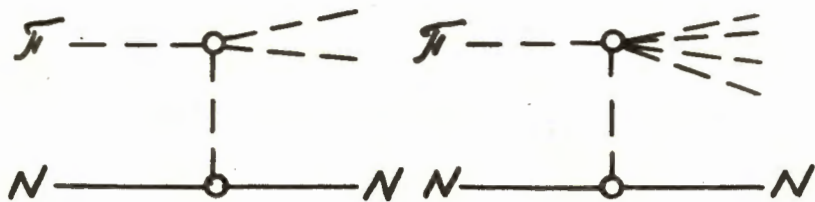


Рис. 3. Периферические диаграммы, учтённые в теории.

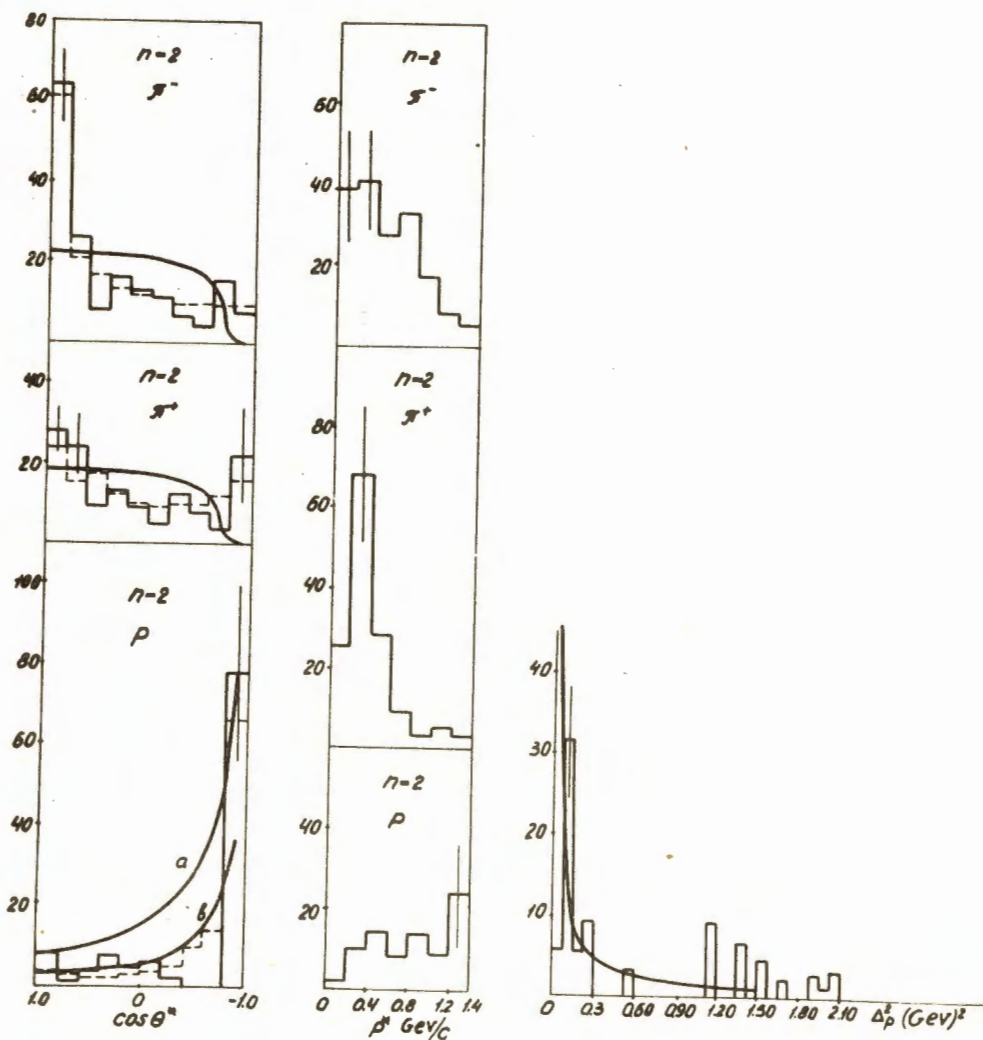


Рис. 4. Угловые и импульсные распределения вторичных частиц для двухлучевых звезд в с.д.м. и распределение по квадрату четырехмерного переданного протону импульса. Кривая "а" нормирована в точке $\cos \theta^* = -0,9$. Кривая "в" нормирована на полное число событий с протонами.

