

НУКЛОН-НУКЛОННОЕ И ПИОН-НУКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

В в е д е н и е

Моей задачей является освещение экспериментальных результатов, относящихся к протон-протонным и пион-протонным столкновениям в области больших энергий и сопоставление имеющихся данных с теоретическими представлениями.

Все рассмотрение будет ограничиваться в дальнейшем областью энергии, заключенной в интервале от $1,5 \cdot 10^8$ до 10^9 Бэв.

Выбор нижней границы рассматриваемого интервала обусловлен тем, что при больших энергиях существенную роль начинают играть неупругие процессы.

Верхняя граница совпадает с максимальной энергией частиц, которые могут быть получены на ускорителе в Дубне.

Широкое привлечение данных космического эксперимента не казалось мне целесообразным в связи с большой неоднозначностью, с которой обычно связана трактовка этих опытов.

Во всей рассматриваемой области энергии длины волны де-Бройля во много раз меньше эффективных размеров области взаимодействий. Поэтому упругое рассеяние π -мезонов и нуклонов на нуклонах может дать информацию о структуре этих частиц. Экспериментальные факты, относящиеся к упругим соударениям при высоких энергиях, обычно сопоставляются с так называемой оптической моделью, позволяющей определить величину области взаимодействия частиц и некоторые важные феноменологические характеристики нуклонов. При анализе неупругих соударений до сих пор в качестве теоретической схемы рассматривалась по существу только статистическая теория множественного рождения, развитая Ферми и усовершенствованная

многими теоретиками учетом гидродинамики, введением изобарных состояний, строгим вычислением фазовых объемов с учетом релятивизма частиц и законов сохранения.

Трудность моей задачи усугубляется тем, что ни на конференции 1957 г., ни в прошлом году не проводилось сколько-нибудь подробного обсуждения характерных особенностей, наблюдаемых при экспериментальном исследовании процессов соударения нуклонов с нуклонами и пионов с нуклонами в рассматриваемой области энергий.

Вместе с тем накопление экспериментальных фактов и в частности, новые данные, полученные как в Беркли, так и в Дубне, повидимому, очень существенным для понимания структуры нуклона.

Уже давно была предложена модель, изображающая нуклон в виде плотного ядра с окружающим его относительно рыхлым мезонным облаком. Неоднократно рассматривались различные следствия такой /или близкой к ней/ модели нуклона для процессов соударений нуклонов и π -мезонов с нуклонами /Ястров, Блохинцев, Баряшенков и др., Ито и др./ . Однако, повидимому, только сейчас благодаря новым экспериментальным данным, о которых я буду дальше говорить, и благодаря общему подходу, развитому в работах Чу и Лоу, Померанчука и Окуня, появляется основанная на мезонной теории строгая возможность четкого выделения периферии нуклона и анализа периферических столкновений в области больших энергий. Особое значение для разбираемого нами круга вопросов имеют идеи, высказанные Таммом и плодотворно развитые в работе Дремина и Чернавского.

НУКЛОН НУКЛОННЫЕ СОУДАРЕНИЯ

1. Обзор экспериментальных данных, касающихся p-p и p-n соударений

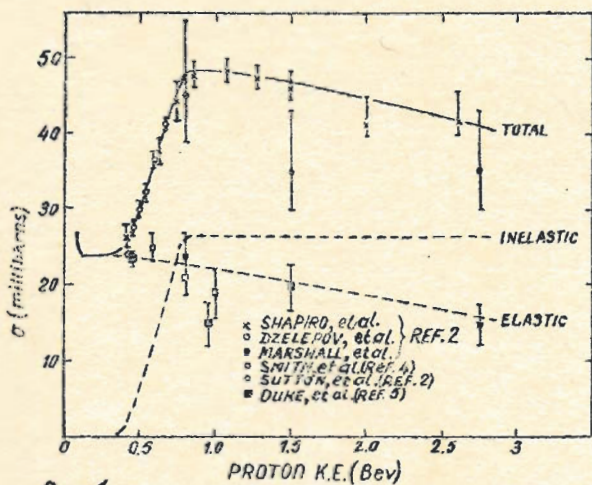
а/ Упругие p-p и p-n соударения

Позвольте начать обзор экспериментальных данных с работы Фаулера и др. [1], в которой был проведен детальный анализ результатов большой группы опытов, осуществленных с помощью разнообразной методики. Эти данные характеризуют интервал энергии от 0,81 Бэв до 2,7 Бэв. Нам будут интересовать количественные характеристики взаимодействия, относящиеся к интервалу 1,5 - 2 Бэв и выше.

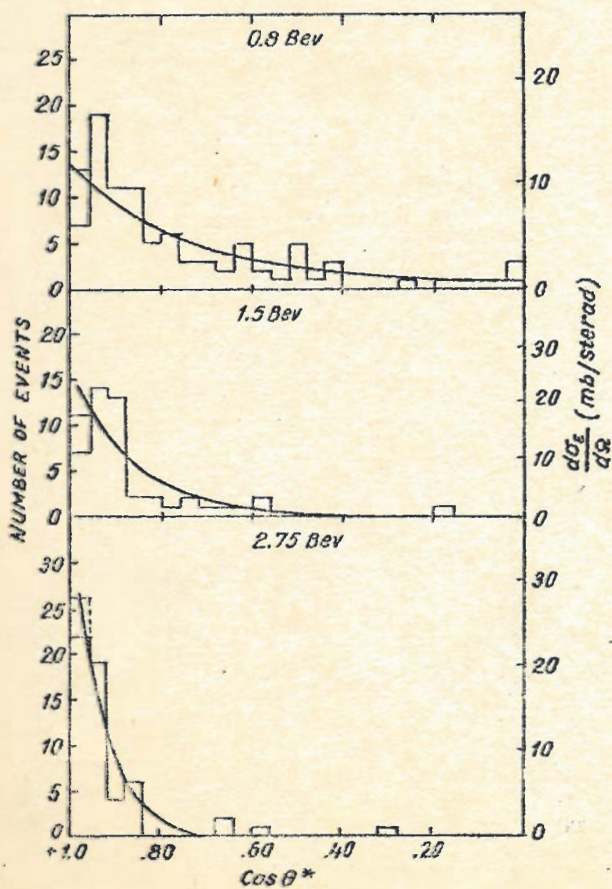
На рис. 1 приведены сводные данные, касающиеся полного сечения неупругих и упругих соударений в указанной выше области энергий.

На рис. 2 приведена гистограмма упругого рассеяния. По оси абсцисс этого рисунка отложен косинус угла в системе центра тяжести, по оси ординат - число случаев. Как видно из рисунка, общее количество случаев, использованных для определения упругого сечения, крайне невелико.

Следующая интересующая нас работа, посвященная упругому рассеянию нуклонов, была проведена Корком и др. [2] на беватроне. С помощью электроники детально изучалось упругое рассеяние в мишенях, помещавшихся на пути пучка протонов, двигающихся в вакуумной камере беватрона. Дифференциальное сечение исследовалось при энергии пучка 2,24 Бэв, 4,40 Бэв и 6,15 Бэв. Данные, полученные в этой работе, сведены в табл. №1.



Puc. 1



Puc. 2

Таблица I

Т Бэв	Θ_0 /град./	$\Theta_{с.т.}$ /град./	$dG/d\Omega$ /мб/стерад/	Стандартное статистиче- ское откло- нение /%/	Общая случай- ная погреш- ность /%/
2.24	5	14.75 ± 0.3	20.8	2.4	5.9
	8	23.6 ± 0.3	11.0	1.8	5.4
	10	29.2 ± 0.25	6.64	2.4	9.2
	15	44.0 ± 0.26	1.12	2.0	8.7
	20	57.6 ± 0.33	0.428	3.1	14
	25	70.3 ± 0.4	0.255	3.0	13.4
	35	93.5 ± 0.4	0.1455	3.3	19.1
4.40	3	10.6 ± 0.4	20.5	1.7	5.3
	4	14.2 ± 0.4	18.3	1.2	7.8
	5	17.5 ± 0.4	12.73	1.2	7.1
	6	21.3 ± 0.4	6.01	1.8	8.6
	7	24.5 ± 0.4	2.96	2.1	11.0
	8	28.5 ± 0.4	1.99	6.6	11.7
	10	37.4 ± 0.4	0.473	7.1	13.4
	15	53.2 ± 0.4	0.100	11.1	29
	20	69.0 ± 0.4	0.0382	21	41
	6.15	1.9	7.6 ± 0.4	27.7	2.25
3		11.6 ± 0.4	24.6	3.1	9.0
4		15.2 ± 0.4	10.1	3.7	13.0
5		20.0 ± 0.4	5.51	3.5	20
5		20.8 ± 0.4	3.06	7.3	23
6		23.6 ± 0.4	1.31	15.6	24
7		27.6 ± 0.4	0.651	7.0	45

Для получения полного сечения упругого рассеяния проводилось интегрирование по всем углам. Дифференциальное сечение под нулем градусов определялось экстраполяцией по оптической теореме. Так как полное сечение σ_t хорошо известно, то нижняя граница амплитуды рассеяния вперед определялась из условия

$$\text{Im } f(0) = \frac{\sigma_t}{4\pi\lambda}$$

Упругое рассеяние протон-протонов при энергии 6,2 Бэв изучалось в работе Кальбаха и др.^[3], опубликованной в 1958 г. Стопка фотоэмульсий Ильфорт G-5 толщиной 600 микрон помещалась в легкий контейнер, устанавливаемый под пучком протонов беватрона. Средняя плотность следов на см² поверхности составляла $4,7 \times 10^5$ протонов. Выделение случаев упругого р-р-рассеяния проводилось методом поиска вторичных протонов, отклоненных от направления пучка. Из найденных 132 случаев рассеяния с помощью обычно принятых критериев /четное число ионизирующих следов, компланарность, кинематика и т.п./ был выделен 31 случай. В этой же работе одновременно было найдено 3063 неупругих соударений. Средняя длина пути для неупругих соударений найдена равной 36,4 см. Сопоставление этих данных показывает, что упругое сечение рассеяния протонов на протонах при энергии 6,2 Бэв.

$$\sigma_c = (8,8 \pm 2,0) \text{ мб}$$

На рис. 3 приведено угловое распределение упругого рассеяния. По оси абсцисс отложены углы в системе центра тяжести. Плавные кривые, приведенные на рисунке, относятся к оптической модели с несколько разными параметрами. В табл. 2 приведены соответствующие дифференциальные сечения в миллибарнах на стерадиан.

Plac. 3

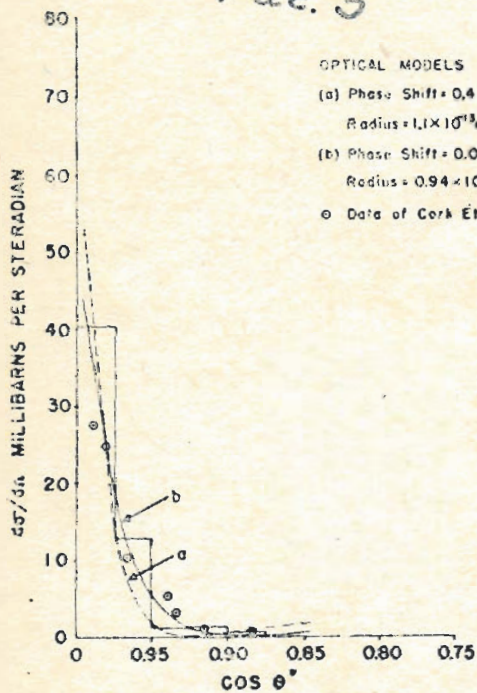


Таблица 2

Поправка углового распределения для эффективности
просмотра

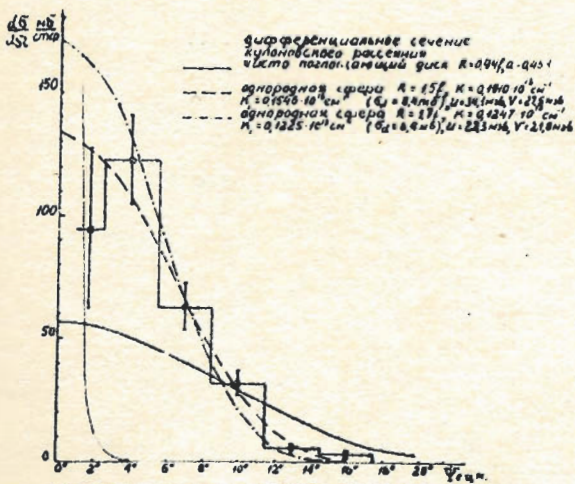
$\cos \theta^*$	Неисправленное : число вторичных : частиц :	Исправленное сечение в мб на стерад. :
1.000-0.975	17.5	40.4
0.975-0.950	8.0	12.7
0.950-0.925	2.0	1.3
0.925-0.900	2.5	1.4
0.900-0.875	1.0	0.6
$0 \leq \cos \theta^* \leq 0.875$	0.0	0.0

Важные новые данные, касающиеся рассеяния протон-протон ~~взаимодействия~~, получены группой физиков /Марков и др./ на синхрофазотроне в Дубне. Исследовалось упругое рассеяние протонов с энергией 8,5 Бэв на свободных протонах фотоэмульсии. В этой работе был использован новый метод, состоящий в облучении пластинок пучком протонов, направленным перпендикулярно плоскости фотоэмульсии. Одним из существенных преимуществ этого метода является возможность значительно увеличить плотность облучения, обеспечив вместе с тем весьма эффективные условия отбора случаев упругих столкновений /эффективность отбора близка к 92%/. Это позволило продвинуться в область значительно меньших углов, чем предельные углы, для которых до сих пор имелись опубликованные данные (до углов $0,2^\circ$ в лабораторной системе, что соответствует 1° в системе центра инерции). Стопка фотопластинок ~~размещенная~~, состоящая из слоев эмульсий типа НИКОМ-Р, толщиной 400 микрон, облучалась внутренним пучком протонов с энергией 8,5 Бэв на синхрофазотроне Объединенного института.

