

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

АКАДЕМИЯ НАУК УзССР

Институт ядерной физики

М.И. МУМИНОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ П⁺Р-ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ
РС-4 ГЭВ С РОЖДЕНИЕМ НЕЙТРАЛЬНЫХ
ЧАСТИЦ.

Диссертация на соискание ученой
степени кандидата физико-матема-
тических наук.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук,
академик АН УзССР

С.А. АЗИМОВ

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник

В.Г. ГРИШИН

Улутбек, 1968 год.

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

ВВЕДЕНИЕ

ГЛАВА I. ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ П⁻-МЕЗОНОВ С ПРОТОНАМИ БЕЗ ОБРАЗОВАНИЯ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ $PC > 1$ ГЭВ.

- | | |
|---|----|
| § 1. Сечения, импульсные и угловые характери-
стики вторичных частиц в П ⁻ р неупругих
взаимодействиях | 4 |
| § 2. Модели неупругих взаимодействий при
высоких энергиях | 7 |
| § 3. Резонансные взаимодействия | 12 |
| § 4. Исследование П ⁻ р неупругих взаимодей-
ствий в интервале импульсов 2,5 - 10 Гэв/с
при помощи пузырьковых камер | 15 |
| а) Эффективные сечения | 15 |
| б) Угловые и импульсные распределения | 18 |
| в) Резонансные состояния | 19 |

ГЛАВА II. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

- | | |
|---|----|
| § 1. Экспериментальная установка и схема
обработки исследуемых случаев | 26 |
| § 2. Идентификация заряженных частиц по
ионизации | 30 |
| а) Зависимость плотности пузырьков
от ионизации | 31 |
| б) Ионизационные измерения | 34 |
| в) Экспериментальные ошибки в опреде-
лении относительной ионизации | 39 |
| г) Результаты измерения ионизации | 39 |

§ 3. Идентификация частиц по δ -электронам	40
а) Определение доли протонов и Π^+ -мезонов среди положительных частиц в интервале импульсов 1 - 3 Гэв/с	41
б) Ионизационные потери и пробеги электронов и позитронов в пропане (C_3H_8)	47
§ 4. Вычисление статистических весов событий γ -квантами	49

ГЛАВА III. ПОЛУЧЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ.

§ 1. Отбор экспериментального материала	53
§ 2. Выделение Π^0 -мезонов в реакциях (1) и (2)	55
§ 3. Сведение средних значений $M(\gamma\gamma)$ в зависимости от ошибок измерений	58
§ 4. Эффективное сечение первичных Π^- -мезонов на одно взаимодействие в ПК-4	61
§ 5. Выделение каналов реакций (1) и (2)	63
§ 6. Импульсные и угловые характеристики пионов в реакциях (1,2), (1,6), (1,4)	68
§ 7. Исследование спектров эффективных масс в реакции (III.2)	
а) Поиск радиационных распадов бозонных резонансов	70
б) Спектр эффективных масс системы Π -мезонов	72
в) Изучение рождения кулонных изобар	73

§ 8. Спектры эффективных масс в реакции (III.26)

а) Распределения эффективных масс систем, включающих π -кванты	75
б) Распределения эффективных масс системы Π -мезонов	77
в) Исследование распределений недостающих масс	78
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	79
ПРИЛОЖЕНИЕ I.	84
ПРИЛОЖЕНИЕ II.	85
ЛИТЕРАТУРА	

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных экспериментальных задач физики высоких энергий является изучение процессов образования частиц в неупругих взаимодействиях. В течение последних нескольких лет опубликовано много работ, посвященных исследованию неупругих взаимодействий частиц при различных энергиях в области $(1-20)$ Гэв, а также рождению резонансов в этих взаимодействиях. Однако единственной основой для интерпретации экспериментальных данных при высоких энергиях в настоящее время являются различные модели, смысл которых, как известно, состоит в том, что отдельные черты взаимодействия считаются играющими главную роль, все же остальные считаются несущественными. Последовательная теория сильных взаимодействий пока что отсутствует. Это обстоятельство обуславливает необходимость дальнейшего количественного исследования всевозможных свойств неупругих взаимодействий в зависимости от энергии этих взаимодействий.

Неупругие π^+p реакции без образования странных частиц изучались с помощью водородной пузырьковой камеры в работах /1,2/ при $pc-4$ Гэв. Полученная при этом информация относится, в основном, к заряженным вторичным частицам. Представляет интерес при этой же энергии первичных π^- -мезонов исследовать процессы с образованием нейтральных частиц (π^0 -мезонов, γ -квантов и т.д.) /3,4/. Для этой цели обычно используют пузырьковые камеры, наполненные жидкостью более тяжелой, чем водород /5-14/. Лучшим прибором в этом смысле является большая пропановая камера, которая позволяет эффективно регистрировать γ -кванты и с достаточной точностью измерять их угловые и энергетические характеристики.

В настоящей диссертации с помощью стереофотографий 24-литровой пропановой камеры ЛЭО ОИЯИ изучались следующие неупругие события при $pc=4$ Гэв:

$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^- + \kappa\gamma, (\kappa=2,3,\dots) \quad (1)$$

$$\pi^- + p \rightarrow n + 2\pi^+ + 2\pi^- + \kappa\gamma, (\kappa=2,3,\dots) \quad (2)$$

$$\pi^- + p \rightarrow p + \pi^- + \kappa\gamma, (\kappa=0,1,2,\dots) \quad (3)$$

Здесь κ — число зарегистрированных γ -квантов, которые про-
взаимодействовали с образованием (e^+e^-) — пар в эффективном
объеме камеры. Относительно большая статистика случаев, сопро-
вождавшихся двумя и большим числом γ -квантов в так называ-
емых 2-х и 4-х-лучевых событиях типов (1) и (2), позволила хо-
рошо выделить Π^0 -мезоны и получить их угловые и импульсные ха-
рактеристики и рассмотреть образование резонансов в данных реак-
циях. События (3) изучались при малой передаче импульса вторич-
ному протону.

Диссертация состоит из трех глав, заключения и приложения.

В главе I приведен обзор литературы, относящейся к рассмат-
риваемой теме. В § 1 кратко изложены полученные к данному вре-
мени результаты исследования эффективных сечений, энергетичес-
ких и угловых характеристик Π^-p неупругих взаимодействий при
PC 4 Гэв. Далее в § 2 излагаются основные положения модельных
представлений. Общие сведения о резонансах, которые наблюдаемы
во взаимодействиях при высоких энергиях, приводятся в § 3.
В § 4 рассматриваются те экспериментальные работы по Π^-p реак-
циям в области энергий (2,5 — 10) Гэв, в которых число вторич-
ных заряженных частиц равно двум (двухлучевые звезды) и четы-

ром (четырёхлучевые звезды). Особенно подробно здесь рассматриваются сведения о рождении нейтральных частиц.

В главе II изложена методика эксперимента.

В § I описана общая схема выделения и обработки исследуемых нами случаев. § 2 и § 3 посвящены более подробному изложению методики идентификации заряженных частиц по ионизации и δ -электронам и § 4 вычислению средних весов событий с γ -квантами в пропановой камере.

В главе III излагаются полученные нами экспериментальные результаты и проводится их анализ.

Основные выводы, вытекающие из результатов работы, приводятся в заключении.

И, наконец, в приложениях I и II приводятся содержание программы идентификации частиц по δ -электронам и вычисления средних "весов" событий с γ -квантами на электронно-вычислительной машине.

Средние значения поперечного импульса вторичных нуклонов и π^+ -мезонов в неупругих π^-p взаимодействиях очень слабо зави-

ТАБЛИЦА 1.
Распределение неупругих и р-эластичностей по числу эластичных
частей (в процентах от общего сечения).

рс(Гон) Рабога	число				зарядных			частей	
	0	2	4	5	8	10			
1,06	39,5±2,0	62,7±2,0	3,8±0,8						
1,09	30,4±1,7	66,4±1,8	3,2±0,7						
1,09	36,1±3,5	62,3±3,5	1,6±0,9						
1,14	25,4±2,5	72,2±2,6	2,4±0,9						
1,30	34,3±5,7	65,7±5,7	-						
1,44	21,5±1,6	74,4±1,7	4,1±0,8						
1,6	36,5±4,0	61,5±4,0	2,0±1,2						
1,6	29,7±5,3	66,9±5,4	1,4±1,4						
2,8	11,8±1,8	66,5±6,0	20,3±3,0	1,4±1,2					
4,5	8,2±2,6	67,3±4,5	20,4±3,8	4,1±0,6	4,1±1,2				
6,8	4,4±1,6	48,5±3,8	41,6±3,8	4,8±1,5	0,7±0,7				
7,5	5,0±2,0	53,0±5,0	31,4±4,0	9±3	2±1				
10,0	1,5±0,2	49,4±0,7	36,8±0,7	14,2±0,5	2,0±0,2	0,13±0,05			
11,4	4,9±0,7	38,8±1,6	37,3±1,6	-	-	-			
16	2,3±1,0	24,8±2,9	45,0±3,3	21,6±2,8	6,3±1,6	-			

Таблица 2

ре Гэв	Работа	$\vec{n}/\bar{n}$		
		P	Π^+	Π^-
1	/19/	$0,54 \pm 0,22$	$1,25 \pm 0,36$	$0,97 \pm 0,32$
1,32	/21/	$0,37 \pm 0,09$	$1,23 \pm 0,1$	$1,54 \pm 0,1$
1,72	/32/	$0,09 \pm 0,02$	$0,53 \pm 0,22$	$1,92 \pm 0,3$
4	/2/	$0,3 \pm 0,02$	$1,07 \pm 0,06$	$1,42 \pm 0,06$
5,96	/33/	0	$1,29 \pm 0,54$	$2,66 \pm 0,67$
$7,5 \pm 0,5$	/34/	$0,09 \pm 0,01$	$1,31 \pm 0,01$	$1,77 \pm 0,09$
10	/35/	$0,18 \pm 0,2$	$1,62 \pm 0,15$	$2,22 \pm 0,16$
16 ± 3	/31/	0	$1,46 \pm 0,12$	$2,12 \pm 0,11$
17,96	/33/	0	$4,1 \pm 1,8$	$4,2 \pm 1,1$

сит от энергии и типа частиц. При ускорительных энергиях средние поперечные импульсы частиц разных сортов мало отличаются друг от друга и в среднем составляют ~ 350 Мэв/с /37/.

Отметим, что к настоящему времени информация об угловых и импульсных характеристиках вторичных частиц в Пр неупругих взаимодействиях, в основном, относится к заряженным частицам, за исключением нейтрона. Подобная информация о нейтральных вторичных нуклонах почти отсутствует.

Вопрос о механизме неупругих взаимодействий связан с энергией, затраченной на образование новых частиц (неупругость). Так "центральные столкновения" с относительно небольшим пара-

метром удара характеризуются значительно большей неупругостью, чем "периферические столкновения", где основная часть энергии, как правило, уносится всего лишь одной "лидирующей" частицей. Наличие одной очень быстрой частицы качественно хорошо согласуется с моделью периферических взаимодействий. Наряду с этим, в той части характеристик неупругого взаимодействия, которая непосредственно не связана с "лидирующей" частицей, достаточно ясно проявляются статистические черты. Основываясь на различных конкретных импульсных и угловых спектрах, множественности вторичных частиц и т.д., разные авторы разделяют неупругие взаимодействия на периферические и центральные /37-40/.

В последние годы это разделение получает все большее признание и наиболее часто экспериментальные факты сравниваются со статистической и периферической моделями.

§ 2. Модели неупругих взаимодействий при высоких энергиях.

Большинство моделей, используемых для сравнения с экспериментальными данными при высоких энергиях обсуждалось в ряде обзорных работ /41-44/, где подробно выписан список приближений, сделанных в этих моделях, и изучены результаты, которые можно получить с их помощью.

1. Одной из основных моделей неупругих взаимодействий частиц при высоких энергиях является статистическая теория Серми /45, 46/. В основе этой теории лежат следующие предположения:
а) при столкновении быстрой частицы с нуклоном кинетическая энергия выделяется в очень малом эффективном объеме, именном ли-

нейные размеры порядка размеров Π -мезонного облака нуклона, и б) ядерное взаимодействие между Π -мезонным облаком и нуклоном является настолько сильным, что очень быстро устанавливается статистическое равновесие между всеми возможными состояниями системы, разрешенными законами сохранения. Такой подход позволяет определить вероятности неупругих взаимодействий, не детализируя их характера, т.е. обойти конкретную теорию для его описания. Не вдаваясь в детальное рассмотрение теории Ферми отметим, что выражение для вероятности процесса образования вторичных частиц состоит из двух факторов. Один из них матричный элемент перехода из начального состояния в конечное многочастичное состояние содержит динамические аспекты процесса, все же остальное — кинематика. Со времени своего появления первоначальная формулировка теории Ферми претерпела значительные изменения как в кинематическом факторе, так и в динамическом, однако, основная идея Ферми об установлении в малом объеме статистического равновесия между различными степенями свободы системы сохранилась и, как было показано в /47, 48/, многие модели в той или иной мере содержат элементы теории Ферми.

Подробное исследование теории Ферми в различных ее вариантах приведено в вышеупомянутых обзорных работах /41-44, 48/. Модификация статистической модели, появившиеся в последние годы, содержатся, например, в /49/.