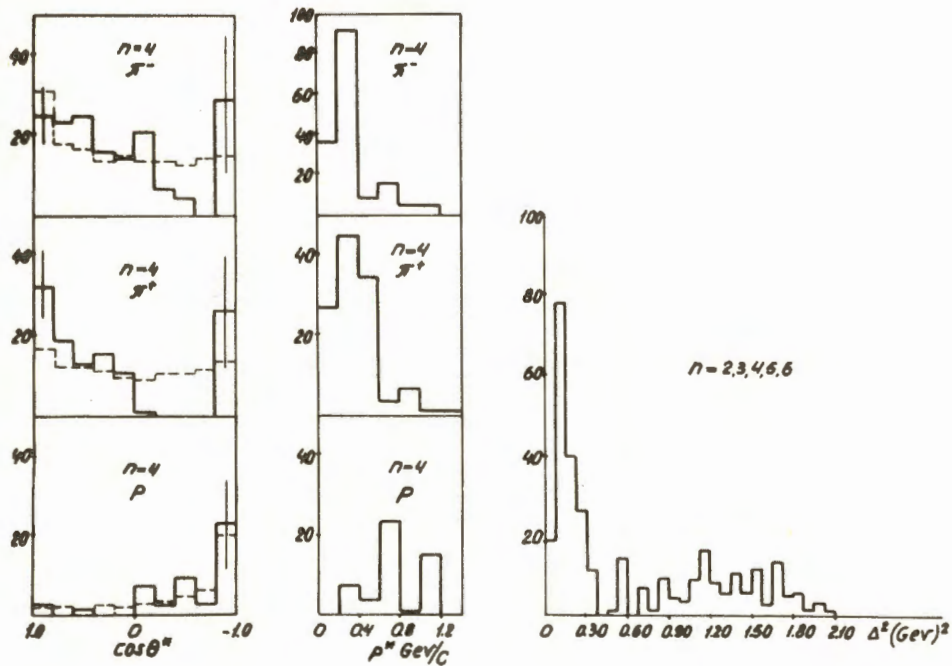


Рис. 5. Угловые и импульсные распределения вторичных частиц в с.ц.м. для четырехлучевых звезд и распределение по квадрату четырехмерного переданного протону импульсу для 2-, 3-, 4-, 5-, 6-лучевых звезд.

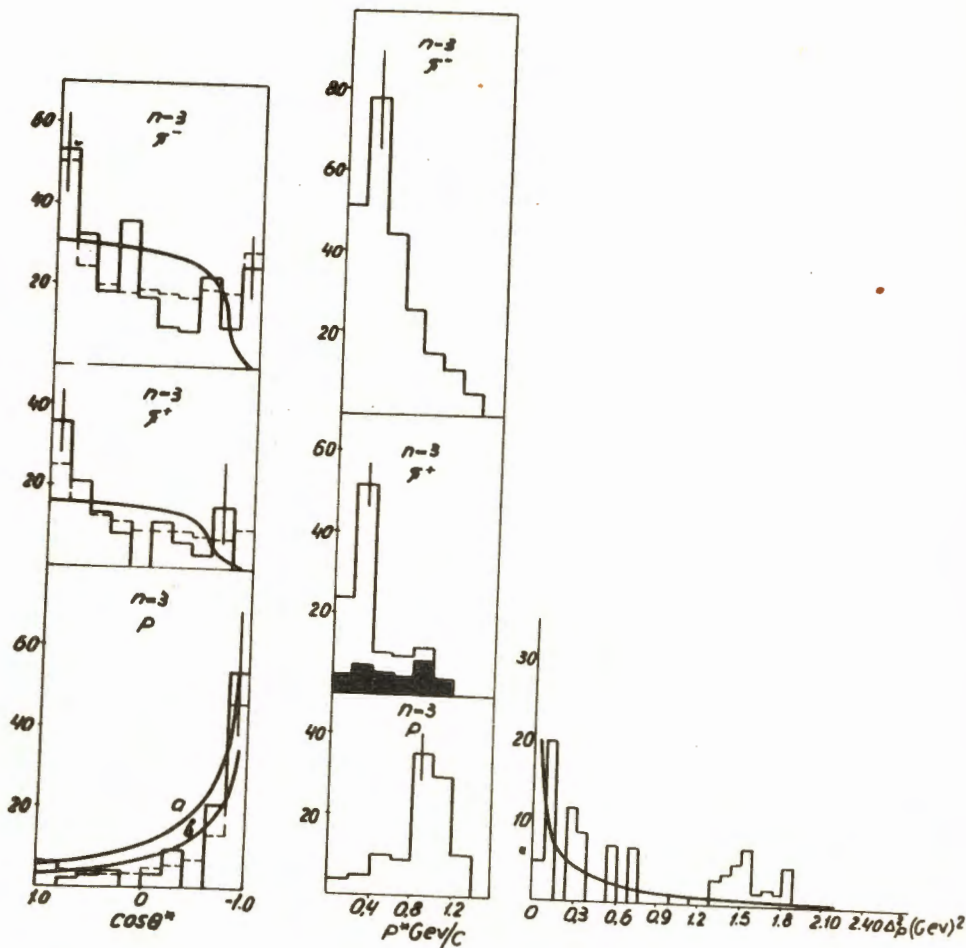


Рис. 6. Угловые и импульсные распределения вторичных частиц в с.ц.м. для трехлучевых звезд. Кривая "а" нормирована в точке $\cos \theta^* = -0,9$; кривая "в" нормирована на полное число событий с протонами.

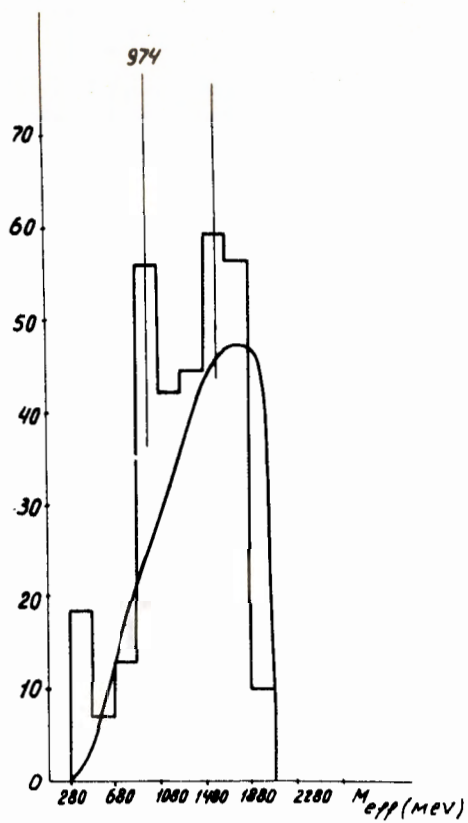


Рис. 7. Распределение событий, содержащих протон по эффективным массам бозонных систем с электрическим зарядом $Q = -1$ и $Q = -2$.