Были тщательно учтены возможные источники погрешностей и набрана удовлетворительная статистика. Из 799 двухлучевых звезд, первоначально отобранных для просмотра, 145 оказалось удовлетворяющими весьма жестким кинематическим критериям. Авторы оценивают примесь квазиупругих соударений не превышающей приблизительно 1%.

Я не буду более останавливаться на описании деталей новой методики, использованной Марковым и др. ^[4] и отослужу интересующихся к оригинальной работе. Сводка важных экспериментальных данных, полученных Марковым и др. ^[4], приведена на рис.4.

Рис. 4



Дифференциальное сечение упругого р-р рассеяния
при энергии 8,5 Бэв в системе центра масс

По оси абсцисс этого рисунка отложены углы в системе центра тяжести, по оси ординат - дифференциальное сечение в миллибарнах на стерадиан. Интегрирование приводит к оценке полного сечения упругого взаимодействия.

$$b_e = (8,6 \pm 0,8) \text{ мб.}$$

Плавные кривые, изображенные на этом рисунке, относятся к различным оптическим моделям.

Исследование упругого рассеяния протон-протоны на ядрах фотоэмульсий методом поиска вдоль следа было проведено в Дубне также Богачевым и др. ^[5] Общее количество случаев упругого рассеяния, выделенное для анализа в этой работе, составляет 27. В этой работе получено качественное согласие с данными предыдущей работы, хотя статистика невелика /рис. 5/.

В работе Престона, ^[6] о которой мы имеем краткое сообщение, изучалось упругое протон-протонное рассеяние при 3 Бэв на малые углы. В этом опыте жидководородная мишень облучалась первичным пучком космического излучения, и протоны, рассеянные на малые углы, детектировались с помощью фотопластинок. Мезоны из неупругих p-p соударений отделялись магнитным полем. Такой метод позволил измерить дифференциальное сечение рассеяния в интервале очень малых углов /0,4 - 4,5°/ в л.с. координат. На рис. 6 приведено дифференциальное сечение рассеяния как функция угла в лабораторной системе. Дифференциальное сечение под нулем градусов определялось по оптической теореме. Подъем кривой в области малых углов связан, по мнению автора, с кулоновским рассеянием. Величина полного сечения упругого (p-p)-рассеяния в работе не определялась.

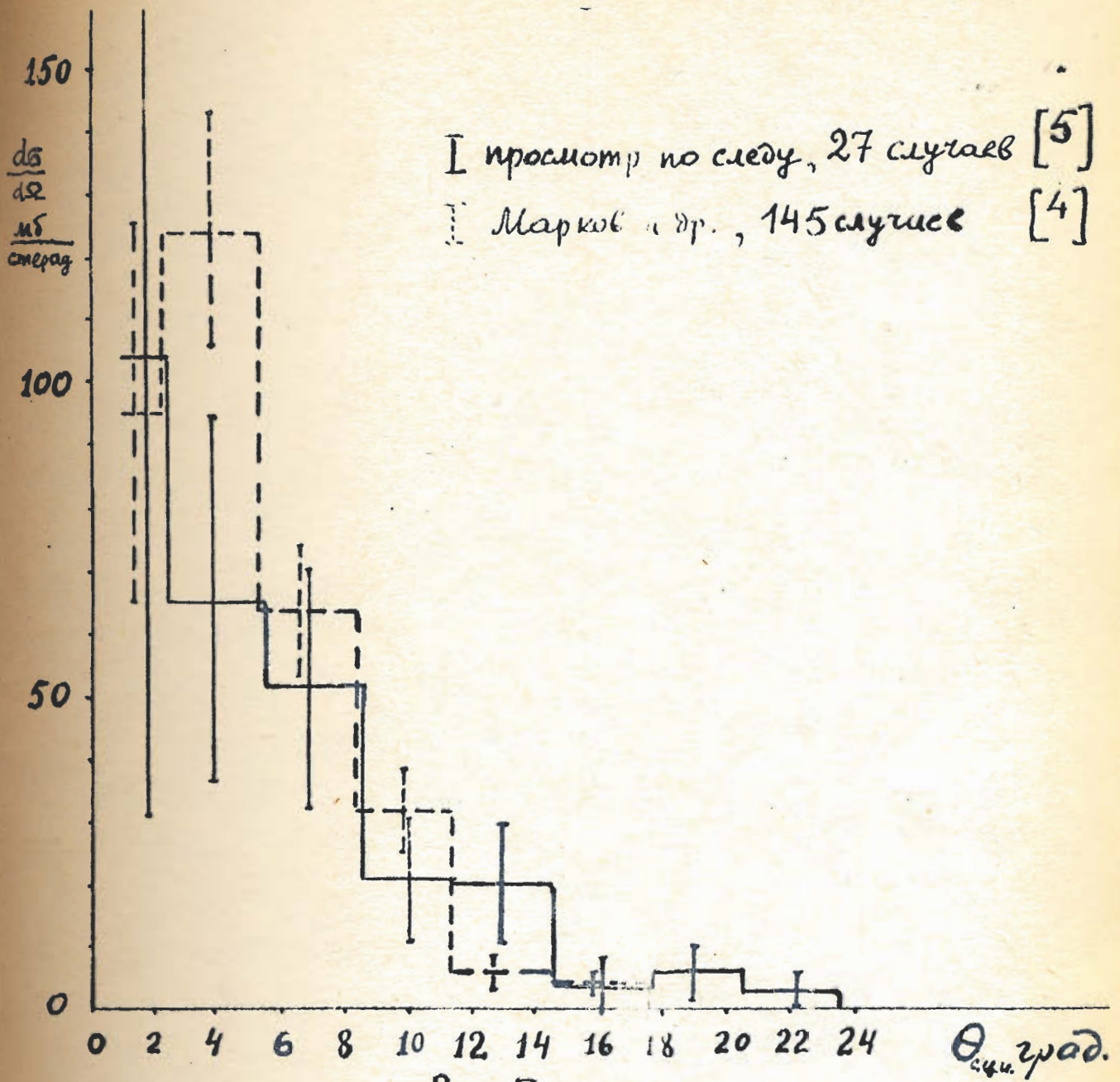


Рис. 5

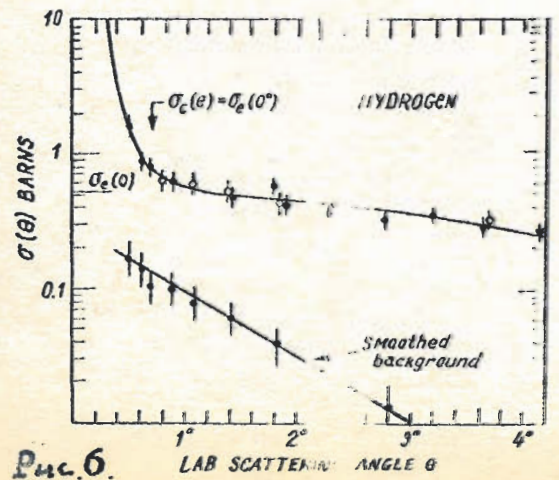


Рис. 6.

В заключение этого раздела приведем таблицу 3, в которой суммированы все данные по полному, упругому и неупругому сечению при разных энергиях.

б/ Анализ упругих нуклон-нуклонных соударений

Экспериментально наблюдаемое упругое рассеяние может включать в себя как когерентное, так и некогерентное рассеяние, которое в принципе может возникать из-за опрокидывания спинов соударяющихся частиц. Когерентное рассеяние, в свою очередь, возникает либо вследствие нуклонного потенциала, либо за счет поглощения падающей волны или, наконец, за счет того и другого эффекта вместе. В последнем случае имеет место интерференция, и невозможно ~~разделить~~ выделить вклад каждого из процессов в отдельности.

Для анализа экспериментов ^в рассматриваемой области энергий до сих пор применялось два подхода.

В работах Беленького, ^[7] Гришина и др., ^[8,9] Ито и др. ^[10] был проведен фазовый анализ упругого рассеяния ^в предположений, что амплитуда рассеяния является чисто мнимой величиной и спиновое взаимодействие отсутствует.

Первое допущение, являющееся фактически общепринятым, основывалось на экспериментальном факте большого сечения рождения пионов $\sigma_i \sim 20 \div 25$ мб/, которое составляет основную часть полного сечения $\sigma_t \sim 35$ мб/ и должно вызывать характерное дифракционное рассеяние. Второе допущение является следствием первого /полная статистичность процессов/. Никаких прямых экспериментальных данных о наличии т.н. потенциально-го рассеяния ($Re f(\theta) \neq 0$) или о существовании спинового взаимодействия в этой области энергий до сих пор не было. В рамках сделанных допущений сравнительно просто проводится

Таблица 3

p- p

λ БэВ	λ 10^{-14} см	σ_t	σ_e	σ_i
1.49	2.35	47.2 \pm 2.6 - 1.2	20 \pm 2	27 \pm 3
2.00		41.4 \pm 3.2 - 1.4		
2.24	1.92		16.9 \pm 2.5	
2.60		41.6 \pm 4.0 - 1.6		
2.75	1.73		15 \pm 2	26 \pm 3
3.00			8.9 \pm 1.0	
4.40	1.37		9.0 \pm 1.4	
5.2		32.4 \pm 6.0	5.6 \pm 2.3	
6.15	1.16		6.9 \pm 1.0	
6.2			8.8 \pm 2.0	22.6 \pm 5.3
9.0	0.96		8.6 \pm 0.8	21
p - n				
1.40		42.2 \pm 1.8		
1.48		33.6 \pm 2.0 - 1.7		
2.00		34.3 \pm 2.3 - 1.5		
2.60		31.4 \pm 2.2 - 1.3		
4.5		33.6 \pm 1.6		

фазовый анализ. Действительно, амплитуда рассеяния в этом случае является чисто мнимой величиной и имеет место соотношение

$$\lambda(1 - \beta_e) = \int_{-1}^{+1} P_e(x) \sqrt{\frac{d\delta}{d\alpha}} dx$$

Здесь $\beta_e = e^{2i\delta_e}$, $P_e(x)$ - полином Лежандра ℓ - того порядка и $\frac{d\delta}{d\alpha}$ - экспериментально измеренное дифференциальное ~~сечение~~ упругого рассеяния. Далее по общеизвестной формуле:

$$b_{ie} = \pi \lambda^2 (2\ell + 1) (1 - \beta_e^2)$$

вычислялись вклады, которые дают различные орбитальные моменты в сечение неупругого p-p соударения. В табл. 4 приведены эффективные значения ℓ для разных энергий.

Таблица 4

Е/Бэв/	:	ℓ	:	$\lambda \cdot 10^{+14}$ см
1,5		2 - 5		2,35
2,75		2 - 7		1,73
6,15		2 - 11		1,16
9		2 - 14		0,96

Несколько видоизмененный способ фазового анализа предложен в работе Барашенкова, но этот способ тоже основывается на результатах анализа с $Re f(\theta) = 0$.

Попытка учесть тождественность частиц при тех же допущениях была сделана в работах Ито и др. [10].

Существенный результат, полученный при таком подходе к анализу упругих соударений, заключается в следующем: удается сделать вывод об угловых моментах ответственных за соударения нуклонов и получить данные о протяженности области взаимодействия при достаточно высоких энергиях.