Из большинства сравнений результатов экспериментальных работ с расчетами по статистической модели можно сделать общий вывод, что эта модель дает правильный результат при вычислении средних характеристик неупругих взаимодействий (например, средних

множественности и средние значения импульсов образованных Π -мезонов в с.ц.и. и т.д.). Однако конкретные данные, например, спектры вторичных частиц, угловые распределения обычно противоречат статистической теории.

2. Характерные особенности неупругих Π р взаимодействий (малый переданный импульс, анизотропия углового распределения и т.д.) привели к представлению о, так называемых, однопсионных взаимодействиях. С точки зрения структуры можно представить, что нуклон состоит из центрального "ядра" и окружающего его "мезонного облака" /50/. Тогда можно рассматривать взаимодействие падающего пиона с пионом из такого "мезонного облака". Ясно, что это взаимодействие будет тем более иметь характер свободного Π и столкновения, чем менее пион "мезонного облака" связан с нуклоном, т.е. чем меньше будет импульс нуклона отдачи, тем более периферичным будет взаимодействие. Физической основой периферических соударений является то, что Π -мезон участвует из скльновзаимодействующих частиц и поэтому обеспечивает наибольший радиус взаимодействия. Основное положение модели однопсионного взаимодействия заключается в том, что в амплитуде процесса преобладающей считается диаграмма с обменом только одним виртуальным пионом, вкладом же других диаграмм пренебрегают. Модель однопсионного обмена развивалась многими авторами /51-59/. В этой модели считается, что периферическим соударениям соответствует из всевозможных диаграмм Фейнмана только три, которые, по-видимому, соответствуют неупругим взаимодействиям с малой передачей импульса, т.е. далеким периферическим соударениям. Эти диаграммы показаны на рис. I.

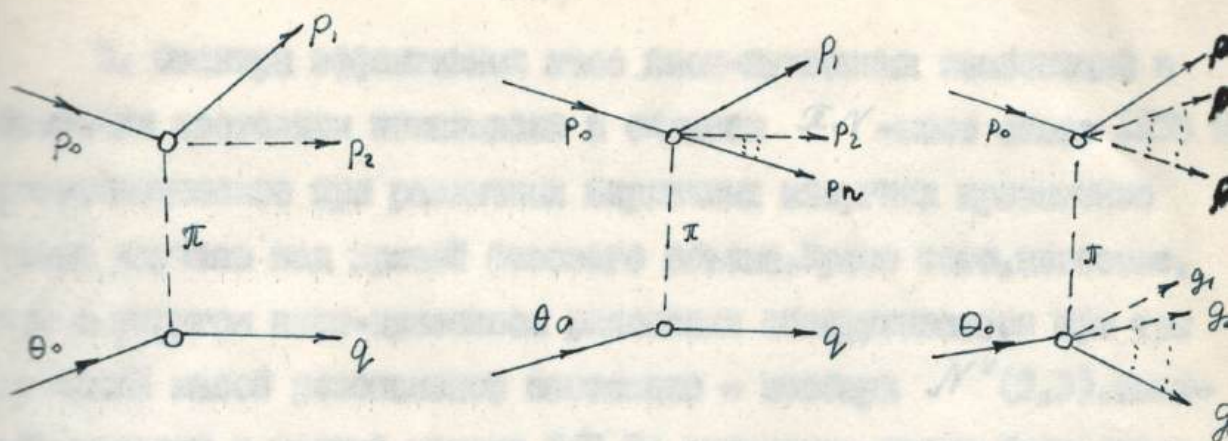


Рис.1.

Эта модель позволяет во многих случаях получить количественные оценки сечений и других характеристик неупругих взаимодействий. При решении этой проблемы часто используются полюсные приближения. Одним из частных вариантов является экстраполяционный метод Чу и Лоу /60/.

Трейман и Бит /61/ предложили критерий справедливости одномезонной схемы. Критерий основан на общих свойствах 3-х фейнмановских диаграмм рис.1, где предполагается, что в результате столкновения двух частиц с 4-импульсами p_0 и θ_0 возникает две группы вылетающих частиц $[p_i]$ и $[q_i]$. Причем $[p_i]$ и $[q_i]$ образуют два хорошо разделенных конуса (в с.и.и.в.с.и. системы), направленных в противоположные стороны. Поскольку π -мезон — бесспиновая частица, то корреляции между $[p_i]$ и $[q_i]$ отсутствуют, кроме корреляции, следующей из кинематики. Наличие корреляции импульсов было бы сильным свидетельством против одномезонного обмена. Следует отметить еще другой критерий, связанный с отбором случаев, удовлетворяющих "изобарной кинематике" /62/. Это позволяет исключить изобарные диаграммы и диаграммы, в которых один из пионов перерассеивается на нуклоне, образуя промежуточное изобарное состояние.

3. Спектры эффективных масс пион-нуклонных комбинаций в конечном состоянии показывают в области πN -масс около 1238 м.е. систематическое при различных первичных энергиях превышение числа случаев над кривой фазового объема. Кроме того, известно, что в упругом пион-нуклонном рассеянии обнаруживается при той же самой массе резонансное состояние — изобара $N^*(9,3)$, имеющее изоспин и полный момент $3/2$. На основании этого было сделано предположение о том, что и рождение пионов в πN неупругих взаимодействиях происходит через образование изобары и была разработана изобарная модель [63, 64].

В изобарной модели процесс рождения пионов представляется следующим образом: сначала налетающий пион и нуклон мимими образуют изобару и пион отдачи, а затем изобара распадается на мезон и нуклон $\pi N \rightarrow \pi N^* \rightarrow \pi N$. Энергетические спектры пионов отдачи и распадных из изобары пионов просто суммируются. Для получения энергетических спектров частиц и других характеристик процессов делается предположение об угловом распределении образующейся изобары по способу ее распада.

Изобарная модель качественно описывает импульсные спектры пионов и нуклонов, угловые корреляции между частицами в конечном состоянии, в некоторых случаях отношение сечений реакций. Однако количественные совпадения при больших упрощающих предположениях, содержащихся в изобарной модели, трудно ожидать. Ряд экспериментальных данных — спектры $(\pi \pi)$ -масс, зависимость отношения сечений различных каналов от энергии налетающих частиц и т.д. — не совпадают с расчетами модели.

§ 3. Резонансные взаимодействия.

За последние годы было установлено, что характерной чертой сильных взаимодействий является образование резонансных состояний (резонансов). Число достоверно установленных резонансов сейчас достигает ~ 60 , а если учесть знаки электрических зарядов, то число различных резонансов увеличится еще в несколько раз (см., например, обзор /65/).

Время жизни резонансов обычно в пределах $(10^{-23} - 10^{-21})$ сек (т.е. того же порядка, что и "ядерное время" $\frac{\hbar}{M\Delta c} \sim 4,7 \cdot 10^{-24}$ сек), в то время как у P^0 -мезона — одной из самых короткоживущих "обычных" частиц — время жизни равно 10^{-16} сек. Известны три основных экспериментальных метода обнаружения резонансов (см., например, /15/):

- 1) изучение энергетической зависимости сечений,
- 2) исследование квазиупругого рассеяния,
- 3) анализ эффективных масс группы частиц, образующихся при неупругих столкновениях.

Первый метод применим, если резонанс является двухчастичным и одна из 2-х частиц стабильна (такое возможно лишь в случае мезона). Тогда резонанс может быть обнаружен и при непосредственном измерении сечения взаимодействия этих частиц. Сечение не рассеяния двух нестабильных частиц можно измерить только косвенно, например, с помощью одномезонного приближения /66/.

Второй метод применим тоже для резонансных πN -взаимодействий путем наблюдения квазиупругого рассеяния $\pi + N \rightarrow N^* + \pi$
 $\downarrow$ N^* мезон

По мере увеличения передачи четырехмерного импульса протону — явлению возбуждаются резонансные состояния со все большими значениями эффективных масс. В импульсном спектре протонов, вылетающих под определенным углом к пучку переносных частиц, вслед за пиком, обусловленным чисто упругим рассеянием, последовательно возникают резонансные пики, соответствующие возрастающим значениям эффективных масс.

Третий метод — это, так называемый, метод эффективных масс. В неупругих взаимодействиях из числа вторичных частиц выделяется группа n — частиц, суммарная энергий (E_i) и импульсов (P_i), которых может быть измерена либо непосредственно, либо разностным методом.

Затем определяется "масса" этой группы частиц

$$m = \left[\left(\sum_{i=1}^n E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n P_i \right)^2 \right]^{1/2}$$

и исследуется зависимость от нее сечения всего процесса (σ). Если при некотором " m " сечение резко возрастает (наблюдается "пик"), то это значит, что в системе " n " частиц при таком значении " m " может быть резонанс. Ширина резонанса Γ определяет его время жизни. Подтверждением существования резонанса является обнаружение его в нескольких реакциях с образованием той же самой группы " n " частиц при различных начальных энергиях.

Как правило, резонанс имеет место в одном квантовом состоянии системы " n " частиц и поэтому может быть охарактеризован набором квантовых чисел, точно таких же, какие приписываются всем остальным "элементарным" частицам. Значение квантовых чисел оп-

исследуется экспериментально, в частности, спин и четность резонансного состояния обычно находится при изучении разного рода угловых распределений для случаев, попавших в область резонансного пика. Метод эффективных масс оказывается особенно полезным при исследовании резонансных состояний нестабильных частиц. Однако пик в спектре эффективных масс " m " может иногда быть обусловлен не только резонансом при данном значении " m ", но и другими причинами, например, влиянием резонансов, соответствующих другим значениям масс. Также в ряде случаев из-за недостаточности экспериментальной статистики пики в сечении появлялись просто как результат статистических флуктуаций. С увеличением статистики часть резонансов оказалась не существующей. В ряде случаев статистика однако мала и по сей день. Поэтому наряду с достоверными имеется большое число проблематических резонансов. Известного экспериментального материала недостаточно также для определения спина и четности некоторых достоверных резонансов.

Экспериментальные параметры и обсуждение более достоверных, а также других проблематических пион-нуклонных и мезонных резонансов можно найти в таблицах Розенфельда и др. /67, 68/ и во многих обзорах по резонансным состояниям (см., например, /16, 66, 65, 69, 70, 72/).

Исследование резонансов позволило установить ряд закономерностей, связанных с унитарной симметрией сильных взаимодействий и расположением адронов (ядерноактивных частиц) вдоль траекторий Редже, гипотезой кварков и других моделей сильного взаимодействия. Однако теоретическое описание резонансов в настоящее время почти полностью является феноменологическим. Изучение ре-

резонансных состояний далеко не закончено, часто появляются сообщения об открытии новых резонансов, измерение их параметров, проверке с их помощью разного рода моделей.

§ 4. Исследование π^-p неупругих взаимодействий в интервале импульсов 2,5 - 10 Гэв/с при помощи пузырьковых камер.

В данном параграфе ограничимся анализом экспериментальных работ по π^-p взаимодействиям, когда число вторичных заряженных частиц равно двум (2-х лучевые звезды) и четырем (4-х лучевые звезды).

Рассмотрим следующие реакции:

$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^- + \pi^+ \quad (1,1)$$

$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^- + \pi^+ + m\pi^0, \quad (m \geq 1) \quad (1,2)$$

$$\pi^- + p \rightarrow p + \pi^- + \pi^0 \quad (1,3)$$

$$\pi^- + p \rightarrow p + \pi^- + \pi^0 m, \quad (m \geq 1) \quad (1,4)$$

$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^- + \pi^- + \pi^+ + \pi^+ \quad (1,5)$$

$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^- + \pi^- + \pi^+ + \pi^+ + m\pi^0, \quad (m \geq 1) \quad (1,6)$$

$$\pi^- + p \rightarrow p + \pi^- + \pi^- + \pi^+ + \pi^0 \quad (1,7)$$

$$\pi^- + p \rightarrow p + \pi^- + \pi^- + \pi^+ + m\pi^0, \quad (m \geq 1) \quad (1,8)$$

а) Эффективные сечения.

Экспериментально определенные значения эффективных сечений при различных энергиях для рассматриваемых реакций суммированы в таблицах 3 и 4, соответственно для 2-х и 4-х лучевых звезд. На рис.2 (взятой из работы /75/) приводится энергетическая зависимость эффективных сечений для реакций с рождением 3-х и 4-х

пионов.

Из данных таблиц 3, 4 и рис. 1 можно сделать следующие выводы:

1) эффективные сечения 2-х и 4-х лучевых реакций в данной импульсной области имеют максимумы. С возрастанием множественности пионов эти максимумы перемещаются в сторону больших энергий;

2) для двухлучевых звезд величина эффективных сечений канала с рождением нейтрона примерно в два раза превосходит значения сечения канала с рождением протона. В 4-х лучевых же звездах наблюдается обратное явление. Причем сечение нейтронного канала сильно зависит от множественности и энергии первичных π^- -мезонов. Для канала с рождением протона такая зависимость проявляется менее четко. Из таблиц 3 и 4 также видно, что наиболее полные данные о сечениях рассматриваемых реакций приведены при $p_{\pi^-} = 4$ Гэв в работах [1, 2]. Эти работы выполнены при помощи водородной пузырьковой камеры, установка водородных камер не позволила авторам выделить каналы реакции (1, 2), (1, 4), (1, 6) и (1, 8) с определенным числом π^0 -мезонов.