Недостатком рассматриваемого метода является необоснованное отбрасывание потенциального рассеяния или, ~~более~~ в более общей форме, пренебрежения реальной частью амплитуды рассеяния. Следует заметить, что в рассматривавшейся до сих пор области углов рассеяния это допущение не противоречило экспериментальным данным. Однако, опыты дубненской группы /Марков^[4] и др./ никак не могут быть согласованы с пренебрежением реальной частью амплитуды. Поэтому проведение фазового анализа потребовало бы знания практически недостижимого количества параметров. В этой связи кажется разумным использование оптических моделей.

В том случае, когда длина волны нуклонов в системе центра тяжести значительно меньше размеров области взаимодействия, изучение рассеяния с помощью оптической модели может дать некоторые важные характеристики нуклонов. В нашей области энергии это требование хорошо выполняется. Уже при энергии 2,24 Бэв длина волны нуклона в системе центра инерции $\lambda = 1,92 \cdot 10^{-14}$ см, при 9 Бэв $\lambda = 0,96 \cdot 10^{-14}$ см. Поэтому целесообразно интерпретировать результаты с точки зрения оптической модели, развитой Фернбахом и др. При таком подходе область взаимодействия между двумя частицами характеризуется комплексным показателем преломления, реальная и мнимая часть которого ответственны за фазовый сдвиг и поглощение падающей плоской волны. Если коэффициент преломления мало меняется на расстоянии порядка длины волны, то, как хорошо известно, может быть использовано приближение геометрической оптики. Падающая волна может рассматриваться как пучок лучей, для каждого из которых сдвиг фаз и поглощение, испытываемые при прохождении через область взаимодействия, зависят только от координаты. В терминах фа-

зового анализа это эквивалентно утверждению, что в рассеянии принимает участие большое число парциальных волн с различными значениями углового момента. В этом случае амплитуда упругого рассеяния определяется соотношением

$$f(\theta) = ik \int_0^{\infty} (1 - ae^{i\phi}) J_0(kr \sin \theta) r dr$$

Здесь θ - угол рассеяния в системе центра тяжести, величина r есть "параметр удара".

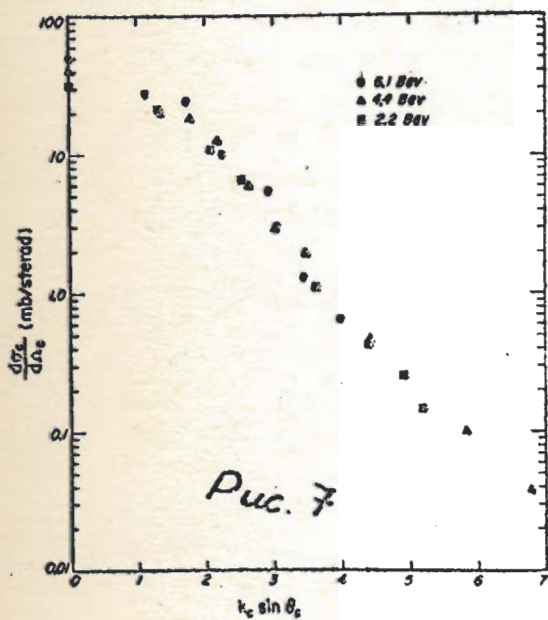
Полное сечение упругого рассеяния, как легко показать, будет $\sigma_e = 2\pi \int_0^{\infty} |1 - ae^{i\phi}|^2 r dr$, сечение поглощения определяется формулой $\sigma_i = 2\pi \int_0^{\infty} (1 - a^2) r dr$. Приведенные выше соотношения относятся к бесспиновым частицам; не учитывается также тождественность частиц.

Для малых углов при сделанных предположениях амплитуда рассеяния и, следовательно, дифференциальное сечение упругого рассеяния являются функциями параметра $K \sin \theta$.

На рисунке 7 приведены данные, полученные в цитированной выше работе Корка и др.^[2] По оси абсцисс отложена функция $K \sin \theta$, где величина K выражена в единицах 10^{+13} см.

Как видно из этого рисунка в весьма хорошем приближении радиальный формфактор взаимодействия оказывается независимым от энергии. Это обстоятельство является чрезвычайно интересным фактом.

При помощи оптической модели в предположении, что область взаимодействия нуклон-нуклон является однородной сферой с комплексным показателем преломления, Гришиным и др.^[11] были проанализированы экспериментальные данные Корка и др.^[2] и Фаулера и др.^[1] Было показано, что имеющиеся результаты можно описать при



помощи сферы с радиусом $R = \sqrt{1,08 + 0,07} \times 10^{-13}$ см, который не зависит от энергии. Вклады в сечение упругого рассеяния от мнимой и действительной частей амплитуды рассеяния и коэффициенты поглощения приведены в табл. 5.

Таблица 5

E Бэв	K 10^{+13} см ⁻¹	$ Re f(\theta) ^2 / f(\theta) ^2$ в %		
		R = 1,05 · 10 ⁻¹³ см	R = 1,1 · 10 ⁻¹³ см	R = 1,15 · 10 ⁻¹³ см
1,5	0,64 - 2,6	6 - 21	12 - 27	20 - 35
2,75	0,60 - 2,0	5 - 22	9 - 28	15 - 35
4,40	0,53 - 1,3	0 - 21	0 - 29	5 - 35
6,15	0,51 - 1,0	0 - 16	0 - 23	0 - 30

Как видно из таблицы 5, данные при больших энергиях можно согласовать с моделью чисто поглощающего нуклона. К существенно отличному заключению приходят авторы работ, выполненных в Дубне. Как видно из рисунка 4, невозможно согласовать полученную гистограмму с моделью чистопоглощающей сферы, какие бы параметры этой сферы ни предполагались. Невозможно также удовлетворить экспериментальным данным, вводя ту или другую зависимость коэффициента поглощения сферы от радиуса. При заданной величине неупругого сечения, которое в нашей области энергии всегда остается близким к 20 мб, все модели чисто поглощающего протона дают одно и то же значение дифференциального сечения под углом 0°, определяемого только оптической теоремой. /при этом, конечно, пренебрегается некогерентным рассеянием и зависимостью сил от спинов/. Поэтому, если не учитывать влияние спинов, то окажется, что при энер-

гии 9 Бэв, а может быть и при меньших энергиях нельзя пренебречь потенциальным взаимодействием и считать все рассеяние чисто дифракционным. К сожалению, за исключением работы Престона,^[6] все имеющиеся до сих пор экспериментальные результаты, полученные на беватроне и космотроне, не содержат достаточно точных данных, относящихся к малым углам.

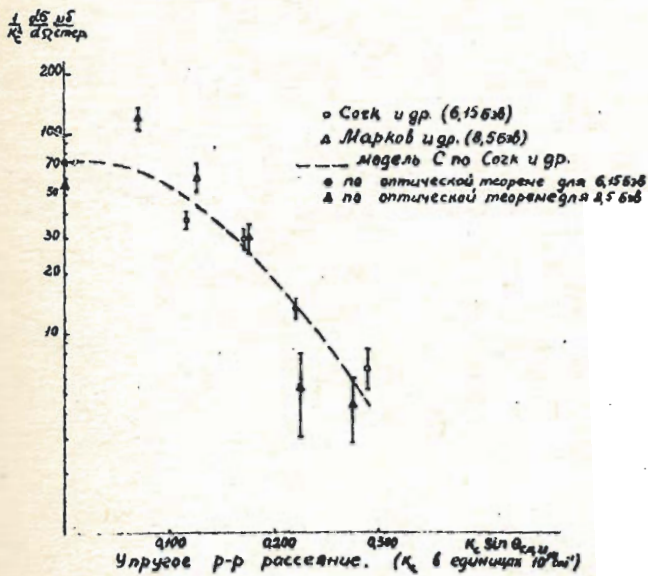
В цитированной работе Корка и др.^[2] дифференциальное сечение снято только до угла $7,6^\circ$. Если на графике зависимости $\lambda^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}$ от $k \sin \theta$ /рис. 8/ нанести данные, относящиеся к энергии 6,15 Бэв и данные Маркова и др.,^[4] полученные при 8,5 Бэв, то окажется, что эти данные хорошо согласуются в области больших углов. Что же касается оптической модели, используемой Корком и др.,^[2] которая хорошо описывает их экспериментальные результаты, то она не может быть согласована с данными Маркова и др.^[4] В области малых углов /в этой области углов экспериментальные данные у Корка и др.^[2] отсутствуют/.

В работе Кальбаха и др.^[3] получены данные, относящиеся к меньшим углам, чем у Корка и др.^[2] Однако статистика этой группы исследователей незначительна /31 случай/ и нет возможности сравнивать ее с данными, полученными в Дубне.

В интересной работе Престона,^[6] проведенной при энергии 3 Бэв, рассеяние протонов на протонах специально исследовалось в области малых углов. Как сообщил Уилсон, представивший эту работу, автор приходит к заключению, что действительная часть амплитуды рассеяния не превосходит 20% от мнимой части.

Средний квадратичный радиус взаимодействия, найденный Престоном $\sqrt{r^2} = 1,05 \cdot 10^{-13}$ см примерно в полтора раза превосходит электромагнитный радиус протона /Хофштадтер/.

Рис. 8



[4]

Эксперименты Маркова и др. могут быть согласованы с оптической моделью однородной сферы, в которой учитывается и поглощение и преломление. При этом оказывается, что радиус сферы слабо зависит от полного сечения неупругого взаимодействия в том случае, когда $b_i \geq 20$ мб. Согласие расчета с гистограммой /рис. 4/ получается при следующих параметрах модели: радиус однородной сферы $R = /1,5 - 1,7/ \times 10^{-13}$ см, коэффициент поглощения $/1,25 - 1,91/ \times 10^{12}$ см⁻¹, изменение действительной части в оногового вектора $/1,25 - 1,55/ \times 10^{12}$ см⁻¹. Указанное значение коэффициентов поглощения и преломления соответствует мнимому потенциалу 22 - 34 Мэв и действительному 22 - 28 Мэв.

Дифференциальное сечение рассеяния на малые углы найденное в цитируемой работе можно согласовать также и с моделью чисто поглощающего протона. Однако, для этого потребуется предположить, что взаимодействие сильно зависит от спинового состояния, т.е. сечение в синглетном и в триплетном состоянии резко различаются^{х/}. Для однозначного вывода о том, какая из этих двух возможностей /поглощающая и преломляющая сфера или сильная зависимость взаимодействия от спинового состояния/ имеет место, необходимы данные о поляризации нуклонов при упругом рассеянии в области высоких энергий.

Следует отметить, что рассмотренная выше оптическая модель справедлива при соударении протон-протон с большими относительными орбитальными моментами l , т.е. когда можно говорить о "параметре удара" r . Поэтому, строго говоря, оптическое рассмотрение не может дать правильной информации о так называемых центральных соударениях, когда l мало. Однако вклад этой области несущественно сказывается на проведенном анализе.

^{х/} Это обстоятельство было отмечено Д.И. Блохинцевым

в/ Неупругие р-р и р-п взаимодействия

Неупругие взаимодействия нуклонов в области энергий от 3 до 10 Бэв в течение последнего года изучались на беватроне и в Дубне. Несколько групп авторов /Богачев и др.^[12,13], Ван Шу-фень и др.^[14] методом толстослойных фотоэмульсий изучали различные характеристики процессов р-р и р-п соударений. Поскольку в этих работах за небольшими исключениями, которые будут каждый раз оговариваться, получены сходные результаты, я буду объединять данные, полученные этими авторами.

Эмульсионная камера, составленная из слоев эмульсий НИКФИ типа Р, была облучена внутренним пучком протонов на синхрофазотроне Объединенного института. При просмотре слоев вдоль следа первичных протонов регистрировались все звезды и случаи рассеяния на углы больше 5° . На общей длине около 2 км было найдено около 6 тысяч ядерных взаимодействий. Средний свободный пробег для взаимодействия по данным первой работы^[12] оказался равным $37,3 \pm 0,3$ см. Для отбора случаев протон-протонных и протон-нейтронных свободных и квазисвободных соударений использовались более жесткие, по сравнению с обычными, критерии отбора. Всего было отобрано 335 случаев, отнесенных к протон-протонным взаимодействиям, и 204 случая, отнесенных к протон-нейтронным соударениям.

По соотношению числа р-р и р-п взаимодействий и по известному количеству атомов водорода, содержащихся в исследуемых эмульсиях, можно оценить сечение неупругого р-р-взаимодействия. Оно оказалось равным примерно 21 мб. В табл. 6

Принципиальная схема эксперимента

Таблица 6
Распределение по множественности

	2	4	6	8
Число взаимодействий, % (p-p)	45,4 ± 5,2	4,61 ± 5,3	7,9 ± 2,2	0,6 ± 0,6
	1	3	5	7
Число взаимодействий, % (p-n)	36,2 ± 6,2	50,0 ± 7,3	10,6 ± 2,4	3,2 ± 1,8

приведено распределение случаев p-p и p-n взаимодействий по числу заряженных частиц. Среднее число заряженных частиц для p-p и p-n взаимодействия оказалось равным $3,27 \pm 0,10$ и $2,61 \pm 0,15$.

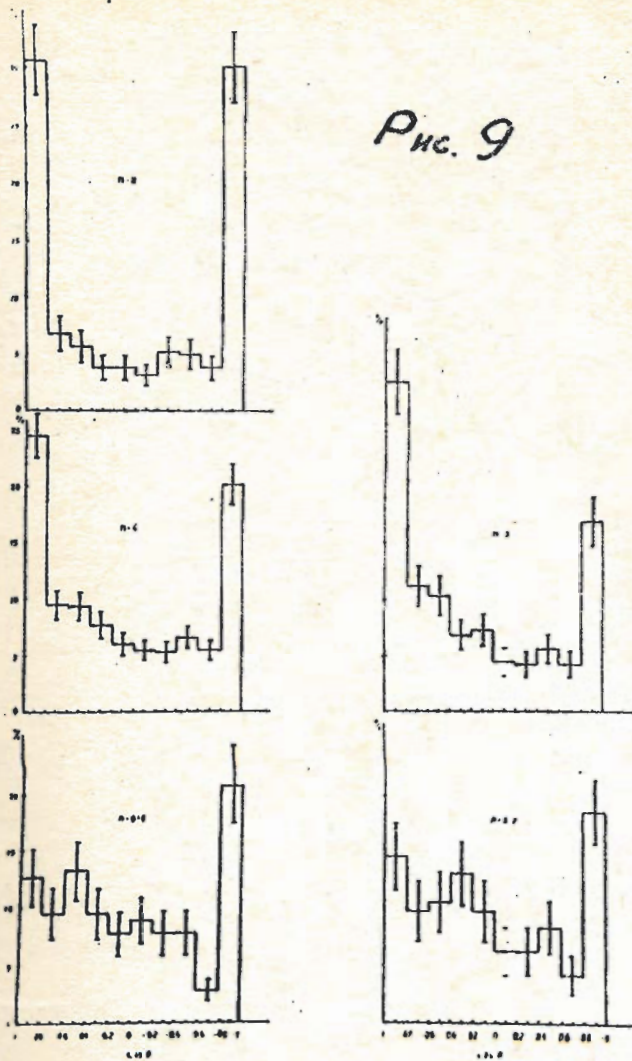
В [14] работе проводилась идентификация и определение энергии быстрых частиц, возникающих во взаимодействиях. Кроме того, во всех случаях идентифицировались все медленные частицы. Всего было найдено 122 протона и 54 мезона.

На рис. 9 приведено угловое распределение частиц из двухлучевых, 4-лучевых и 6-8-лучевых звезд, относящихся к р-р взаимодействиям. На том же рисунке построено аналогичное распределение для 3-лучевых и 5-7-лучевых звезд для случаев р-п соударений. По оси абсцисс отложен косинус угла в системе центра тяжести, по оси ординат - число частиц. Как видно, в угловых распределениях вторичных частиц имеет место резкая анизотропия, сглаживающаяся при увеличении множественности. Важным фактом является наличие не только анизотропии, но и вполне заметной асимметрии в р-п распределении.

Как показано в цитируемых работах, рассматриваемая анизотропия вызвана в основном тем фактом, что протоны, возникающие при неупругих соударениях, сохраняют направление своего движения в системе центра тяжести. Подавляющая доля всех протонов вылетает в системе центра тяжести внутри конуса с углом раствора, не превышающим 35° . Угловое распределение Π -мезонов оказалось более широким. Среди 32 идентифицированных вторичных частиц, вылетающих в системе центра инерции под углом меньше 30° , 9 оказались Π -мезонами, а остальные 23 протонами. С другой стороны, при угле более 30° из 38 частиц только 11 оказались протонами.

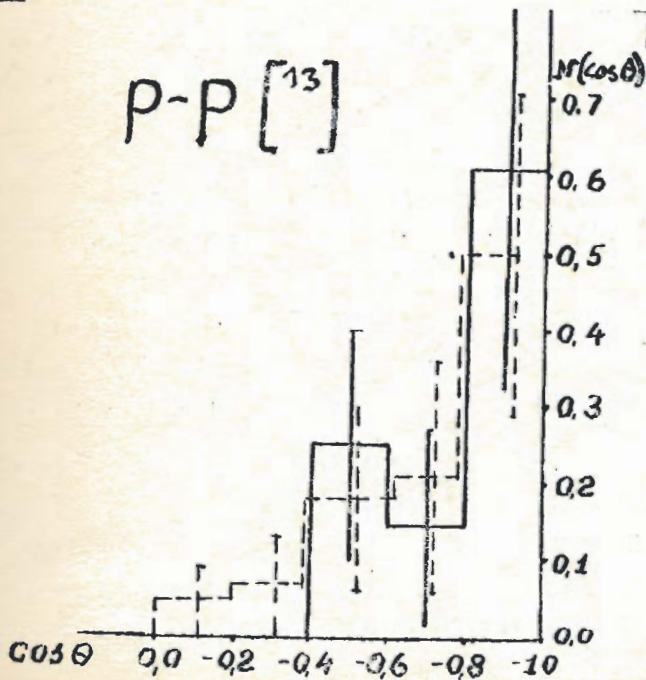
По данным работы Богачева и др. [13], распределение Π -мезонов также обнаруживает некоторую, хотя и менее значительную анизотропию. Угловое распределение Π -мезонов и протонов из р-р-взаимодействий приведено на рис. 10. Средние числа протонов и заряженных Π -мезонов на один акт неупругого р-р-взаимодействия равны соответственно $1,3 \pm 0,3$ и $1,9 \pm 0,3$. Импульсные спектры протонов и заряженных

Рис. 9



$P-P [13]$

Рис. 10



— P
- - - P/T

π -мезонов из (pp) - взаимодействий в с.ц. т. приведены на рис. 11 и 12.

Потери энергии первичного протона в протон-протонных взаимодействиях можно определить с помощью как медленных, так и быстрых вторичных протонов. Среднее значение импульса протонов, вылетающих в системе центра тяжести назад, составляет 1400 Мэв/с; средний импульс протонов, двигающихся вперед в этой же системе \geq 1100 Мэв/с.

Из этих данных следует, что средние потери энергии протонов в неупругих соударениях составляют 30-35%. Средняя энергия мезонов в системе центра тяжести оказывается близкой к 300-400 Мэв. Анализ всего полученного материала позволяет авторам сделать следующие выводы:

1. Угловое распределение нуклонов в $(p-p)$ взаимодействиях резко анизотропно в системе центра тяжести. Угловое распределение всех вторичных частиц, анизотропное при малой множественности, приближается к изотропному с увеличением множественности.

2. Наблюдаемая асимметрия в угловом распределении вторичных частиц в $p-p$ взаимодействиях обусловлена тем, что в системе центра тяжести протоны летят преимущественно в переднюю, а нейтроны в заднюю полусферу.

3. Доля энергии первичного протона, передаваемого π -мезонам в лабораторной системе, составляет примерно 30-35%, что соответствует коэффициенту неупругости в системе центра тяжести приблизительно 0,50.

Изучению неупругих соударений при энергии 6,2 Бэв

Рис. 11

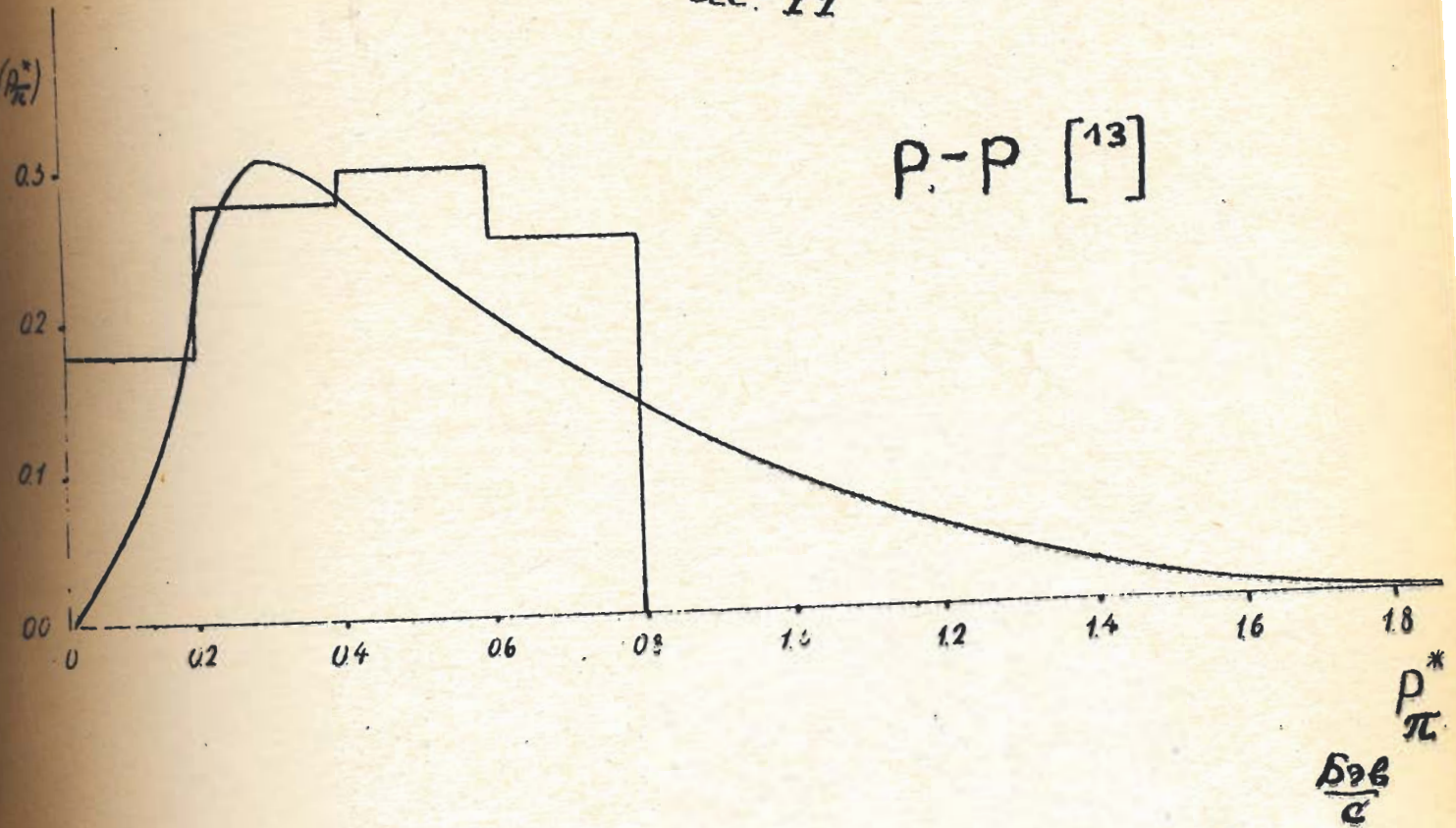
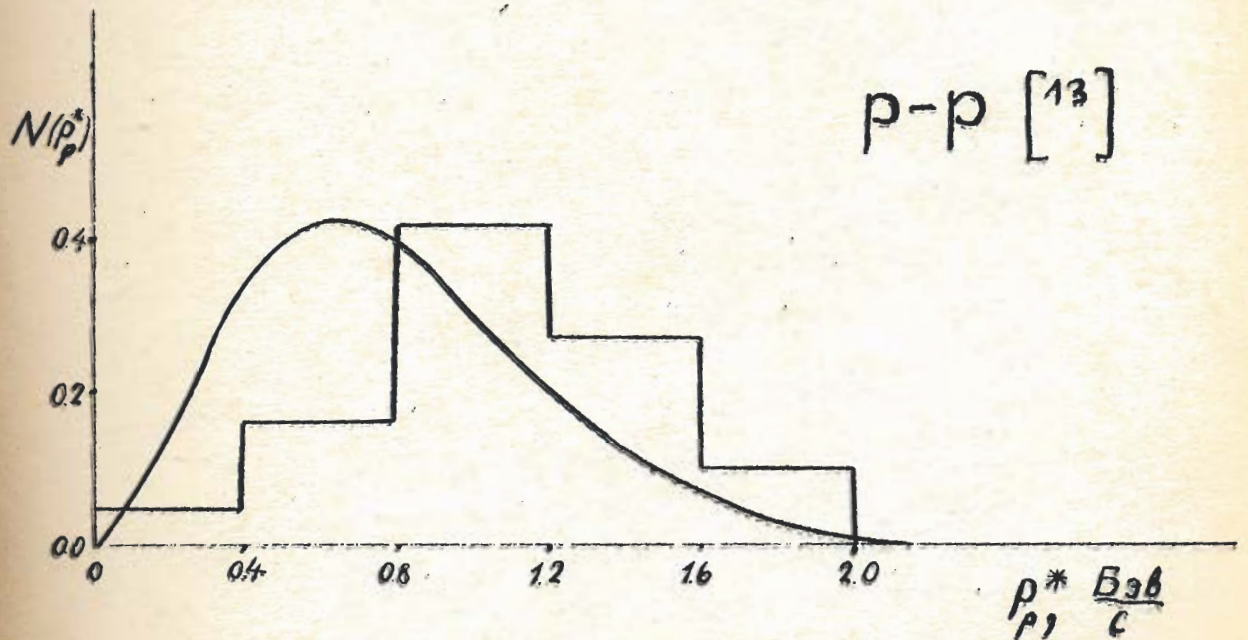