В работе [3] исследовались каналы π^-p реакций с различной множественностью вторичных пионов при импульсе 6,1 Гэв/с в пузырьковой камере, наполненной пропан-фреоновой смесью. Однако эффективные сечения для рассматриваемых нами реакций авторы не приводят из-за того, что им не удалось отделить случаи реакций на свободном протоне от случаев на ядре.

В литературе нет данных по эффективному сечению каналов реакций (1, 2), (1, 4), (1, 6) и (1, 8) с определенным числом π^0 -мезонов и при других импульсах первичных π^- -мезонов.

Таблица 3. Сечение конглоид для 4-х лучевых ПР реактив.

Индукция первич. П-но зон (ГэВ/с)	Индукция втор. П-но зон (ГэВ/с)	$\sigma(n, \pi^+ \pi^-)$ (мб)	$\sigma(n, \pi^+ \pi^-)$ (мб)	$\sigma(n, \pi^+ \pi^-)$ (мб)	$\sigma(n, \pi^+ \pi^-)$ (мб)	$\sigma(n, \pi^+ \pi^-)$ (мб)	$\sigma(n, \pi^+ \pi^-)$ (мб)
2,75	171/	3,9 $\pm$ 0,1	6,18 $\pm$ 0,1	10 $\pm$ 0,15	2,8 $\pm$ 0,1	2,0 $\pm$ 0,1	4,8 $\pm$ 0,15
4	171/	3,16 $\pm$ 0,13	5,57 $\pm$ 0,17	8,73 $\pm$ 0,23	2,21 $\pm$ 0,10	2,67 $\pm$ 0,12	4,88 $\pm$ 0,20
8	171/	1,25 $\pm$ 0,21	-	-	-	-	-
10	125/	0,85 $\pm$ 0,12	-	-	0,47 $\pm$ 0,05	-	-

Таблица 4. Сечение конглоид для 4-х лучевых ПР реактив.

Индукция первич. П-но зон (ГэВ/с)	Индукция втор. П-но зон (ГэВ/с)	$\sigma(n, \pi^+ \pi^-)$ (мб)	$\sigma(n, \pi^+ \pi^-)$ (мб)	$\sigma(n, \pi^+ \pi^-)$ (мб)	$\sigma(n, \pi^+ \pi^-)$ (мб)	$\sigma(n, \pi^+ \pi^-)$ (мб)	$\sigma(n, \pi^+ \pi^-)$ (мб)
2,75	173/	-	-	1,15 $\pm$ 0,05	-	-	3,60 $\pm$ 0,08
3,2	174/	0,19 $\pm$ 0,042	-	1,3 $\pm$ 0,2	1,86 $\pm$ 0,082	-	3,9 $\pm$ 0,3
4	121/	1,10 $\pm$ 0,06	1,47 $\pm$ 0,07	2,57 $\pm$ 0,09	1,4 $\pm$ 0,1	0,85 $\pm$ 0,06	4,87 $\pm$ 0,1
4,2	175/	1,16 $\pm$ 0,06	-	-	2,11 $\pm$ 0,09	-	-
7,5	135/	-	-	3,7 $\pm$ 0,2	2,18 $\pm$ 0,11	-	5,1 $\pm$ 0,31
8	177/	0,69 $\pm$ 0,12	-	-	-	-	-
10	126/	-	-	3,33 $\pm$ 0,21	1,77 $\pm$ 0,35	-	5,0 $\pm$ 0,2

х) данные работы 173/.

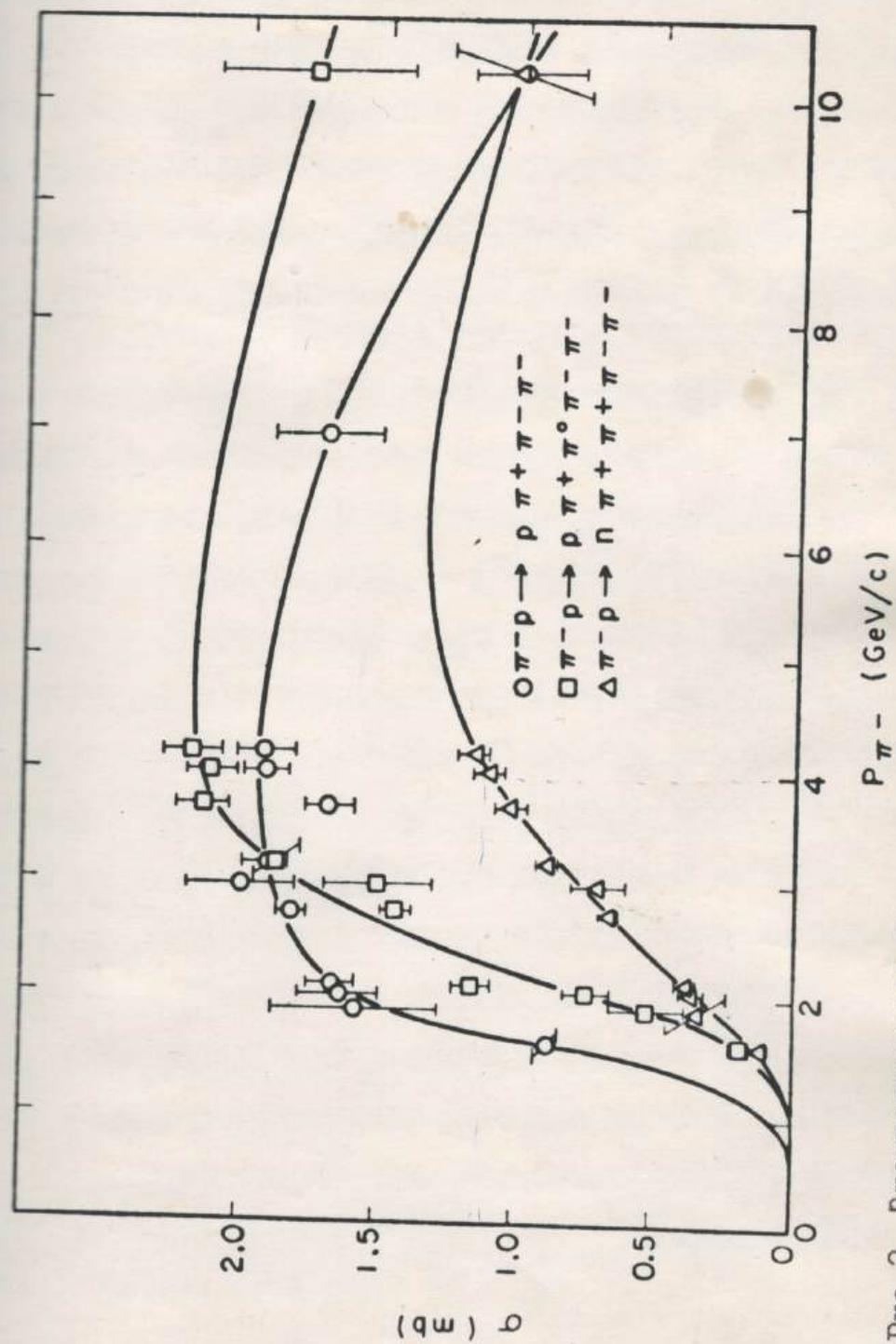


Рис.2 Энергетическая зависимость сечений четырехлучевых $\Pi^- p$ взаимодействий.

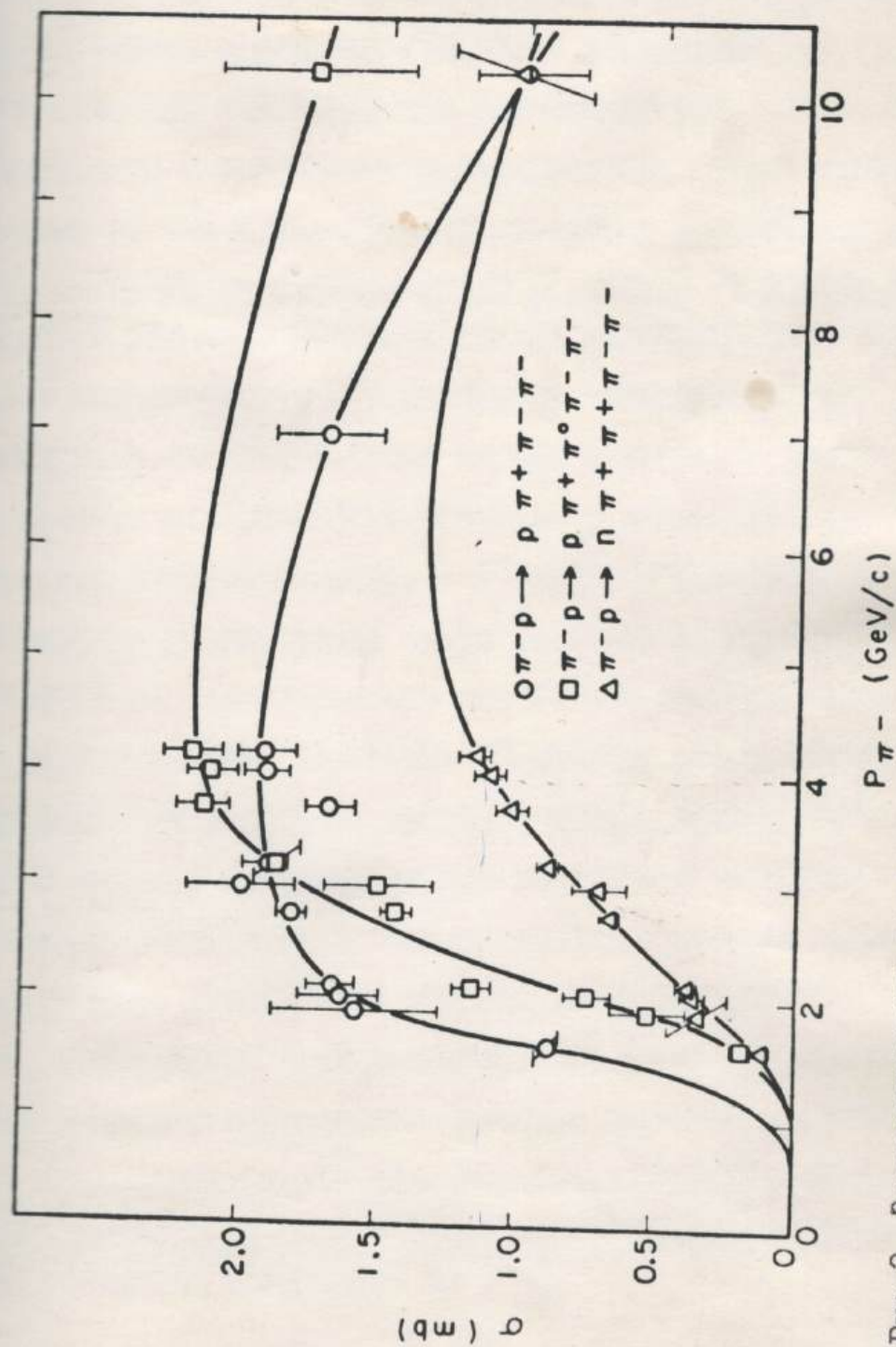


Рис.2 Энергетическая зависимость сечений четырехлучевых Π^- р взаимодействий.

б) Угловые и импульсные распределения.

Наиболее подробно угловые и импульсные распределения вторичных частиц в Π^+ неупругих столкновениях для 2-х и 4-х лучевых звезд изучались в работах /76,77/ в водородной пузырьковой камере при импульсе 3,5 Гэв/с и в работе /3/ при 6,1 Гэв/с.

Данные об угловых и импульсных распределениях вторичных частиц для некоторых из 2-х и 4-х лучевых реакций в импульсном интервале 2,5 - 10 Гэв/с содержатся также в работах /1,2,5,35,71,78/.

Сравнение экспериментальных данных показывает, что имеется ряд больших характеристик Π^+ неупругих взаимодействий в указанном интервале импульсов. Это, в первую очередь, - резкая анизотропия угловых распределений протонов в с.ц.и., анизотропия Π^- -мезонов и, в меньшей степени, - Π^+ -мезонов (см. таблицу 2).

Следует отметить относительно малую величину поперечных импульсов частиц. Общий характер имеют импульсные спектры вторичных частиц. С ростом энергии первичных Π^- -мезонов увеличиваются средние импульсы всех вторичных частиц в с.ц.и., причем быстрее растет средний импульс протона. Средние поперечные импульсы Π^- -мезонов и протонов увеличиваются незначительно. С увеличением импульса возрастает анизотропия угловых распределений Π^- -мезонов и протонов в с.ц.и. При этом увеличивается доля частиц, вылетающих под малыми углами к направлению движения первичных частиц в с.ц.и. до взаимодействия. Коэффициенты анизотропии угловых спектров

х) Отметим, что во всех перечисленных работах изучались также распределения спектров вторичных частиц с различными комбинациями вторичных частиц (см. раздел в) § 4).

... однако, в разных реакциях имеет различные значения.

а) Резонансные состояния.

В пузырьковых камерах рождения и свойства резонансов обычно изучаются путем анализа спектров эффективных масс различных комбинаций вторичных частиц неупругих взаимодействий. Изучение распределений эффективных масс в 2-х и 4-х лучевых звездах в области 2,5 - 10 Гэв/с проводились в работах, перечисленных в предыдущем разделе.