Рис. 12



посвящены работы группы американских физиков Кальбаха и др.^[15], а также индийских физиков Даниеля и др.^[16] Обе эти работы также проводились с помощью метода фотоэмульсии. Стопки пластинок Ильфорд 9-5, толщиной 600 микрон, помещенные в тонком контейнере, облучались внутренним пучком беватрона. Общая плотность следов пучковых частиц в работе группы Кальбаха составляла 10^5 следов на см^2 . Метод поиска^{не} упругих процессов в работе Кальбаха и др. существенно отличается от обычно принятого. В этой работе было отобрано для анализа 315 случаев $(p-p)$ -соударений. Идентификация частиц проводилась методом счета зерен и многократным рассеянием.

На рис. 13 представлены угловые распределения протонов, выделенных в двухлучевых, четырехлучевых и шестилучевых звездах.

На рис. 14 приведено угловое распределение мезонов в двух, четырех и шестилучевых звездах.

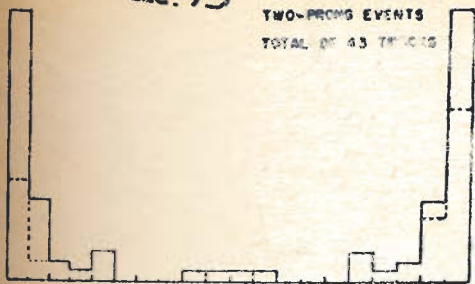
На следующих рисунках / рис. 15 и 16 / приведены распределения π -мезонов и протонов из звезд различной кратности по импульсам в системе центра тяжести / сплошная кривая - статистическая теория /.

Полное сечение упругого pp -рассеяния при 6,2 Бэв определенное Кальбахом и др.^[3] $\sigma_{el} = 18,8 \pm 2,0$ / мб. учитывая измеренное этими же авторами сечение неупругих взаимодействий $22,6 \pm 5,3$ / мб, получим полное сечение $\sigma_{\Sigma} = 31$ мб.

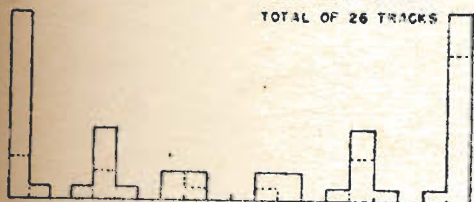
Практически аналогичные результаты получены в цитированной выше работе Даниеля и др.^[16], в которой поиски случаев неупругих $(p-p)$ -взаимодействий проводились прослеживанием вдоль следа.

Puc. 13

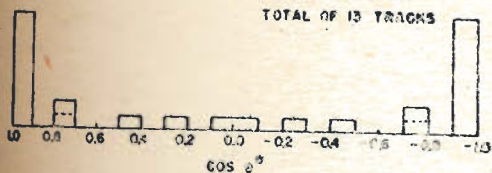
TWO-PRONG EVENTS
TOTAL OF 43 TRACKS



FOUR-PRONG EVENTS
TOTAL OF 26 TRACKS

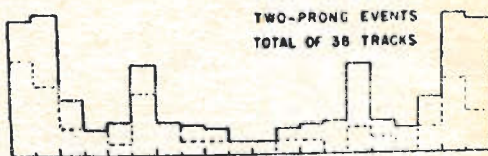


SIX-PRONG EVENTS
TOTAL OF 13 TRACKS

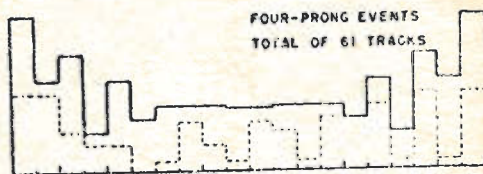


Puc. 14

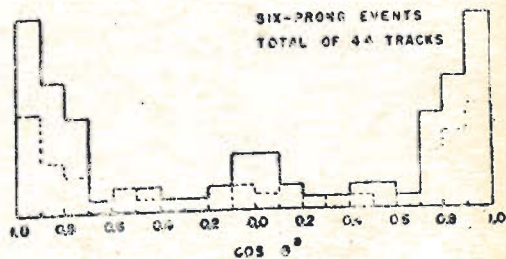
TWO-PRONG EVENTS
TOTAL OF 38 TRACKS



FOUR-PRONG EVENTS
TOTAL OF 61 TRACKS

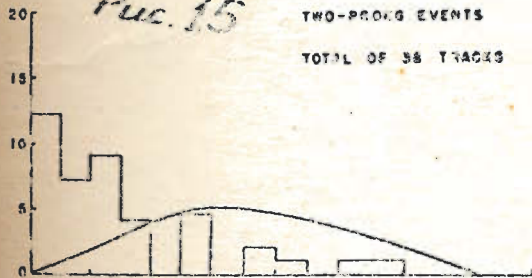


SIX-PRONG EVENTS
TOTAL OF 44 TRACKS

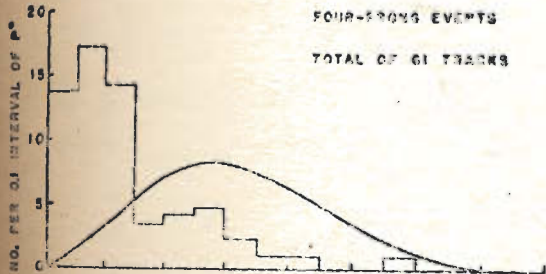


Puc. 15

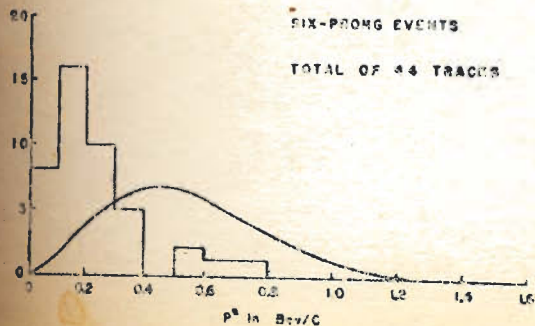
TWO-PRONG EVENTS
TOTAL OF 38 TRACKS



FOUR-PRONG EVENTS
TOTAL OF 61 TRACKS

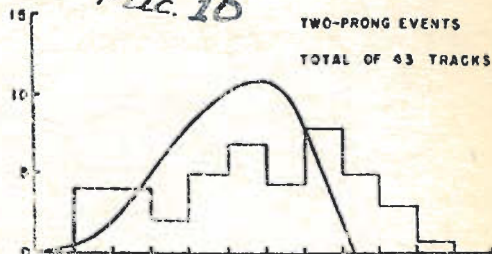


SIX-PRONG EVENTS
TOTAL OF 44 TRACKS

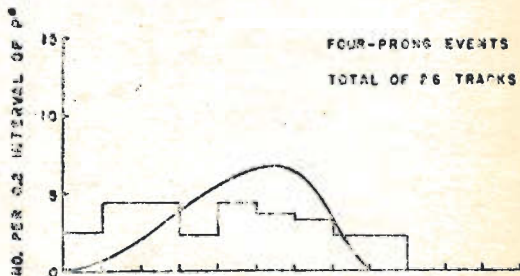


Puc. 16

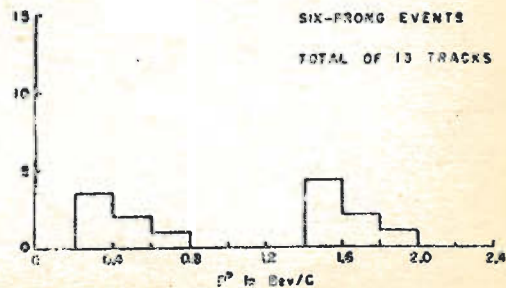
TWO-PRONG EVENTS
TOTAL OF 43 TRACKS



FOUR-PRONG EVENTS
TOTAL OF 26 TRACKS



SIX-PRONG EVENTS
TOTAL OF 13 TRACKS



Для анализа было использовано 197 случаев (p-p)- соударений, относимых авторами как к свободным, так и к квазисвободным протонам. Более жестким критерием удовлетворяют 73 из них. На рис. 17 приведено угловое распределение протонов в двух, четырех- и шестилучевых звездах. Следующий рисунок / рис. 18 / дает угловое распределение \mathcal{K} -мезонов при этих неупругих соударениях. Все протоны по данным этой группы исследователей сконцентрированы в лабораторной системе координат внутри узкого конуса с углом раствора приблизительно 10° . \mathcal{K} -мезоны распределены более изотропно, однако некоторая анизотропия заметна и для них. На одно неупругое рассеяние приходится в среднем 0,5 протона.

Величина коэффициента неупругости в системе центра тяжести близка к 0,5. Полное сечение неупругого рассеяния равно 25 мб.

Г Анализ неупругих взаимодействий / p-p- и p-n /

Приведенные выше экспериментальные данные показывают, что сечение неупругого /p-p-/ взаимодействия медленно изменяется в рассматриваемой области энергий 2,5 - 10 Бэв. Так, например, при 2,2 Бэв оно равняется 27 мб, при 6 Бэв - / 22-23 / мб и при 9 Бэв - приблизительно 21 мб.

Обычно неупругое взаимодействие сравнивалось со статистической теорией Ферми. Ряд теоретиков как в Советском Союзе, так и в других странах - Беленький, Леморф и др. Заставенко, Розенталь и др., Линденбаум и др., Фьяльо, Максименко и др. вводили различные усовершенствования в статистическую теорию множественного рождения, пытаясь строгим обра-

Puc. 17

FIG. 1(a)

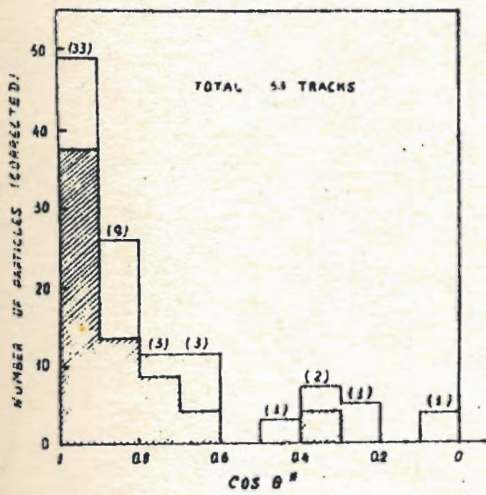
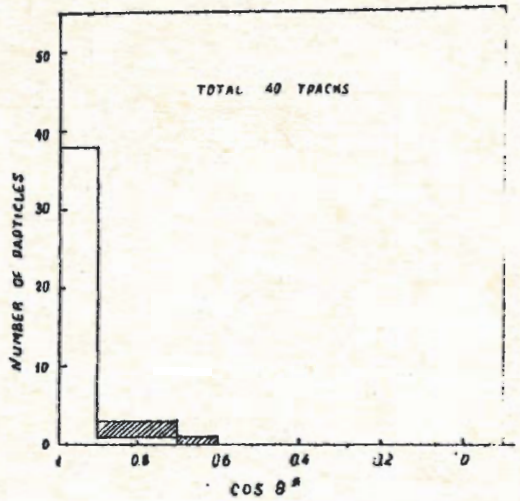


FIG. 1(b)



Puc. 18

FIG. 3(a)

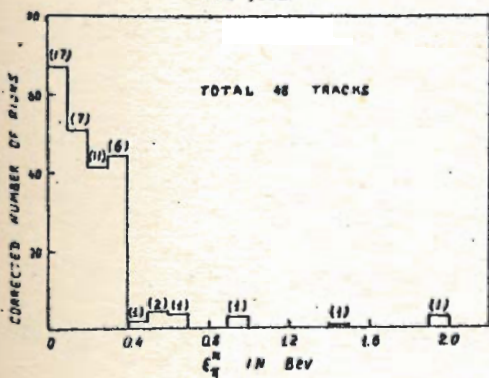
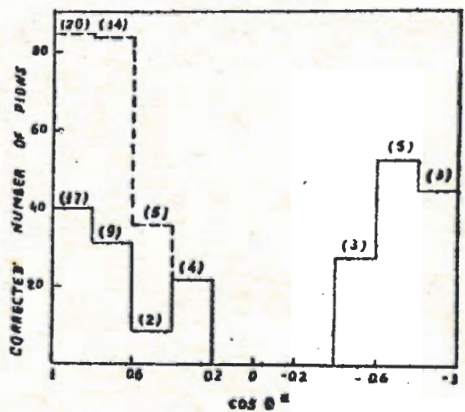


FIG. 3(b)



вом вычислить фазовый объем с учетом законов сохранения, релятивизма частиц, учета изобарных состояний и тому подобное. Ландау указал на необходимость учета гидродинамической стадии разлета частиц. Повидимому в рассматриваемой области энергии этот эффект не играет роли. Многочисленные сравнения результатов исследований неупругих нуклон-нуклонных соударений со статистической теорией, хотя в отношении множественности пока вызывают скорее согласие с опытом, все же во многих отношениях находятся в качественном противоречии с предсказаниями этой теории.

Для демонстрации первого утверждения я приведу график /рис.19 / и таблицу данных по множественному рождению частиц при соударениях протонов с протонами. / Табл. 7 /, заимствованные из работ Барашенкова [17] и Максименко и др. [18, 19]. Как видно, при общем согласии имеются достаточно отчетливые противоречия. С другой стороны, согласно многим авторам, чьи материалы я докладываю, имеются следующие важные противоречия опытных данных со статистической теорией.

1. Угловые распределения нуклонов и π -мезонов оказываются резко различными. Протоны и нейтроны стремятся сохранить направление своего движения в системе центра тяжести. Мезоны же распределены значительно более изотропно. Кажется невозможным согласовать этот факт со статистической теорией. В этой связи следует отметить, что в работе Максименко и др. [19] показано, что в рамках статистической теории вообще нельзя получить сведений о некоторых особенностях угловых распределений.

2. Распределения нуклонов и мезонов по импульсам оказываются, как правило, резко отличающимися от распределений,

Рис. 19

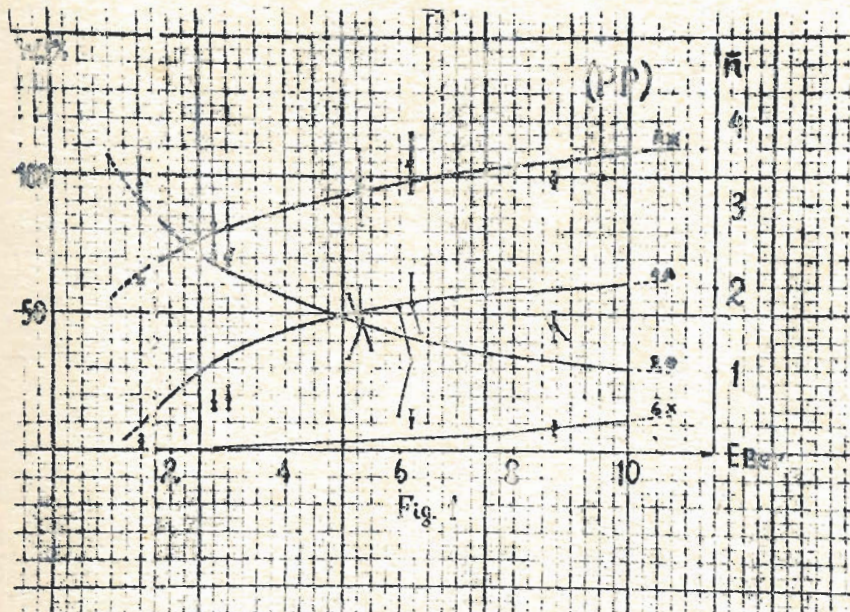


Таблица 7

Распределение звезд, образованных в M -столкновениях по числу m заряженных частиц / "лучей" / в таблице приведена доля звезд с данным m в %, E_k -кинетическая энергия налетающего муклона в лабораторной системе /

	эксперимент						теория								
	(p-p)-столкновения														
$E_{к,БэВ}$	2	4	6	8	10		2	4	6	8		2	4	6	8
[7] 1,5	96,7	3,8					91,3	8,7							
[8] 2,75	88,5	16,5					66,7	32,7	0,6						
[9] 3,0 χ	81,3	18,7					65,4	34,0	0,6						
[10] 5,3	43,8	50,0	6,2				46,8	50,0	3,2						
[11] 6,2 χ	32,5+20,3	53,8+10,6	11,8+2,7	1,3+1,3	0,6+0,6		41,2	54,3	4,5			0,02			
[12] 8,7 χ	49+5	44+5	5+2	1+0,8			32,8	58,5	8,6			0,1			
$E_{к,БэВ}$	p-p-столкновения														
[13] 8,7 χ	34+5	52+3	13+3	0,9+0,9			14,5	59,4	25,0			11			

χ Фотоэмulsionные работы. Выделение M -столкновений производится с помощью не вполне однозначных критериев

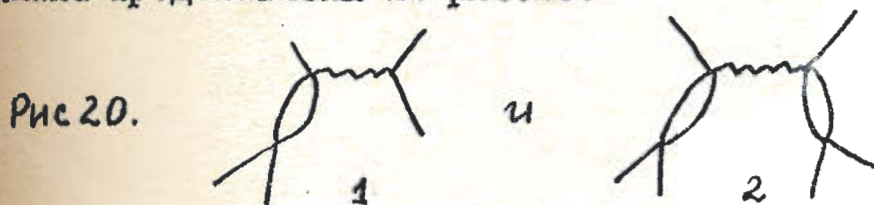
предсказанных статистической теорией; в частности, статистическая теория предсказывает значительно более жесткий спектр π -мезонов, чем наблюдаемый на опыте. Наоборот, импульсы нуклонов оказываются смещенными в сторону больших значений по сравнению с предсказаниями статистической теории.

Средняя потеря энергии быстрых нуклонов в нуклон-нуклонных соударениях близка к 30-35% и, по видимому, качественно мало зависит от энергии первичной частицы.

Это согласуется с данными, полученными при изучении космических лучей Григоровым и др. [20]

Анализ результатов, полученных при исследовании неупругих соударений в рассматриваемой области энергии / 2 Бэв, 6 Бэв, 9 Бэв / приводит к представлению о существовании и значительной роли периферических соударений в неупругих взаимодействиях.

Представляется вполне справедливым считать периферическими такие столкновения, в которых происходит относительно малая передача энергии и, кроме того, нуклоны мало изменяют направление своего движения. Особенно существенным представляется то обстоятельство, что выделяемые в соответствии с этими критериями периферические взаимодействия благодаря идее Тамма удается, по видимому, связать с представлениями об однозонном обмене. Таммом была указана возможность анализа периферических соударений нуклон-нуклонов, основанная на представлении об однозонном обмене нуклонов, в результате которого возникает один или два изобара. Соответствующие диаграммы Феймана представлены на рис. 20.



В первом случае образуется одна изобара, а один нуклон остается не возбужденным. Во втором случае одновременно возбуждаются оба нуклона.

Образование и последующий распад изобар при соударении нуклонов в разное время рассматривались рядом теоретиков / Пиали и др. [23]. Существенное обстоятельство, на которое

обратил внимание Тамм, состоит в том, что, сделав предположение об одномезонном обмене, можно совершенно однозначно получить количественные соотношения между вероятностями различных изотопических каналов реакций. На основании этой гипотезы возможно получить численную оценку асимметрии, которая должна наблюдаться в (p,n)-соударениях.

Асимметрия в угловом распределении вторичных протонов при (n-p)-взаимодействиях наблюдалась уже давно в работе Фаулера и др.^[23], выполненной с помощью диффузионной водородной камеры, облученной пучком нейтронов со средней энергией 1,7 Бэв. Для объяснения этих и некоторых других сходных явлений авторы предположили, что генерация π -мезонов происходит путем образования изобар, которые затем распадаются на нуклон и π -мезон. Недостатком построения Фаулера и др. является то обстоятельство, что им пришлось более или менее произвольно предположить, что изобары образуются только в состояниях с изотопическими проекциями $+3/2$ и $-3/2$.

В этой связи нужно подчеркнуть, что схема, предложенная Таммом, является существенным шагом вперед, поскольку в ней рассматривается вполне определенный механизм генерации изобар, а именно - генерация в результате одномезонного взаимодействия нуклонов. Это предположение приводит к вполне однозначным соотношениям между различными изотопическими каналами реакции, справедливость которых может быть проверена экспериментально. Следует отметить, что если рассматриваемая схема верна, то в результате взаимодействия образуется изобара, энергия которой в лабораторной системе координат в

несколько раз превосходит ее массу покоя. В этих условиях благодаря релятивистскому преобразованию времени изобара будет вылетать из области взаимодействия до своего распада, т.е. будет вести себя в этом отношении как двухзарядная частица.

Модель Тамма естественным образом объясняет наблюдаемое угловое распределение нуклонов и возможно π -мезонов, дает правильный порядок асимметрии в р-п соударениях и потерь энергии, испытываемых быстрыми протонами. Для того, чтобы произвести строгое сопоставление данных с экспериментальным материалом Ван Шу-фень и др.^[14], выделили из всех имеющихся случаев неупругого рассеяния специально те случаи, которые не противоречат предположению о периферическом соударении, идущим по схеме Тамма. Всего для анализа было отобрано 23 неупругих соударения.

В таблице 8 приводится соотношение между числом двух-, трех- и четырехлучевых звезд, найденных в эксперименте и рассчитанных теоретически.

Таблица 8

Сравнение экспериментальных данных с двух-изобарной моделью

N_2/N_4		N_3/N_2		$N_3/N_2 + N_4$	
Теория	Эксперимент	Теория	Эксперимент	Теория	Эксперимент
0,89	1,60 ± 0,64	0,62	0,12 ± 0,33	0,29	0,44 + 0,19

Как видно из этой таблицы, экспериментальные результаты согласуются с предсказаниями схемы Тамма.

Используя этот экспериментальный материал, авторы оценили величину сечения, которую следует приписать периферическим соударениям. Это сечение оказалось равным 4-5 мб, что может быть сравнено с результатами теоретических расчетов Дремина и Чернавского, ^[24] которые в очень интересной работе нашли путь вычислений полного сечения различных периферических процессов. Найденное Дреминым и Чернавским сечение периферических процессов с образованием двух изобар, повидимому, находится в хорошем согласии с данными Ван Шу-фень и др. ^[14]

Некоторые сведения о существенной роли периферических столкновений нуклон-нуклон при энергиях, больших 10^{10} эв. могут быть получены при изучении ядерных взаимодействий частиц космического излучения. В ряде работ было отмечено, что угловое распределение вторичных частиц в с.ц.и. для частиц случаев реакто анизотропно. Степень анизотропии оказывается значительно большей, чем предсказываемая гидродинамической теорией множественного образования частиц. Кроме того, доля энергии, переходящая на образование π - мезонов, мала: коэффициент неупругости много меньше единицы.

Такие взаимодействия могут быть описаны с помощью модели "двух центров". Предполагается, что в с.ц.и. образуются две возбужденных системы, разлетающиеся в противоположные стороны и излучающие частицы.

Следует однако отметить, что при анализе данных по взаимодействиям в космических лучах существует большая неопределенность как в оценках энергии первичной частицы, так и в

учете роли взаимодействия вторичных частиц с нуклонами ядра-мишени.

Очевидно, идущие по схеме Тамма периферические соударения не исчерпывают всех типов неупругих соударений. В этой связи особенно интересно рассмотреть влияние пион-пионных взаимодействий и эффектов обмена несколькими мезонами на периферические столкновения при больших энергиях.