В работе /71/ с помощью водородной камеры при $\rho = 2,75$ Гэв исследовались следующие реакции:

$$\pi^- p \rightarrow \rho \pi^- \pi^0 \quad (1,3)$$

$$\rightarrow n \pi^- \pi^+ \quad (1,1)$$

$$\rightarrow n \pi^- \pi^+ + m \pi^0, \quad m \geq 1 \quad (1,2)$$

$$\rightarrow \rho \pi^- + m \pi^0, \quad m \geq 2 \quad (1,4)$$

Результаты данной работы показывают, что в спектрах эффективных масс двухлинейных систем $(\pi^- \pi^0)$ и $(\pi^- \pi^+)$ появляются значительные пики, соответствующие ρ -мезону. Оказалось, что сечение рождения ρ^- и ρ^0 составляют соответственно 0,75 мбн (27% от сечения анала $\pi^- p \rightarrow \rho \pi^- \pi^0$) и 1,1 мбн (28% от сечения канала $\pi^- p \rightarrow n \pi^- \pi^+$). Было получено, что конечное состояние $\pi \pi$ примерно в 50% случаев осуществляется через канал $\rho \pi$. Имеются указания на рождение f^0 -мезона ($\sigma(f^0) \leq 0,1$ мбн) и ω^0 -мезона, рождение изотр не было обнаружено. Согласующиеся с данными выводами результаты были получены в работе /76/, где изучались такие же реакции при $\rho = 3,5$ Гэв. При импульсе 4 Гэв/с данные реакции изучались в

работе /1/. Распределения масс двухпионных систем для реакций $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^- p$ и $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^- n$ ясно указали, как и в работах /71,76/ на рождение ρ^- , ρ^0 и ρ^+ - мезонов, сечения данных резонансов получились равными соответственно: $(0,45 \pm 0,13)$ мбн, $(0,75 \pm 0,13)$ мбн и $(0,42 \pm 0,03)$ мбн. В распределении квадрата недостатка массы M_x для реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^- p$ наблюдался пик, соответствующий ρ^- -мезону ($\sigma_{\rho^-} \sim 0,11$ мбн).

В 4-х лучевых звездах при $\sqrt{s} = 4$ Гэв изучались следующие реакции /2/:

$$\pi^- + p \rightarrow \rho \pi^- \pi^- \pi^+ \quad (1,9)$$

$$\rightarrow \rho \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \quad (1,7)$$

$$\rightarrow n \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+ \quad (1,5)$$

$$\rightarrow \rho \pi^- \pi^- \pi^+ + m \pi^0, \quad m \geq 2 \quad (1,8)$$

$$\rightarrow n \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+ + m \pi^0, \quad m \geq 1 \quad (1,6)$$

В реакции (1,9) можно разделить следующие пять каналов:

$$\pi^- p \rightarrow \rho \pi^- \pi^+ \quad - \text{главный канал,}$$

$$\rightarrow \rho \pi^- \rho^0 \quad - \rho^0\text{-мезонный канал,}$$

$$\rightarrow N^{*++} \pi^- \pi^- \quad - \text{канал заряженной изобары}$$

$$\rightarrow N^{*0} \pi^- \pi^+ \quad - \text{канал нейтральной изобары}$$

$$\rightarrow N^{*0} \rho^0 \quad - \text{канал: изобара плюс } \rho^0\text{-мезон}$$

Из анализа спектров $(\pi^0 \pi^-)$, $(\pi^0 \pi^+)$, $(\pi^+ \pi^-)$, $(\pi^- \pi^-)$ авторы данной работы сделали вывод о незначительности каналов: нейтральной изобары и изобара плюс ρ^0 -мезон. Было получено, что около 33% реакции (1,9) проходит по каналу с ρ^0 -мезоном и около 25% по каналу с заряженной изобарой.

В массовом спектре ($p\pi^+$) реакции (1,7) обнаружена изобара ($3/2, 3/2$), оценки показали, что около 5% случаев реакции (1,7) проходят с рождением N^* . Изобары в ($p\pi^-$) и ($p\pi^0$) массовых спектрах и ρ -мезоны в спектрах ($\pi^+\pi^-$), ($\pi^+\pi^0$) и ($\pi^-\pi^0$) обнаружены не были. В распределении ($\pi^+\pi^-\pi^0$) наблюдался пик, обусловленный распадом ω^0 -мезона на три пиона. Сечение рождения ω^0 получилась равным $(0,26 \pm 0,04)$ мбн.

Изучение реакции (1,5) указало на рождение изобары в спектре $M(\pi^-)$. В спектрах $M(\pi^+\pi^-)$ и $M(\pi^+\pi^0)$ резонансы не обнаружались. Реакции (1,9), (1,7) и (1,5) изучались также при импульсе первичных π^- -мезонов 3,2 и 4,2 Гэв/с с помощью водородной камеры в работе /75/. Полученная в данной работе информация о реакциях (1,9), (1,7) и (1,5) согласуется с выводами работы /1/.

В распределении эффективных масс реакции (1,8) авторы работы /2/ не обнаружили ни изобары в спектре $M(p\pi^-)$, ни ρ^0 -мезона в спектре $M(\pi^+\pi^-)$.

Для реакции (1,6) мезонные резонансы не проявились. Не было также обнаружено для этой реакции доказательств существования изобар.

4-х лучевые звезды изучались и при $p=3,5$ Гэв в работе /77/. Здесь было обнаружено в реакции $\pi^-p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$, ($m \geq 0$) рождение ($3/2, 3/2$) изобары, вклад которой в реакцию составил 12 - 18%. Другие резонансы не наблюдались.

В работе /35/ при импульсе 7,5 Гэв/с тоже изучалась реакция $\pi^-p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$, ($m \geq 0$). Наблюдены $N_{3,3}^{*+}$ и $N_{3,3}^{*0}$. Для канала данной реакции без образования π^0 -мезонов было по-

видно, что $\sim 45\%$ от общего числа событий составляет рождение f^0 -мезона.

Различные каналы 2-х и 4-х лучевых реакций при импульсе 6,1 ГэВ/с изучались в работе [3] при помощи пузырьковой камеры, наполненной пропан-фреоновой смесью. В спектре эффективных масс системы $(\pi^+\pi^-)$ для реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+n$ авторы обнаружили резкий пик в области ρ -мезона, помимо этого получены указания на существование f^0 и g^0 -резонансов.

В распределении эффективной массы $M(\pi^+\pi^-)$ для реакции $\pi^-p \rightarrow n 2\pi^-2\pi^+$ была обнаружена концентрация случаев в области f^0 -мезона и ω^0 -мезона. В спектре же $M(\pi^+\pi^-\pi^+)$ были получены указания на рождение A_1 и A_2 резонансов. Интересные результаты были получены авторами при изучении реакции $\pi^-p \rightarrow 2\pi^-2\pi^+n$. В спектре эффективной массы системы $(2\pi^-2\pi^+)$ обнаружился пик в области между 1600 и 1800 МэВ, соответствующий 3 стандартным отклонениям над фазовой кривой. Если исключить возможность сильной статистической флуктуации, этот пик можно объяснить либо кинематическим эффектом (возможно для взаимодействий на ядре), либо рождением нового 4-х пионного резонанса. Эффективная масса этого пика соответствует g^0 -резонансу. Другие резонансы не были обнаружены.

В работе [78] исследовались π^-p взаимодействия при импульсе 8 ГэВ/с, происходящие в водородной мишени, помещенной в пузырьковую камеру с фреоновым наполнением. Изучались реакции:

$$\begin{aligned}\pi^- p &\rightarrow n \pi^- \pi^+ \\ &\rightarrow \rho \pi^+ \pi^- \pi^- \\ &\rightarrow n \pi^- \pi^+ \pi^0 \\ &\rightarrow n 2\pi^+ 2\pi^-\end{aligned}$$

Полученные результаты данной работы представлены в таблице 5.

Таблица 5

Канал	Сечение (мб)
$\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^-$	$1,25 \pm 0,21$
$\rightarrow \rho^0 n$	$0,39 \pm 0,07$
$\rightarrow f^0 n$	$0,14 \pm 0,05$
$\rightarrow g^0 n$	$0,08 \pm 0,04$
$\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 n$	$1,36 \pm 0,25$
$\rightarrow \omega^0 n$	$0,05 \pm 0,03$
$\rightarrow \rho^- N^{*+}(1238)$	0,04
$\rightarrow \rho^0 N^{*0}(1238)$	0,04

Из совокупности результатов и работ, посвященных изучению $\pi^- p$ неупругих взаимодействий в импульсном интервале $2,5 \div 10$ ГэВ можно сделать следующие выводы:

1. Для двухпионных конечных состояний характерно рождение мезонных резонансов (ρ, f, ω, η), изобары же не наблюдаются. Главные распределения характеризуются тем, что как положительные так и отрицательные пионы испускаются преимущественно вперед в с.ц.м., как и ожидается в периферических столкновениях. Анизотро-

ни вперед - назад более резко выделена для Π^- -мезонов, чем для Π^+ . Этот эффект наблюдался разными авторами и может быть приписан дифракционному рассеянию первичного Π^- -мезона на пионе из нуклонного облака. Другим механизмом, приводящим к появлению быстрых Π^- -мезонов под малыми углами, является образование ρ -мезонов с последующим распадом $\rho \rightarrow \Pi$. Эти реакции хорошо описываются моделью одномезонного обмена.

2. При увеличении множественности вторичных пионов с 3 до 5 рождение мезонных резонансов уменьшается, зато больше рождается изобар. Для данной множественности угловые и импульсные распределения вторичных частиц большинства столкновений нельзя отнести к периферическим. Вместе с тем угловые и импульсные распределения также не согласуются с распределениями, ожидаемыми по статистической модели. Можно предположить, что при множественности пионов ~ 4 взаимодействие Π^- -мезонов с протонами идет с образованием двух промежуточных возбужденных состояний. Продукты распада одного из них (пионного) вылетают в с.ц.н. вперед, а продукты распада другого (барионного) - назад.

3. С дальнейшим ростом множественности (≥ 5) угловые и импульсные распределения согласуются с выводами статистической модели. Мезонные резонансы и короткоживущие изобары возникают редко.

4. В рассмотренных в обзоре 2-х и 4-х лучевых реакциях полученная информация относится, в основном, к заряженным частицам. Конкретные данные о нейтральных пионах фактически отсутствуют.

В реакциях (1,2), (1,4), (1,6), (1,8) не выделены каналы с оп-

разделенным числом Π^0 -мезонов.

В настоящей диссертации при помощи стереоснимков пропановой пузырьковой камеры, облученной Π^- -мезонами с импульсом 4 Гэв/с, исследуются реакции (1,2) и (1,6), где выделены каналы с определенным числом Π^0 -мезонов. Также изучается реакция $\Pi^- p \rightarrow p \Pi^- m \Pi^0$, ($m \geq 1$) при малой передаче импульса вторичному протону. Информация о Π^0 -мезонах получена по зарегистрированным в камере распадам γ -квантам.

В литературе есть указания, что источником γ -квантов в неупругих $\Pi^- p$ взаимодействиях, помимо Π^0 -мезонов, возможно дополнительно являются предполагаемые долгоживущие бозонные резонансы, распадающиеся по электромагнитному взаимодействию /79,80,81/. Методика пропановой пузырьковой камеры позволяет экспериментально рассмотреть возможность существования этих предполагаемых резонансов, распадающихся с участием γ -квантов.

ГЛАВА II. ИСТОРИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

§ I. Экспериментальная установка и схема обработки исследуемых случаев.

Для исследования событий

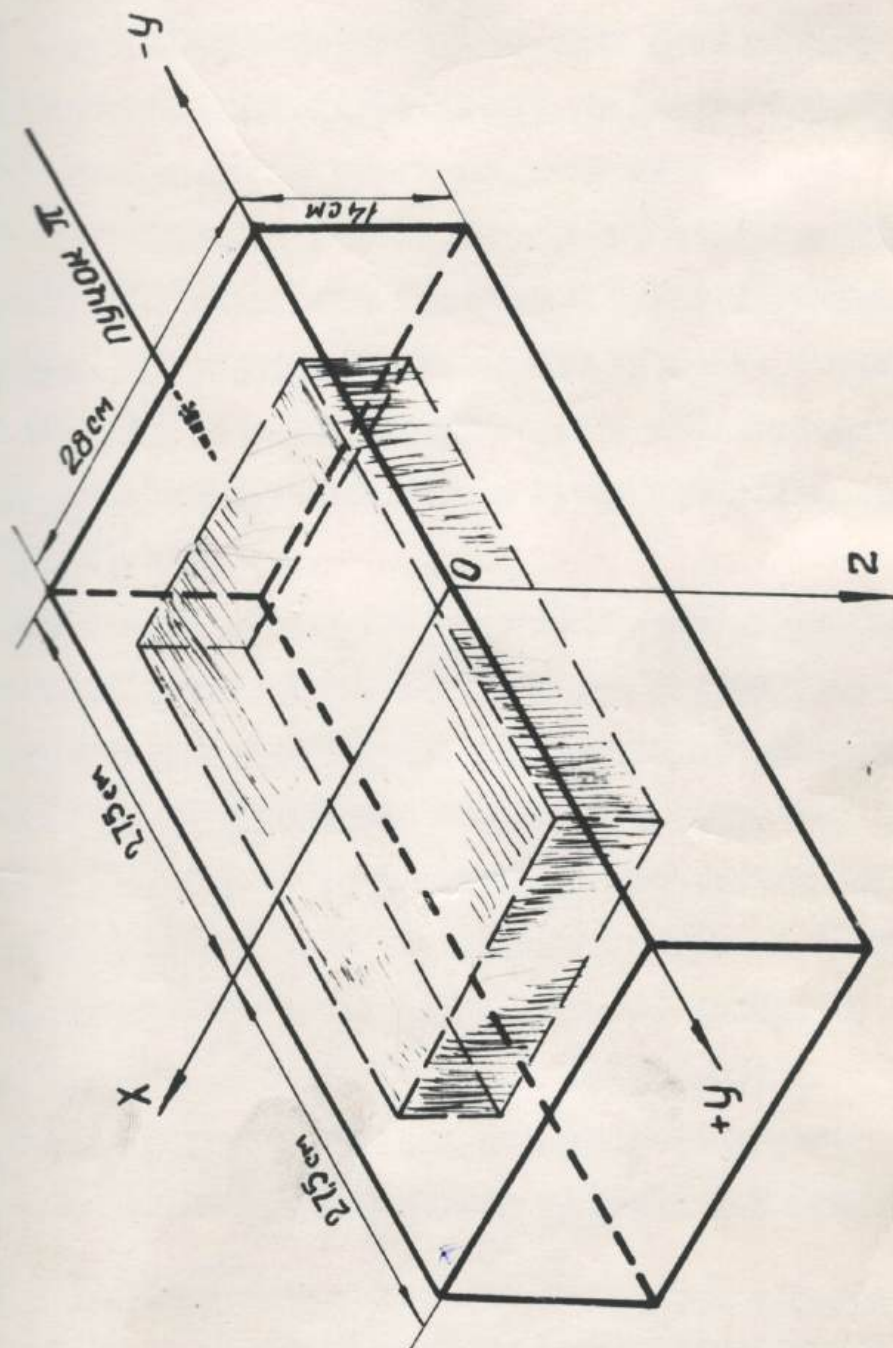
$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^- + \kappa\gamma, (\kappa \geq 2) \quad (1)$$

$$\pi^- + p \rightarrow n + 2\pi^+ + 2\pi^- + \kappa\gamma, (\kappa \geq 2) \quad (2)$$

$$\pi^- + p \rightarrow p + \pi^- + \kappa\gamma, (\kappa \geq 0) \quad (3)$$

использовались стереофотографии, полученные с помощью 24-литровой пропановой пузырьковой камеры ПК-4 /82/, помещенной в постоянное магнитное поле $(14,3 \pm 2\%)$ кгаусс. Чувствительный к регистрации заряженных частиц объем камеры равен $(55 \times 28 \times 14) \text{ см}^3$. На рис. 3 приведены размеры камеры, отсчитываемые от центра нанесенной системы координат XYZ (ось Y расположена вдоль направления пучка).

Начальные точки взаимодействий для всех исследуемых событий брались только внутри выбранной нами эффективной области. Размеры эффективной области для звезд по оси X : от 4 см до 26 см по оси Y : от 21 см до +15 см; по оси Z : от 2 см до 9 см, (закрепленная часть рис. 2). Для конверсионных (e^+e^-) -пар координаты эффективной области по осям X и Z - такие же, как и для звезд, а по оси Y : от -21 см до +21 см. Данный выбор размеров эффективной области обеспечивает необходимые длины следов заряженных частиц в камере, позволяющие с оптимальной точностью вычислять угловые и импульсные характеристики для вторичных час-



и в такие направляющие косинусы для пучковых частиц.

Оптическая система ПК-4 состоит из двух фотоаппаратов (длина $l = 6,1$ см), установленных на базе В-30 см и на высоте 3-4 см над камерой. Изображение камеры на пленке относительно плоскости ХУ камеры при $z = 7$ см уменьшается в 10 раз.

Камера облучалась пучком отрицательных пионов с импульсом $12,97 \pm 0,065$ Гэв/с. Основной примесью в пучке π^- -мезонов являлись μ^- -мезоны и электроны. Получено, что примесь μ^- -мезонов составляет $(7 \pm 3)\%$ от всех частиц в пучке /83/. Экспериментально определенная примесь электронов в пучке оказалась равной $12,0 \pm 0,6\%$ /84,85/.

Восмотр пленки проводился на репроекторах, разработанных в ЛО СИА. Репроекторы увеличивают размеры изображения на пленке в 10 раз (увеличенное изображение соответствует размерам камеры). В плоскости ХУ регистрировались 2-х и 4-х лучевые события типов (1), (2) и (3), которые сопровождались конверсионными (e^+e^-) -парами. В первом приближении конверсионная пара считалась относительной к звезде, если прямая линия, соединяющая центры (e^+e^-) -пары и звезды, не пересекала следов e^+ и e^- (см. рис. 4).

Отбирались только те события указанных типов, которые образовались в эффективном объеме камеры от первичных частиц и в

1) Неупругие взаимодействия типа (3) отбирались и в тех случаях, когда распады γ -квантов не были зарегистрированы в камере.

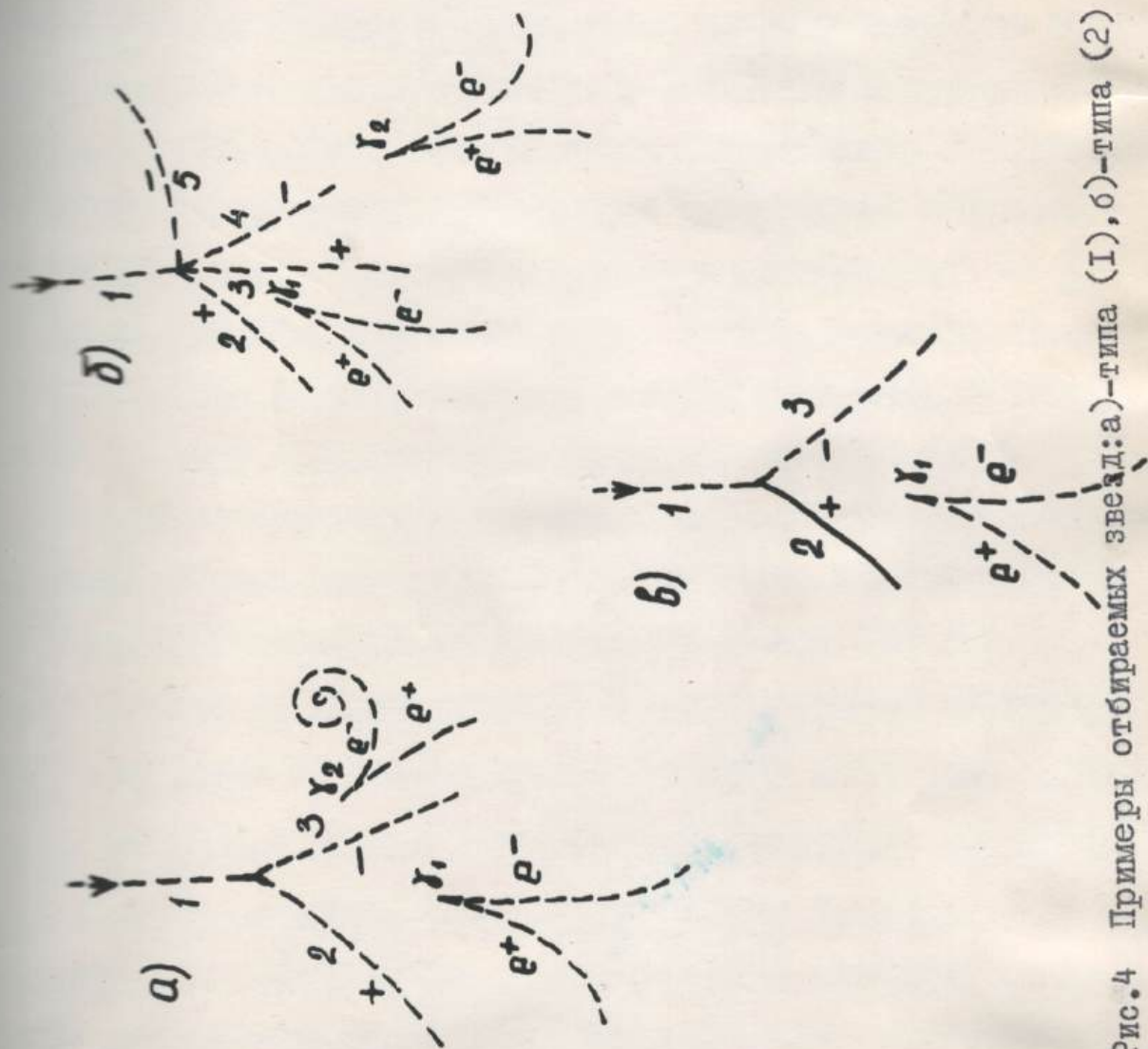


Рис. 4 Примеры отбираемых звезд: а)-типа (1), б)-типа (2) и в)-типа (3).

образования не имели визуально видимого "блота" (под "блота" понимается след с длиной меньше 0,3 см, принадлежащий части трека которой точно установить нельзя). Для каждого отобранного для дальнейшей обработки события составлялся "паспорт" с фотографией одной из стереопар, в котором записывались наблюдаемые особенности события и приближенные значения импульсов вторичных частиц. Эти значения импульсов измерялись с помощью специального шаблона. На шаблоне нанесены линии части окружностей разной кривизны, которые соответствуют определенным импульсам. Радиус кривизны ρ связан с импульсом p соотношением $p = \frac{300 \text{ МэВ}}{\cos \alpha}$, где B -напряженность магнитного поля, в котором находится камера).

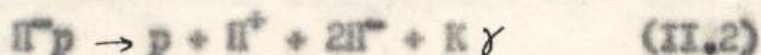
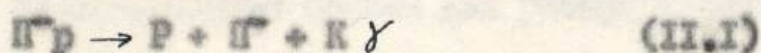
Координаты следов отобранных событий измерялись на разрешающих в ОИЯИ полуавтоматических установках ПУОС /85/.

Обсчет измеренных событий производится на электронно-вычислительных машинах И-20 и БЭСМ-3. Вначале следы данного события считались по геометрической программе I-15 или I-33 /87,88/. Геометрическая программа включает в себя нахождение соответствующих точек следа на левом и правом кадрах по измерениям координат данного следа на этих кадрах, а также вычисление характеристик следа: пространственных координат центра звезды, радиуса кривизны, угла наклона следа к горизонтальной плоскости (X, Y) звезды, направляющих косинусов в заданной точке, длины следов. В программе предусмотрено вычисление углов между следами, импульсов частиц, ошибок в определении импульсов и углов, проверка гладкости кривой (следа частицы в магнитном поле) с выбросом неправильно измеренных точек и указанием места излома на следе (если он есть). Результаты обесчета выдаются на печать и перфо-

данных, которые используются при дальнейшей обработке.

Счеты (e^+e^-) - пар обесчистывались по программе (7-1) и делались γ -квантов, образованных электрон-позитронную пару в камере в трековых камерах /89,90/. В этой программе при вычислении энергии (e^+e^-) - пары учитываются радиационные и ионизационные потери энергии электроном (позитроном).

В зарегистрированных нами 2-х и 4-х лучевых событиях с (e^+e^-) - парами основную примесь к реакциям (1) и (2) составляют события:



В импульсной области до 400 МэВ/с легко отделить протоны от π -мезонов по пробегу и ионизации, не прибегая к дополнительным измерениям. На рис. 5 представлены теоретические кривые зависимости пробега от импульса для протонной камеры в области до 400 МэВ/с. Как видно из рис. 5 длины пробегов для p и π -мезонов резко различаются. Заметим, что для π -мезона ионизация уже при 400 МэВ/с становится близкой к минимальной, в то время как для p при 400 МэВ/с ионизация значительно выше минимальной. Это различие ионизации легко видно визуально. Для выделения из фоновых событий (II.1) и (II.2) на положительных вторичных следах с $pc = 1,0$ ГэВ производились ионизационные измерения, а для положительных вторичных следов с $pc > 1$ ГэВ определялась доля примеси событий (II.1) и (II.2) по подсчету числа δ -электронов N_{δ} .

Далее результаты обсчета по программам I-15 (или I-33) и

Для случаев типов (1) и (2) считались по программе вычисления эффективных масс /92,93/. Эта программа предназначена для работы на электронно-вычислительной машине М-20 эффективной массой набора вторичных частиц события.

Для учета образованных в реакциях (1) и (2) γ -квантов и распада Π^0 -мезонов, но не зарегистрированных в камере, был введен "статистический вес" W_γ для событий данных реакций /94/.

С учетом статистических весов строились угловые и импульсные характеристики для изучаемых реакций, а также распределения по эффективным массам. Основные кривые для распределений по эффективным массам рассчитывались по программе CORC (фон резонансных частиц) /95/.

В данном параграфе были изложены только самые необходимые методические данные для работы с пленками ПК-4 и порядок обработки отобранных для исследования случаев в той последовательности, в которой она производилась. В двух последующих параграфах этой главы изложим более подробно только ту часть методики обработки, которая была нами разработана.

§ 2. Идентификация заряженных частиц по ионизации.