Возможно, что соударения с большей множественностью в той или иной степени связаны со статистическими представлениями. Не исключено, однако, что все изученные процессы, идущие с образованием π -мезонов удастся объяснить в рамках представлений современной мезонной теории.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ПИОН-ПРОТОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ

А. Полное сечение

К настоящему времени имеется большое количество исследований, посвященных пион-протонным взаимодействиям. Большинство из них уже цитировалось на предыдущих конференциях. Поэтому здесь будет дана только краткая сводка экспериментального материала, относящегося в основном к энергии больше 2 Бэв. При энергии 2,76 Бэв измерения полного сечения взаимодействия π^+ -мезонов с водородом были проведены Лихачевым и др. /25/ на синхрофазотроне в Дубне. В этих измерениях пучок положительных π -мезонов магнитным полем ускорителя выводился внутрь кольца электромагнита синхрофазотрона. Полное сечение взаимодействия π^+ -мезонов измерялось электроникой, с использованием черенковских счетчиков, основанных на полном внутреннем отражении, разностным методом $CH_2 - C$

Оценивались погрешности, связанные с загрязнением пучка μ - мезонами и электронами /примесь оказалась примерно 3,5%/%. Путем измерений с двумя телесными углами, охватываемыми ^{последним} крайним счетчиком, определялась возможная роль рассеяния вторичных частиц и пр.

Полученное Лихачевым и др. /25/ полное сечение взаимодействия Π^+ - мезонов с протонами $\sigma_t = 28 \pm 4$ мб.

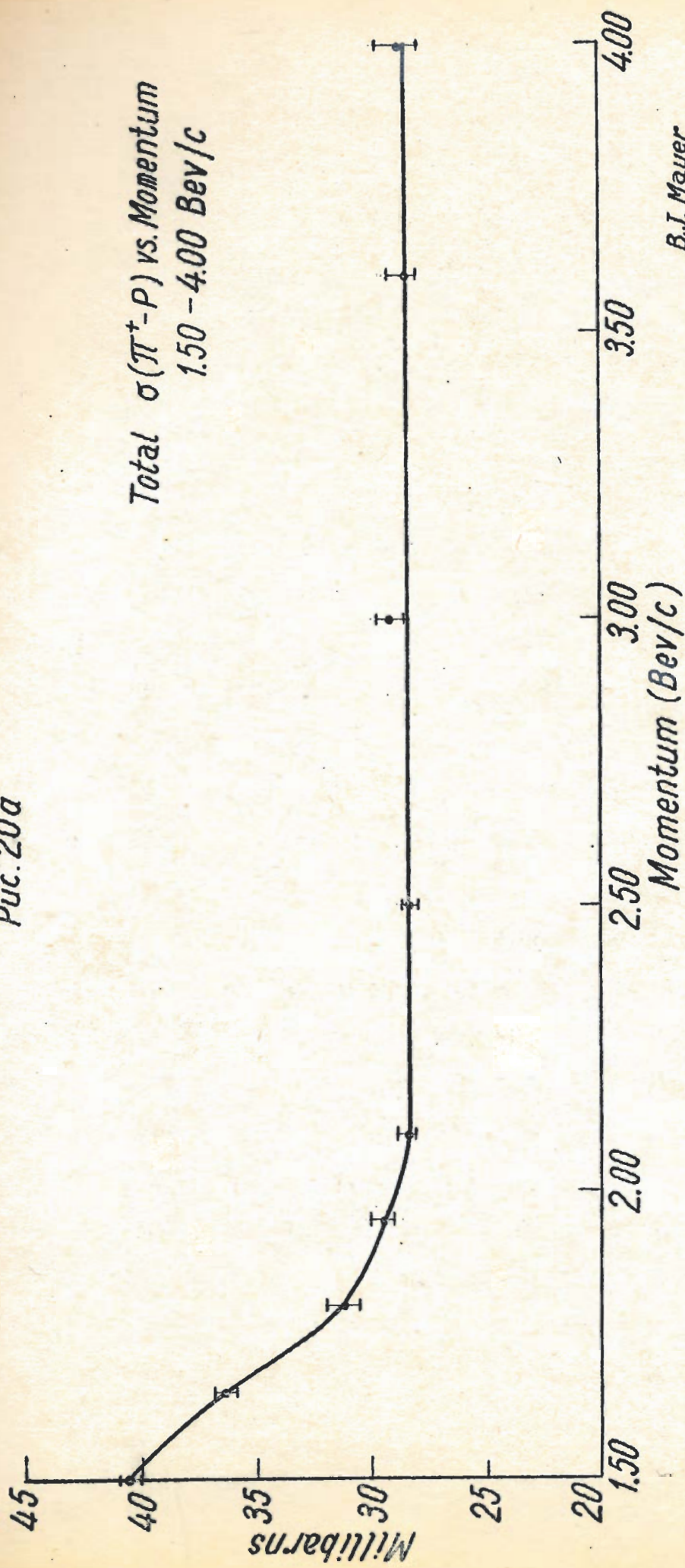
В последний момент мне был передан график зависимости полного сечения Π^+ р в интервале энергии от 1,50 до 4.00 Бэв/с /26/, составленный по данным работы Майера /см. рис. 20^a/. Подробности экспериментальной методики неизвестны.

Взаимодействия Π^- - мезонов с протонами при энергии 5 Бэв изучались Тэ Мэнхеном и др. /27/. Пучок Π -мезонов от бэватрона проходил в диффузионную камеру с магнитным полем напряженностью 21500 эрстед, наполненную водородом при давлении 35 атмосфер. Средний импульс Π -мезонов в одной группе опытов был 4,49 Бэв/с для другой группы - 4,99 Бэв/с. Было просмотрено 15500 фотографий. Тщательно измерялись радиус кривизны, углы наклона, азимутальный угол, плотность ионизации и т.д. Всего наблюдалось 27 случаев упругого рассеяния. Их угловое распределение изображено на рис. 21. Полное ^ь упругое сечение оценено авторами равным 4,7 мб, хотя точность этого определения, конечно, невелика.

В работе Уолкера /28/ с помощью фотоэмульсий получены данные, относящиеся к взаимодействиям Π^- - мезонов с протонами при энергии 4,5 Бэв. Стопка пластинок Илфорд -5 толщиной 600 микрон помещалась в пучок Π^- - мезонов бэватрона. Было просмотрено

Puc. 20a

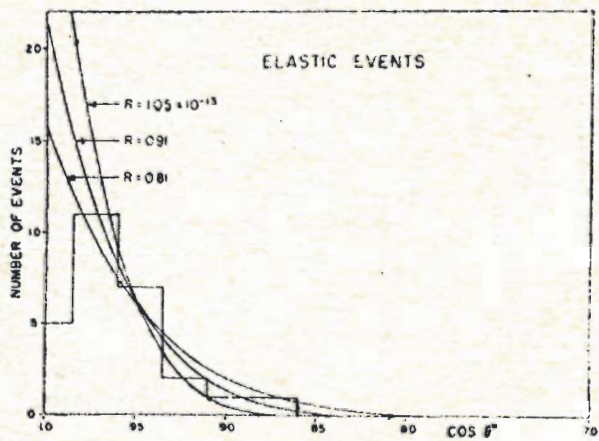
Total $\sigma(\pi^+-P)$ vs. Momentum
1.50 - 4.00 Bev/c



-26a-

B.J. Mayer
Berkeley

Puc. 21



около 1000 метров следов Π -мезонов и найдено 128 соударений; кроме того, найдено 67 событий, которые можно отнести к Π -соударениям. Критерии отбора аналогичны тем, которые обычно используются в фотоэмульсионных работах / отсутствие ~~испарительных~~^{испар} следов, кинематика и т.д. /. На основании найденного числа упругих взаимодействий на свободных протонах была получена грубая оценка соответствующего сечения / 7,5 мб /.

Наиболее подробное изучение упругого соударения Π -мезонов на протонах при энергии 1,44 Бэв было проведено в работе Кретиена и др.^[29], опубликованной в 1958 г. Пучок Π -мезонов от космотрона, проходивший через магнитную систему с двумя последовательными отклонениями, систему коллиматоров и двойную защиту попадал в пропановую жидко-пузырьковую камеру. Разброс энергии Π -мезонов благодаря хорошей коллимации не превышал $\pm 1\%$. Пропановая камера диаметром 6 1/8 дюйма и глубиной 4 дюйма содержала 0,78 гр/ см³ водорода. Камера работала без магнитного поля. Всего было сделано 14300 стереоскопических фотографий. Каждая фотография просматривалась дважды. Отбор случаев упругих Π -р соударений проводился на основании жестких кинематических критериев. Было измерено и проанализировано 3000 двухлучевых звезд, из них 1027 удовлетворяли всем критериям, принятым при отборе. Производилась оценка случаев Π -соударений на квази-свободных протонах углерода. Прimesь таких случаев не превышала 4% и, повидимому, на самом деле была еще меньше. Тщательными экспериментами определялся эффективный об"ем камеры по радиусу и по глубине.

На рис. 22 изображено экспериментально найденное угловое распределение упругих Π -р рассеяний в системе центра тяжести.

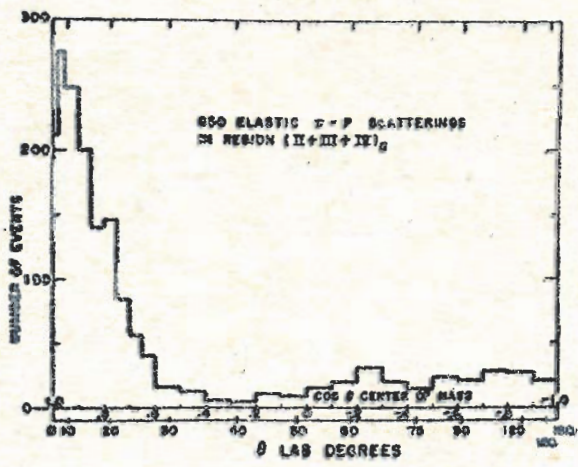
~~Минимальное~~ дифференциальное сечение под углом 0° найдено с помощью оптической теоремы, в которой полное сечение в соответствии с данными Кула и др. ^[30] считалось равным 30 ± 3 мб. Реальная часть амплитуды рассеяния определялась с помощью дисперсионных соотношений. Полное дифференциальное сечение под углом 0° найдено равным 8.2 мб/стерадиан. Интегрирование дифференциального сечения по углу с учетом найденной величины сечения рассеяния вперед дает для полного сечения рассеяния Δ -мезонов на протонах значение

$$\sigma_t = 10,1 \pm 0,8 \text{ мб}$$

Угловое распределение, как видно из приведенного рисунка, имеет резкий максимум вперед, спадает до малых значений при углах около 40° и снова возрастает до примерно постоянного значения, равного $0,3$ мб/стерадиан между 90° и 180° .

Авторы указывают, что максимум вперед в основном связан с дифракционным рассеянием в соответствии с большим сечением поглощения / $\sigma_i = 20$ мб/. Однако, обратное рассеяние слишком велико, чтобы обуславливаться той же причиной. ~~Суд~~ Трудность интерпретации состоит в том, что хотя явления, вызывающие рассеяние вперед и назад, повидимому, различаются по своей природе, их амплитуды все же интерферируют. Если отвлечься от такой интерференции и

Puc. 22



попытаться вычислить ожидаемое дифракционное рассеяние, то получается кривая, хорошо согласующаяся с экспериментальными данными, относящимися к углам от 30° и меньше.

При больших энергиях наиболее подробно упругие соударения Π -мезонов с протонами изучены, повидимому, в работе Ван-Ган-чана и др. ^[31], выполненной на синхрофазотроне в Дубне. Дубненская группа работала с пучком отрицательных Π -мезонов при импульсе $6,8$ Бэв/С. Для исследования упругих соударений использовалась пузырьковая пропановая камера объемом 24 литра, помещавшаяся в магнитное поле 13700 эрстедт. Пучок Π -мезонов испытывал дважды магнитные отклонения и коллимировался. Среднее значение импульса равно $6,8 \pm 0,6$ Бэв/С. Всего было просмотрено около 3500 стереоскопических кадров. Каждый кадр просматривался двумя просмотр^{чик}ами дважды. Из всех двух-лучевых звезд было отобрано 550 случаев, напоминающих упругое взаимодействие. Результаты измерений обрабатывались на электронно-счетной машине, выдававшей координаты следов, величину пробега протонов отдачи /при остановках/ угол рассеяния Π -мезонов, угол протона отдачи и соответствующие азимутальные углы. Случаи упругого Π -р взаимодействия идентифицировались по принятым для этих случаев жестким критериям.