Идентификация вторичных заряженных частиц (например, протонов, π^+ и π^- -мезонов) является одной из основных методических задач при изучении взаимодействий элементарных частиц с помощью пузырьковых камер. В работе /96/ приведено сравнение различных методов идентификации событий в пузырьковых камерах и показано, что статистический анализ событий в этом случае может играть лишь вспомогательную роль, а для идентификации частиц требуется про-

ионизационные измерения. В настоящее время ионизационные измерения в пропановой камере позволяют разделить протоны и Π^+ -мезоны с импульсами $pc \leq 1 \text{ ГэВ/с}$ /97-102/.

В разделе "а" данного параграфа приводится обзор результатов экспериментальных работ относительно зависимости плотности пузырьков от ионизации в пузырьковых камерах. В разделах "б", "в" и "г" приводятся ионизационные измерения вторичных частиц, образованных в Πp -взаимодействиях при $pc = 3,97 \pm 0,06 \text{ ГэВ/с}$ на кадрах $\Pi^+ p \rightarrow \Pi^+ p$ и полученные при этом результаты.

а) Зависимость плотности пузырьков от ионизации.

Путь заряженной частицы в пузырьковой камере сопровождается появлением следов, состоящих из пузырьков перегретой жидкости. В работе /103/ показано, что плотность пузырьков пропорциональна квадрату энергии на единицу пути: $g \sim (-\frac{dE}{dx})^2$.

Для частиц, намного превышающих массу электрона, при больших скоростях и малых зарядах потери энергии происходят малыми порциями, главным образом, за счет неупругих соударений с последующим возбуждением или ионизацией атомов и молекул. Полная средняя потеря энергии на единицу длины (или ионизационные потери) равна сумме потерь от близких и далеких соударений с электронами. При вычислении средних потерь энергии частицей следует рассмотреть систему, образованную атомом и падающей частицей, а затем вычислить вероятность для различных возможных процессов, приводящих к возбуждению или ионизации атома. Эта теория была развита в работе /104, 105/.

В нерелятивистской области зависимость плотности пузырьков от следа заряженных частиц в пропановой камере от их скорости

формула, достаточной для практического применения, описывает-
ся (Блох, /100/) формулой для потерь энергии Бете-Блоха:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z^2 e^4}{mv^2} n \left[\ln \left(\frac{2mv^2}{I(Z)} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right) \right], \quad (II.3)$$

где n - число рассеиваемых частиц в 1 см³ поглотителя,

$I(Z)$ - средний потенциал ионизации атома с атомным номером Z .

Величина $I(Z)$ может быть вычислена теоретически, а также получе-
на из экспериментальных данных. Блохом /106/ была предложена
эмпирическая формула $I(Z) = I_H \cdot Z$, где $I_H = 13,5$ эв - энергия,
соответствующая частоте Ридберга. Более точные вычисления выпол-
нены Бломом /107, 108/, Холиаром и Холлом /109/. Однако величина
 $I(Z)$ может быть вычислена теоретически с достаточной точностью
(Блом, Холиар, /110/), поэтому следует пользоваться экспери-
ментальными данными. При небольших значениях β суммарный вклад
релятивистских членов в формуле (II.3) равен $+\frac{\beta^4}{4}$. При $\beta = 0,96$
($E = 300$ эв) потери энергии достигают минимального значения, в ре-
зультате чего, согласно (II.3), должно наблюдаться непрерывное
экстремальное увеличение потерь. Практически это увеличение
при некотором значении энергии компенсируется уменьшением по-
терь из-за эффекта поляризации среды. Этот эффект учитывает влия-
ние плотности и диэлектрические свойства тормозящей среды на
величину ионизационных потерь энергии. В теории, не учитывающей
этот эффект, атомы тормозящего вещества рассматриваются как изо-
лированные; потери энергии вычисляются как результат независимых
взаимодействий частицы с отдельными атомами. Это справедливо
только для близких соударений, при которых параметр соударения

в первую величину равен или меньше размеров атома. Однако при малых соударениях (параметр соударения превышает размеры атома) необходимо считаться с тем, что электрическое поле частицы уменьшается из-за поляризации промежуточных атомов среды. Это в свою очередь сокращает потери энергии, причем уменьшение зависит от свойств среды, а не от сорта проходящих частиц. Так как в жидких средах роль мелких соударений усиливается с ростом скорости частиц, то и потери на поляризацию увеличиваются с ростом скорости.

Наиболее полные расчеты эффекта плотности произведены Виртгеймером [III]. По его расчетам поправка на эффект плотности δ определяется из уравнения

$$\Delta\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{2\pi ne^4}{mv^2} \delta \quad (II.4)$$

где δ приближенное аналитическое выражение может быть записано в виде

$$\left. \begin{aligned} \delta &= 4,606x + c + a(x_0 - x)^2, & (x_0 < x < x_1) \\ \delta &= 4,606x + c, & (x > x_1) \end{aligned} \right\} \quad (II.5)$$

где $x = \log_{10} \left(\frac{p}{mc} \right)$, p - импульс; m - масса заряженной частицы;

x_0, x_1, c - постоянные, характерные для каждого вещества;

x_0 - значение x , ниже которого $\delta = 0$;

$$c = -2 \ln \left(\frac{v}{m v_p} \right) - 1; \quad v_p = \left(\frac{ne^2}{\pi m} \right)^{1/2}$$

Формула Бете-Блоха с поправкой на эффект плотности δ может быть записана в удобном для расчетов виде:

$$\frac{1}{\beta^2} \frac{dE}{dx} \left(\frac{\text{МэВ см}^2}{2} \right) = \frac{G Z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2mv^2 \theta_{\max}}{(1-\beta^2) \gamma^2} - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (II.6)$$

где $\epsilon = 0,1536 \frac{Z}{A}$, ρ - плотность задерживающей среды; Z и A - заряд и массовое число атомов среды; θ_{max} - максимальная переданная электрону энергия:

$$\theta = Mc^2 \frac{\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 - 1}{\left(\frac{Mc}{2m}\right) + \left(\frac{m}{2M}\right) + \left(\frac{E}{\rho c^2}\right)}$$

4) Ионизационные измерения.

Так как вероятность потерь энергии на единицу длины пути частицы распределяется вокруг среднего значения по экспоненциальному закону, то и распределение плотности пузырьков на этом должно быть экспоненциальным (поскольку того, что $g \sim -\frac{dE}{dx}$). Вероятность различных расстояний между пузырьками дается выражением (см., например, /97/):

$$w(l)dl = g e^{-gl} dl \quad (II.7)$$

где g - величина, характеризующая ионизационные потери, зависящая от состава поглотителя и скорости частицы.

Используемые для определения g в уравнении (II.7) экспоненциальные методы на пленках с пузырьковых камер основаны на измерениях длин просветов между пузырьками на следе заряженной частицы или на подсчете числа этих просветов. Эти методы подробно описаны в работах /97, 99, 101/.

Нет необходимости доказывать, что метод измерения длин просветов гораздо трудоемок сравнительно с методом подсчета числа просветов. Поэтому, если требуется определить значения g для большого числа случаев, разумно применить метод подсчета

при условии, что он дает положительный результат).

Был использован метод подсчета плотности просветов между треками. Средняя плотность просветов $\bar{n}$, длина которых L , определяется выражением:

$$\bar{n} = \frac{N(l > l_0)}{L} = g e^{-g l_0} \quad (II.8)$$

$N(l > l_0)$ - число просветов с $l > l_0$ на длине следа L .

Процесс определения g сводится к следующему. На выбранной длине следа L подсчитывается число просветов N с длиной $l > l_0$. Затем по формуле (II.8) вычисляется g . Зная зависимость g от импульса, можно идентифицировать частицы в зависимости от их масс. В работах [97, 99, 101, 102] предлагаются различные способы выбора значения l_0 .

Работы [99, 102] были выполнены как и наша на пленках с помощью метода плотности просветов. В [99] l_0 выбирается таким образом, чтобы статистическая ошибка в определении g по формуле (II.8):

$$\frac{\Delta g}{g} = \frac{\sqrt{\frac{e^{-g l_0}}{g l_0} - 2}}{\sqrt{\frac{L}{l_0} (1 - g l_0)}} \quad (II.9)$$

минимальной.

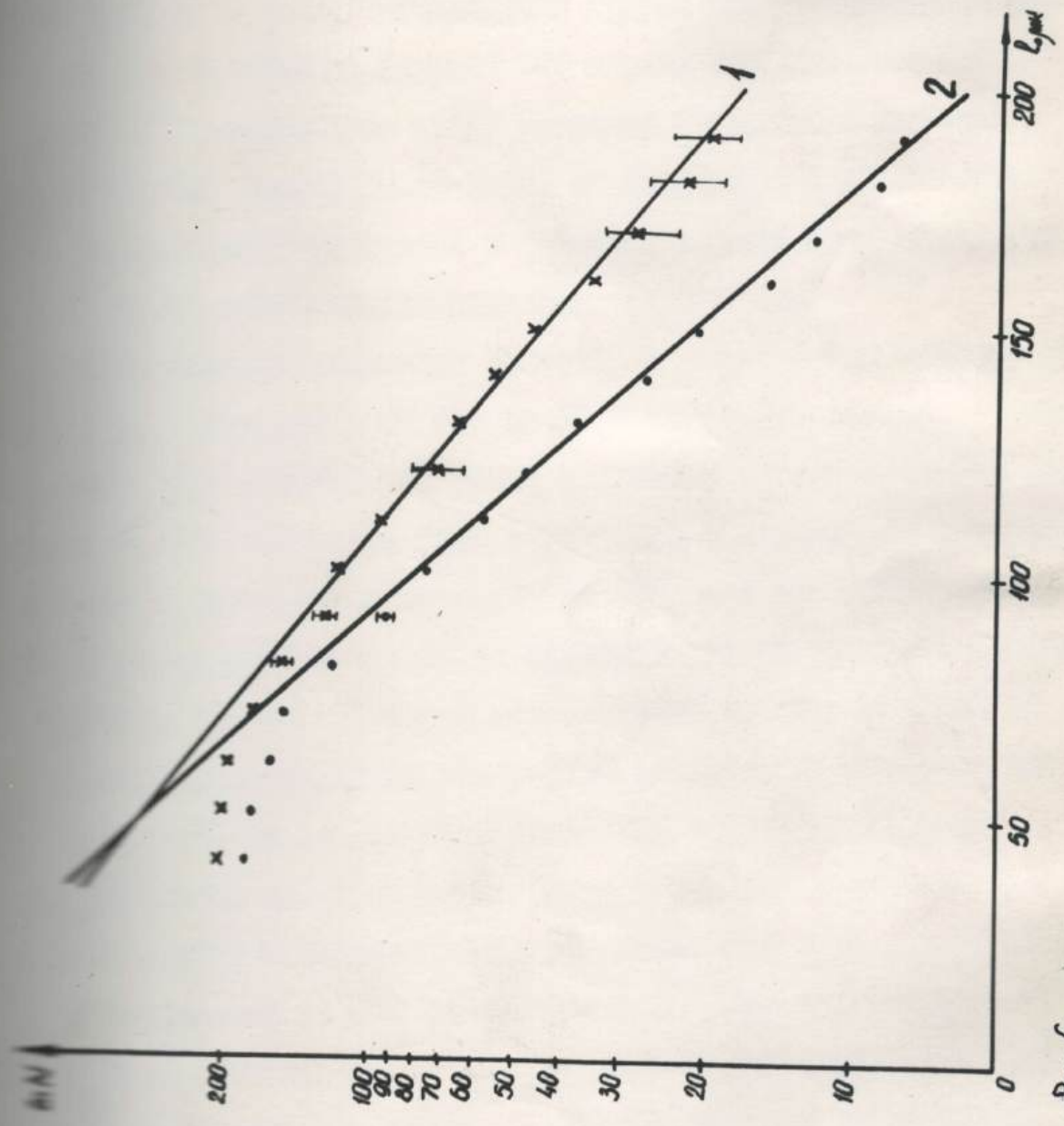
В этом случае l_0 для различных следов, на которых измеряется возмущения, колеблется в пределах от 70 мк до 250 мк на пленке. В работе же [102] плотность просветов вычисляется при $L = 30$ мк. Очевидно, что эффективность применения метода для идентификации частиц зависит от точности определения величины g , которая в свою очередь зависит от оптимального выбора l_0 .

Вместе с этим рассмотрим факторы, определяющие ошибки измерения λ на выбор значения λ_0 .

В 309/ учитывается только статистическая ошибка в определении λ . Между тем, как это отмечено в 102/, очень существенны ошибки иного рода, связанные с рабочими условиями в камере. Диаметр пузырьков на пленках с ПК-4, определенные нами экспериментально, колеблется в пределах 20 - 110 мк. Это связано с изменением рабочих условий вдоль направления X, Y и Z камеры, с неравномерности ее освещенности, а также из-за различия путей прохождения пучковых частиц через рабочую область камеры 102/.

На рис. 6 приведены распределения величины $\ln N(\lambda > \lambda_0)$ в зависимости от λ_0 , полученные нами на следах первичных π^- -мезонов для двух различных циклов фотографирования (кривые 1 и 2). Наклон в этих кривых свидетельствует о том, что плотность разрезов следов частиц разных скоростей (для первичных π^- -мезонов) неодинакова для различных циклов фотографирования. Это обстоятельство связано с непостоянством рабочих условий в камере. В связи с этим необходимо определять нормализацию λ нормированного следа относительно нормализации стандартного следа, образованного частицей с определенной скоростью, на той же фотографии: $\lambda^* = \frac{\lambda}{\lambda_0}$. В качестве стандартного следа всегда брался первичный π^- -мезон.

Из рис. 6 также видно, что подсчитанные просветы с $\lambda_0 < 100$ подчиняются экспоненциальному закону, число этих просветов мало изменено. Это обстоятельство связано с трудностью разрешения отдельных промежутков между центрами пузырьков длиной мень-



из-за наложения пузырьков друг на друга. Таким образом, можно считать вывод, что невозможность правильного счета числа пузырьков, меньших 100 мк, на пленках ПК-4 ограничивает длину L - 100 микронами. С другой стороны, нежелательно брать L в области, большей 100 мк, так как при увеличении L уменьшается число разрывов на единицу длины, что при $L = 10$ см сильно увеличивает статистические ошибки. При выборе плотности просветов в качестве минимальной длины просвета мы использовали значение $L = 100$ мк.

Для измерения ионизации отбирались самые следы положительных частиц с импульсом от 400 до 1000 Мэв/с. Вычисления g производились для измеренного следа и стандартного. В качестве стандартного следа выбирался след первичного Π^+ -мезона, от которого отрывалась звезда с измеренным следом. Если данный первичный след по каким-либо причинам не подходил для измерения ионизации, то выбирал другой первичный след, который находится в той же области камеры, где проходит измеряемый след. Это необходимо делать для того, чтобы по возможности уменьшить неоднородность в разности импульсов из-за различия рабочих условий в объеме камеры. Тогда считалась относительная ионизация.

Из выражения (II.6) следует, что $\frac{dE}{dx}$ для определенного вещества зависит только от β , т.е. от скорости налетающей частицы. Поскольку $\frac{p}{mc} = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$, то можно также сказать, что $\frac{dE}{dx}$ зависит от импульса и массы налетающей частицы, а также от отношения этих двух величин. Зная зависимость $\frac{dE}{dx}$ от импульса частицы, можно найти его массу. На рис. 7 приведены

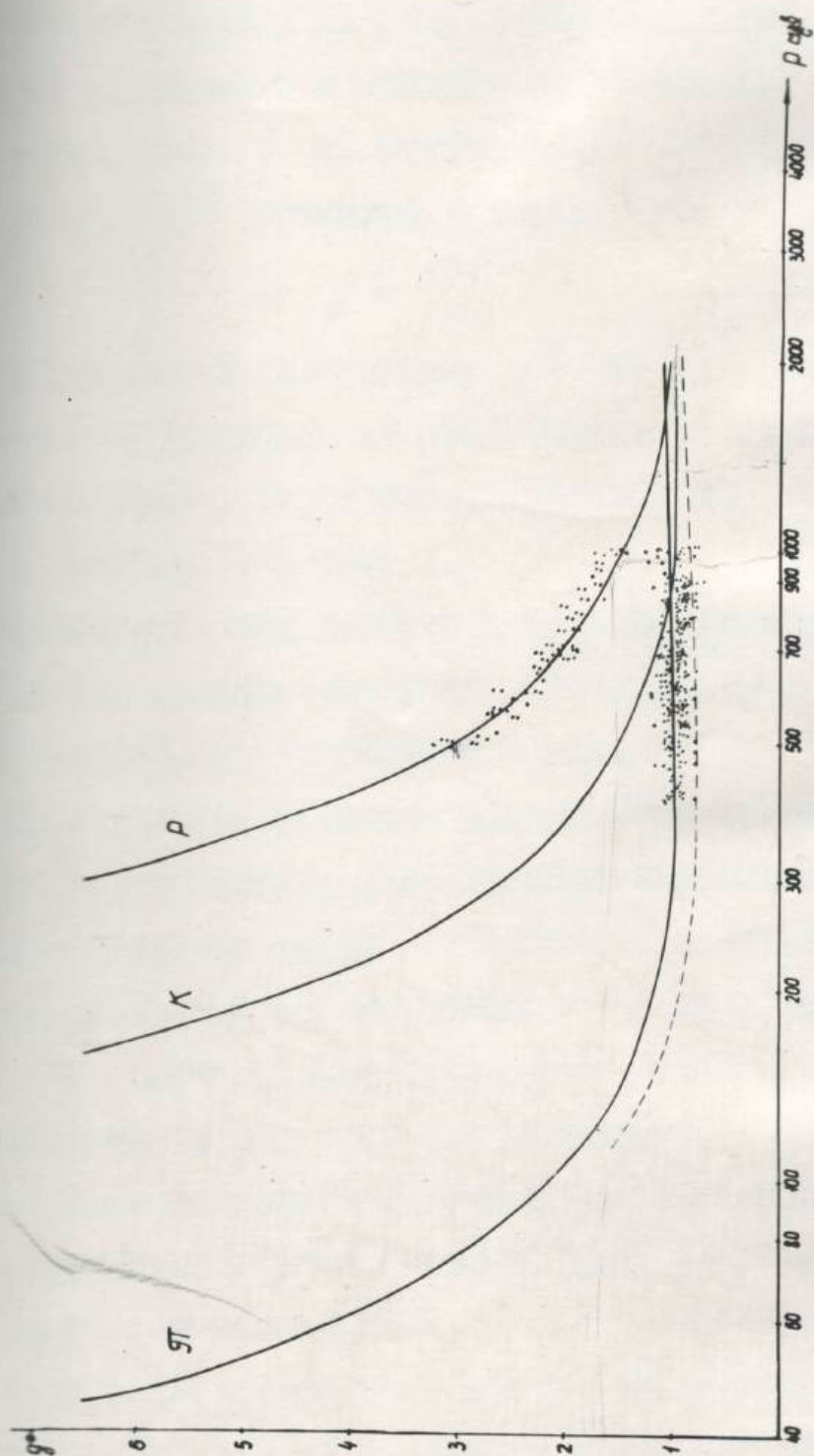


Рис. 7 Зависимость ионизации от импульса π , K - мезонов и протонов в ПК-4.

зависимости g^* от импульса частицы для пионов, каонов и протонов, рассчитанные нами по формуле Бете-Блаха для проницающей способности нормированной к минимальной ионизации.

Для определения g по измерениям $N(l > l_0)$ на длине L формулу (II.8) переписать в виде:

$$\frac{N(l > l_0)}{L} l_0 = g l_0 e^{-g l_0} \quad (\text{II.10})$$

построить графически зависимость $g l_0$ от $\frac{N}{L} l_0$.

Эта зависимость приведена на рис. 6. Измерения проводились на микроскопах МБИ-9 с окулярным микрометром при увеличении $\times 5$ и $\times 6$ в следующем порядке:

1) Определяется цена деления окулярного микрометра в плоскости зрения для данного микроскопа. Устанавливаются риски микрометра на деление, соответствующее 100 мк.

2) Кадр с измеренным следом закрывается на столике МБИ-9. Микрометр нужно измерить, располагается параллельно измерительному винту столика (вдоль оси X МБИ-9). На нем выбирается четкий видимый отрезок длиной $l \geq 8$ мм в масштабе пленки. При $l < 8$ мм, как это было экспериментально определено, измерения ионизации не дают надежных результатов).

3) Для подсчета разрывов, больший 100 мк, устанавливается микрометр микроскопа так, чтобы одна из рисок микрометра находилась в середине крайнего пузырька. Если центр последующего пузырька находится на расстоянии более 100 мк от центра последующего пузырька, то такой разрыв считается, если же меньше - не считается. Таким способом считается общее число разрывов N в $l \geq 100$ мк на длине L .

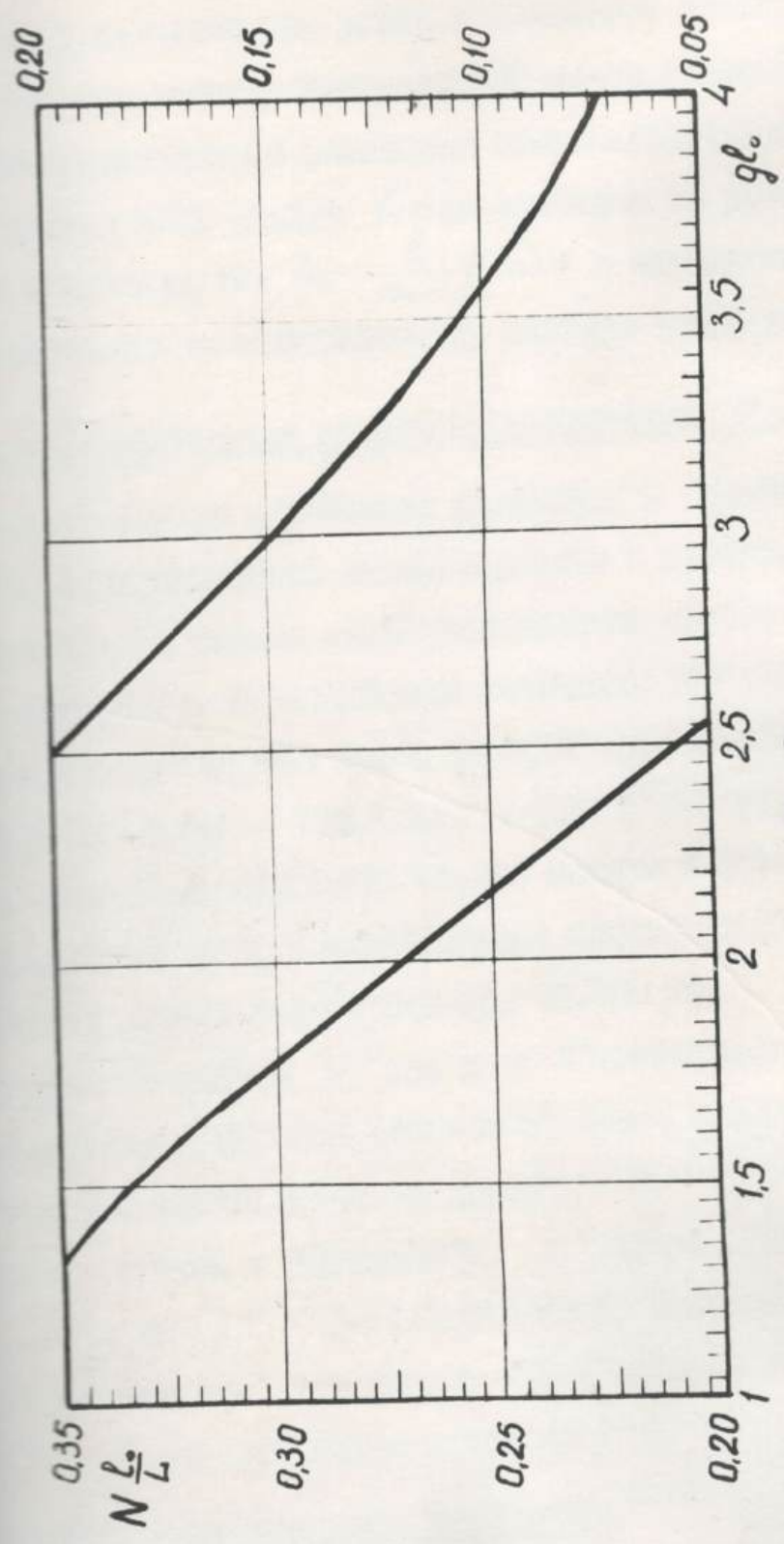


Рис. 8

а) Вычисляется $\frac{N l_0}{L}$ и из рис. 8 находится $g l_0$. Для тех случаев, которые проходят под углом к плоскости фотографирования пленки, необходимо вносить поправку "K" из-за изменения масштаба при фотографировании наклонных следов. Действительно, значение длины минимальной ячейки l_{0K} мы находим по углу α наклона следа к плоскости ХУ: $l_{0K} = \frac{l_0}{\cos \alpha}$ ($\cos \alpha$ — определяем из геометрии программы по направлению вектору следа по оси ОZ).

б) Экспериментальные ошибки в определении g^*

Ошибки, связанные с рабочими условиями в камере, не подчинены вполне определенной закономерности и требуют дополнительной оценки. Для оценки экспериментальных ошибок в определении

была определена относительная ионизация 197 вторичных Π^- -мезонов с импульсами от 400 МэВ/с до 1000 МэВ/с. Ошибки в определении импульсов были $\leq 20\%$. Следы данных Π^- -мезонов брались из различных частей эффективного объема камеры и были распределены под различными углами относительно плоскости ХУ камеры. Длина измеряемых следов были в области (8-30) мм.

Разброс в значении g^* для этих Π^- -мезонов, усредненный по всей импульсной области (400-1000) МэВ/с, приведен на рис. 9. Вычисленная из данных рис. 9 по формуле $\sigma^2 = \frac{\sum (g_i^* - \bar{g}^*)^2}{n-1}$ средняя квадратичная ошибка в определении g^* равна 0,19 (20%), при среднем значении $\bar{g}^* = 0,96$. Отметим, что статистические ошибки в определении g_i^* для данных 197 Π^- -следов, вычисленные по формуле (II.9), во всех случаях не превышают 20%.

г) Результаты измерения ионизации.