Таким образом было окончательно отобрано 218 событий, признанных упругими соударениями. Специально исследовалась величина эффективной области камеры, внутри которой, как оказалось, находится 213 событий из 218 . Примесь μ -мезонов оценивалась и оказалась равной $5 \pm 2\%$. Полная длина следов Π -мезонов, использованная для определения сечения,

составляет $1,15 \times 10^6$ см. Было найдено, что сечение упругого рассеяния на углах более 8° в системе центра масс равно $3,55^{+0,25}_{-0,55}$ мб.

На рис. 23 приведено дифференциальное сечение упругого рассеяния при среднем импульсе $6,3 \pm 0,6$ Бэв/С.

Интегральное сечение для среднего импульса $6,5^{+0,6}$ Бэв/С, полученное по 129 случаям, равняется $3,3 \pm 0,3$ мб.

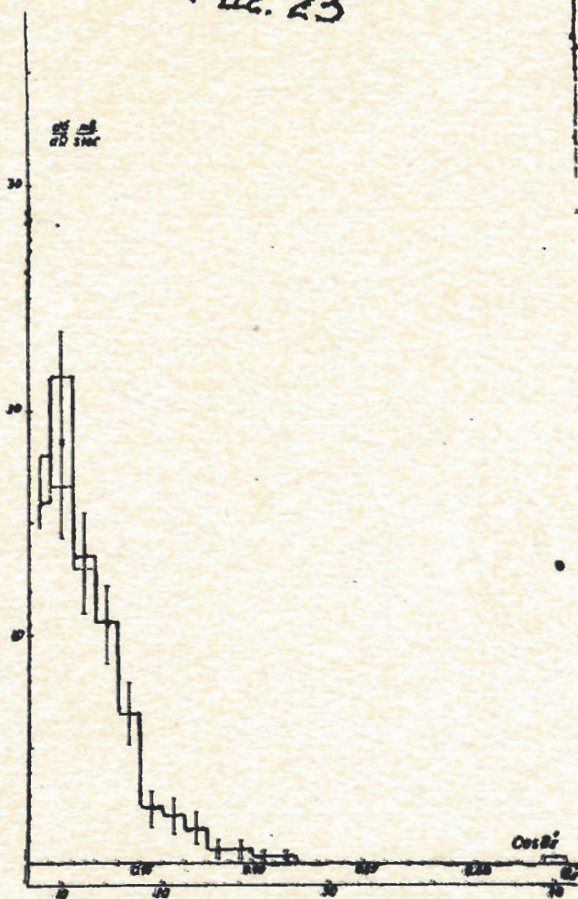
Произведена также оценка полного сечения взаимодействия Π -мезонов с протонами при импульсе Π -мезонного пучка $6,8$ Бэв/С, приводящая к величине 30 ± 5 мб.

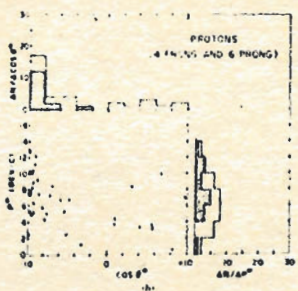
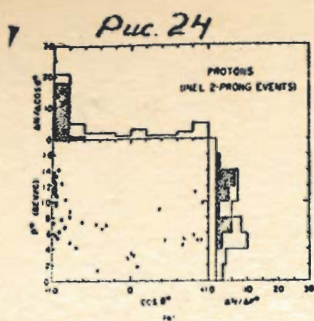
В цитированной выше работе Маенхена и др., выполненной с помощью водородной диффузионной камеры большого давления, было обнаружено 110 неупругих Π -р взаимодействий при энергии 5 Бэв. Авторы указывают, что в системе центра тяжести вторичные протоны летят в основном назад /см. рис. 24/. Что касается отрицательных Π -мезонов, то, как видно из рис. 25, в двухлучевых взаимодействиях они вылетают чаще вперед, чем назад, а в 4-лучевых и 6-лучевых взаимодействиях их угловое распределение изотропно.

В работе отмечается, что указанные особенности в угловых распределениях протонов и Π -мезонов нельзя согласовать со статистической теорией. Авторы подробно исследовали угловые и энергетические корреляции между парами частиц различного типа и не получили определенных указаний на существование изобарных состояний.

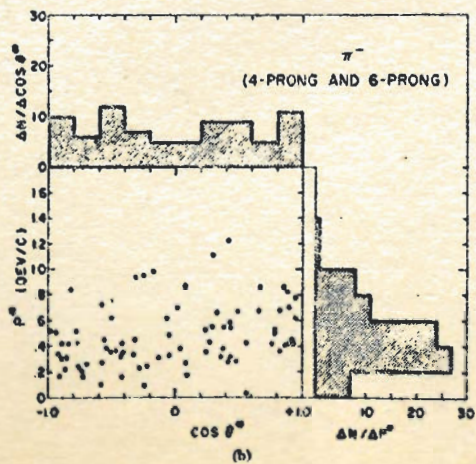
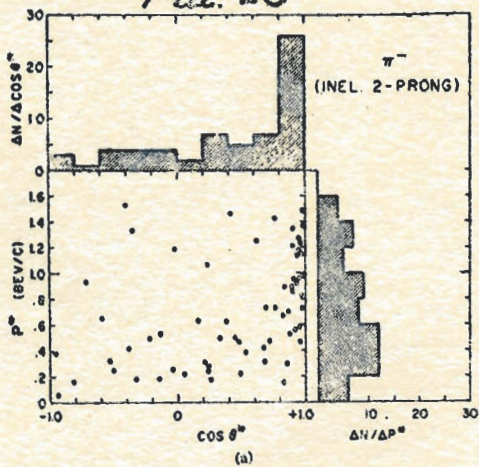
В работе Уолкера неупругие взаимодействия Π -мезонов с нуклонами исследовались с помощью фотоэмульсионной методики при энергии 4,5 Бэв. Просмотрено 10^8 мет-

Рис. 23





Puc. 25



ров по следу и найдено 128 случаев π -р- взаимодействия.

Рис. 26 дает угловое распределение протонов и пионов в двухлучевых взаимодействиях в системе центра тяжести. Как видно из рисунка, протоны, возникающие в реакции, вылетают в системе центра тяжести назад и сконцентрированы внутри очень небольшого телесного угла. Наоборот, отрицательные π -мезоны, возникающие в неупругих процессах, сконцентрированы, в основном, в направлении вперед. Распределение положительных пионов более изотропно.

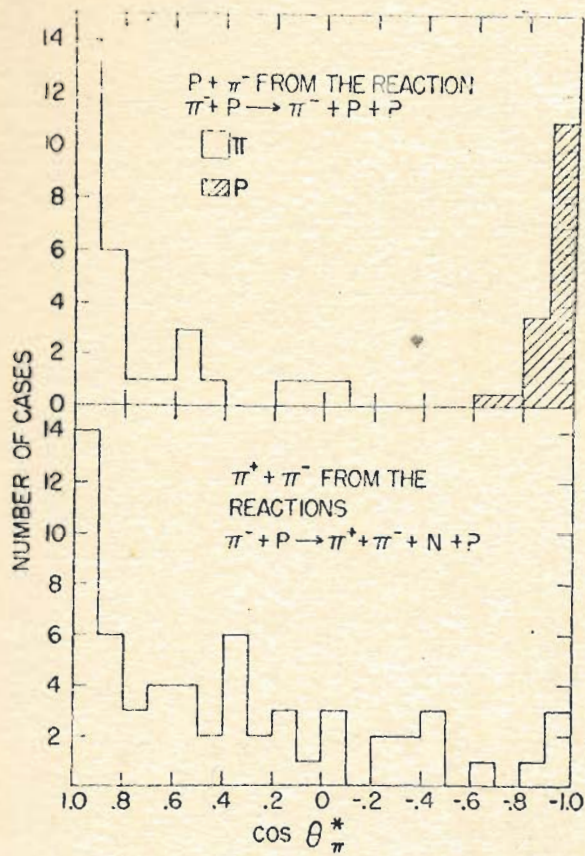
На следующем рисунке /рис. 27/ приводится импульсное распределение протонов в системе центра масс для двухлучевых звезд. Там же для сравнения приведены данные Менхена и др. Максимально возможный импульс протонов в системе центра масс соответствует 1,4 Бэв/с. Из рис. 27 следует, что почти половина протонов в этих реакциях обладает импульсом, превосходящим 1000 Мэв.

На рисунке 28 приведено угловое распределение протонов и пионов из звезд, содержащих 4 ионизирующих частицы. И в этом случае видна сконцентрированность всех протонов в направлении их первоначального движения в системе центра тяжести. Наоборот, пионы распределены значительно более изотропно.

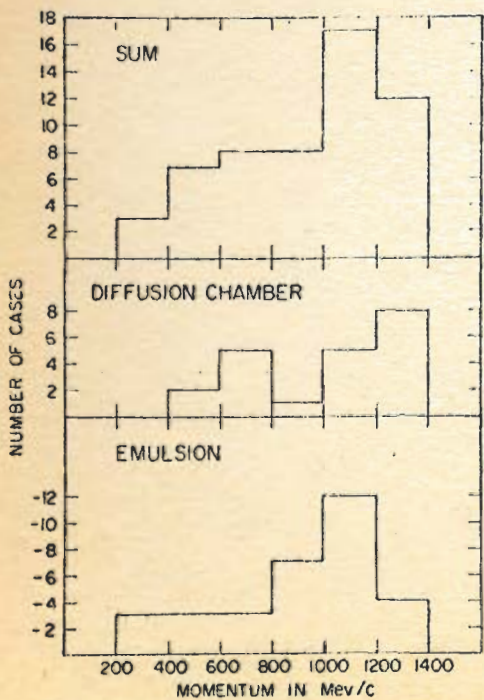
Распределение импульсов протонов в звездах такого типа несколько более широкое, чем в двухлучевых звездах и максимум сдвинут в сторону импульсов порядка 800 Мэв/с.

Авторы указывают, что наблюдаемые ими характеристики процессов неупругих соударений не согласуются с требованиями статистической модели. Наиболее резкое противоречие касается углового распределения нуклонов.

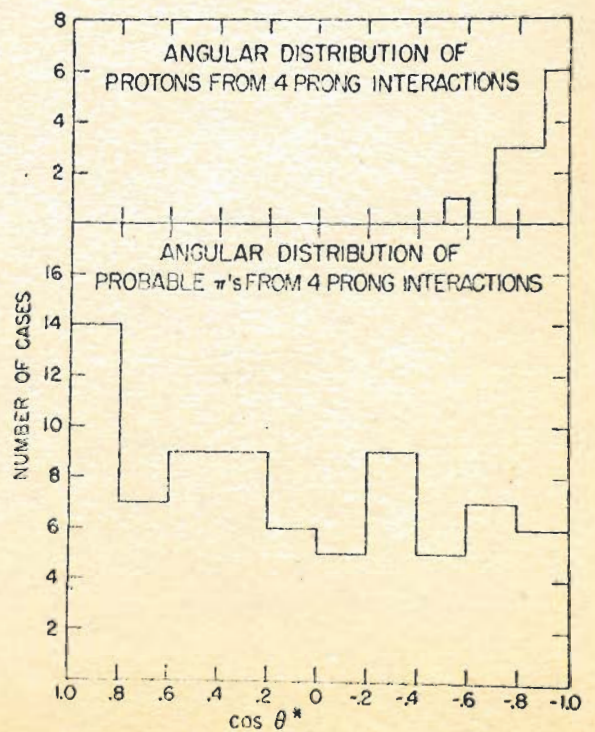
Puc. 26



Puc. 27



Puc. 28



Простейшая картина процессов генерации одного дополнительного пиона, которая согласуется с полученными Уолкером результатами, состоит, как он указывает, в том, что первичный пион взаимодействует с периферическим пионом из поля нуклона и выбивает его, наподобие дельта-электрона атома.

Уолкер оценивает, что сечение процессов такого типа близко к 7 мб.

Сходная модель была в свое время предложена Дайсоном и Такеда для того, чтобы объяснить максимум в сечении Пр-взаимодействия при 1 Бэв.

При множественном рождении пионов угловое распределение П-мезонов от 5-ти и 6-ти лучевых звезд кажется почти изотропным в системе центра тяжести. Общая особенность этих взаимодействий состоит в том, что нуклоны попрежнему двигаются в направлении задней полусферы, хотя их угловое распределение более широкое чем для протонов, возникающих в двухлучевых звездах.

Наличие ассиметрии в вылете протонов показывает, что множественное рождение пионов также трудно понять с точки зрения статистической модели.

Таким образом, главные выводы этой работы состоят в следующем:

1. Нуклоны в системе центра тяжести двигаются в основном назад.
2. Пионы большой энергии движутся в обратном направлении.