На взаимодействиях первичных Π^- -мезонов с ядрами водорода и углерода на пленках ПК-4 была измерена ионизация 310 положений

Вычисляется $\frac{N l_0}{L}$ и из рис. 8 находится $g l_0$. Для тех случаев, которые проходят под углом к плоскости фотографирования необходимо вносить поправку "K" из-за изменения масштаба при фотографировании наклонных следов. Действительно, значение l_0 минимальной ячейки l_{0K} мы находим по углу α наклона к плоскости ХУ: $l_{0K} = \frac{l_0}{\cos \alpha}$ ($\cos \alpha$ — определяли из геометрической программы по направляющему вектору следа по оси ОZ).

в) Экспериментальные ошибки в определении g^* .

Ошибки, связанные с рабочими условиями в камере, не подчинены какой-либо определенной закономерности и требуют дополнительной оценки. Для оценки экспериментальных ошибок в определении

была определена относительная ионизация 197 вторичных Π^- -мезонов с импульсами от 400 МэВ/с до 1000 МэВ/с. Ошибки в определении импульсов были $\leq 20\%$. Следы данных Π^- -мезонов брались из различных частей эффективного объема камеры и были распределены на различных углах относительно плоскости ХУ камеры. Для всех направлений следов были в области (6-30) мм.

Разброс в значении g^* для этих Π^- -мезонов, усредненный по всей импульсной области (400-1000) МэВ/с, приведен на рис. 9. Вычисленная из данных рис. 9 по формуле $\sigma^2 = \frac{\sum (g_i^* - \bar{g}^*)^2}{n-1}$ среднеквадратичная ошибка в определении g^* равна 0,19 (20%), при среднем значении $\bar{g}^* = 0,96$. Отметим, что статистические ошибки в определении g_i^* для данных 197 Π^- -следов, вычисленные по формуле (II.9), во всех случаях меньше 20%.

г) Результаты измерения ионизации.

На взаимодействиях первичных Π^- -мезонов с ядрами водорода и дейтерия на пленках ПК-4 была измерена ионизация 310 положительно заряженных следов.

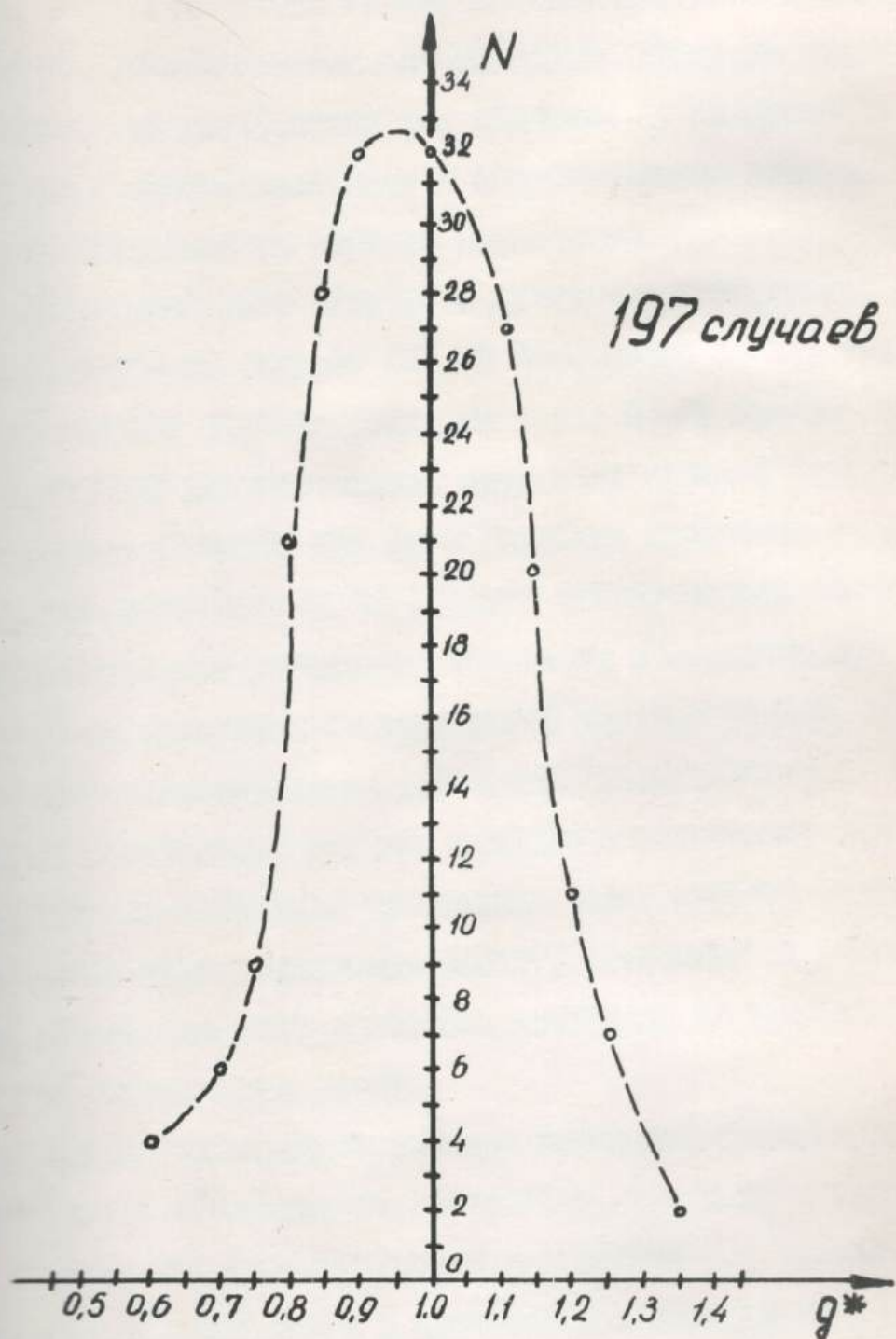


Рис.9 Распределение значения на Π^- -мезонных следах с импульсами в интервале 400-1000 Мэв/с.

лучей δ -частицами от 400 до 1000 Мэв/с. Распределение
ионизации этих следов представлено на рис. 7 точ-
но. Так видно из рис. 6, почти все значения δ^* в пределах сред-
нелаточной ошибки совпадают с теоретическими ионизационными
кривыми, рассчитанными по формуле Бете-Блоха.

Релятивистский рост плотности пузырьков, вычисленный для
пропановой камеры по формуле (II.6) Бете-Блоха с поправкой на
поляризацию среды, составляет всего 2%. По данным же ряда
работ [97, 99, 103] релятивистский рост в пропановой камере по-
казан равным (12-15)% при $p \approx 4$ Гэв. Наши измерения согласо-
ваны с кривой, рассчитанной по формуле (II.6). Отсюда можно сле-
дующим образом, что увеличение ионизации Π^- -мезонов при $p \approx 4$ Гэв
на (12-15)% по сравнению с минимальной для пропановой камеры
представляется маловероятным (см. также работу [102]).

Для окончательного решения вопроса о релятивистском подьеме
нужно определять ионизацию на пленках более лучшего качества,
с более равномерным освещением рабочей области, с лучшей стаби-
лизацией сброса давления и меньшим разбросом во времени для
частиц, проходящих через камеру.

Результаты наших ионизационных измерений показывают, что
можно разделять Π^+ -мезоны от протонов с $L \approx 8$ см в пропановой
камере в интервале (400-900) Мэв/с в пределах 3-х кратной и в
интервале (900-1000) Мэв/с в пределах 2-х кратной среднеквад-
ратичной ошибок.

§ 3. Идентификация частиц по δ - электронам.

При изучении неупругих Π^-p и других взаимодействий, когда
вылетающая частица имеет энергию ≥ 4 Гэв, значительная доля

вторичных частиц имеет импульсы $p > 1$ Гэв.

В импульсной области $p > 1$ Гэв идентифицировать однозарядные частицы (например, протоны от π^+ -мезонов) по ионизации в пропорциональной камере практически нет возможности, так как величины ионизаций, вызываемые этими частицами, становятся практически не различимыми. В связи с этим представляет большой интерес способ идентификации частиц в области $p > 1$ Гэв. Для этой цели можно использовать δ -электроны, образованные заряженными частицами в эффективном объеме камеры [112, 113]. Этот метод особенно перспективен для больших пузырьковых камер, в которых вторичные частицы проходят путь длиной 2-3 метра и образуют достаточное для идентификации количество δ -электронов. В этом случае возможно разделение, например, протонов и π^+ -мезонов с импульсами до 2 Гэв/с.

В разделе "а" данного параграфа даны результаты расчета количества δ -электронов, образованных различными частицами, в зависимости от их импульса (при $p > 1$ Гэв), а также приведены результаты соответствующих измерений. В приложении I описана программа для идентификации частиц по δ -электронам на электронно-вычислительной машине. В разделе "б" приведены результаты измерения пробегов и ионизационных потерь электронов в пропане при $E \leq 8$ Мэв.

а) Определение доли протонов и π^+ -мезонов среди положительных частиц в импульсном интервале 1-3 Гэв/с.

При решении целого ряда физических задач большой интерес представляет определение, например, доли протонов среди вторич-

и положительных частиц с $p_0 > 1$ Гэв.

В данной области можно идентифицировать частицы по δ -электронам. Как известно, максимальная передача энергии δ -электрону частицей с массой m и импульсом p равна:

$$E_{\max}^{\delta} = 2 m_e c^2 \frac{p^2 c^2}{m_e^2 c^4 + m^2 c^4 + 2 m_e c^2 (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2}} \quad (II.11)$$

Как видно из формулы (II.11), $E_{\max}^{\delta}$ уменьшается с возрастающим импульсом частицы. В связи с этим можно идентифицировать те вторичные Π -мезоны, которые образовали δ -электрон в эффективном объеме камеры с энергией E выше энергии максимально возможного δ -электрона $E_{\max}^{\delta}(p)$ для протона. Однако вероятность образования такого δ -электрона мала. Для примера укажем, что для Π -мезона с $p_0 \approx 1,3$ Гэв плотность δ -электронов с $E > E_{\max}^{\delta}(p)$ на 1 см пути в пропане составляет $D = 0,01 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, только в случае использования пузырьковых камер больших размеров этот метод становится эффективным.

В случае, когда метод разделения частиц по $E_{\max}^{\delta}$ является неэффективным, можно воспользоваться методом "статистического разделения" следов частиц по всем образованиям δ -электронов.

Вероятность образования δ -электронов с кинетической энергией E^{δ} на следе бесспиновой частицы с массой m равна [1]:

$$P(E, E^{\delta}) dE^{\delta} = \frac{2 C m_e c^2}{\beta^2} \frac{dE^{\delta}}{(E^{\delta})^2} \left(1 - \beta^2 \frac{E^{\delta}}{E_{\max}^{\delta}} \right) \quad (II.12)$$

Здесь E - кинетическая энергия падающей частицы, $\beta = \frac{v}{c}$

$$C = 2 \pi N \frac{Z_0}{A} \quad r_e^2 = 0,150 \frac{Z}{A} \left[\frac{\text{см}^2}{2} \right]$$

Для частиц с массой m и спином $1/2$

$$P(E, E^\delta) dE^\delta = \frac{2 C m_e c^2}{\beta^2} \frac{dE^\delta}{(E^\delta)^2} \left[1 - \beta^2 \frac{E^\delta}{E_{\max}^\delta} + \frac{1}{2} \left(\frac{E^\delta}{E + m_e c^2} \right)^2 \right] \quad (II.13)$$

Отсюда легко получить плотность δ электронов на следе

частиц с $E > E_{\min}^\delta$

$$\mathcal{D} = \int_{E_{\min}^\delta}^{E_{\max}^\delta} P(E, E^\delta) dE^\delta \quad (II.14)$$

Соответствующим вычислениям дает

$$\mathcal{D} = \frac{\kappa}{\beta^2} \left[\frac{1}{E_{\min}^\delta} - \frac{1}{E_{\max}^\delta} - \frac{\beta^2}{E_{\max}^\delta} \ln \frac{E_{\max}^\delta}{E_{\min}^\delta} \right] \quad (II.15)$$

для частиц со спином 0 и

$$\mathcal{D} = \frac{\kappa}{\beta^2} \left[\frac{1}{E_{\min}^\delta} - \frac{1}{E_{\max}^\delta} - \frac{\beta^2}{E_{\max}^\delta} \ln \frac{E_{\max}^\delta}{E_{\min}^\delta} + \frac{E_{\max}^\delta - E_{\min}^\delta}{2 E^2} \right] \quad (II.16)$$

для частиц со спином $1/2$.

Здесь $\kappa = 2C m_e c^2$ для пропана с $\rho = 0,487 \text{ г/см}^3$, $\kappa = 0,039 \text{ МэВ/с}$

На рис. 10 приведены плотности δ электронов от импульсов протонов и Π -мезонов для $E_{\min}^\delta = 1,2$ и 2 МэВ . Кривые рассчитаны для пропана с $\rho = 0,487 \text{ г/см}^3$. Как видно из рис. 10, имеется существенное различие между вероятностями образования

δ - электронов для протонов и Π -мезонов вплоть до импульсов $0,5 \text{ ГэВ/с}$. В связи с этим можно "статистически" разделить протоны и Π -мезоны в этой области значений импульсов, если зареги-стрировать δ - электроны с $E_{\min}^\delta > 1 \text{ МэВ}$.

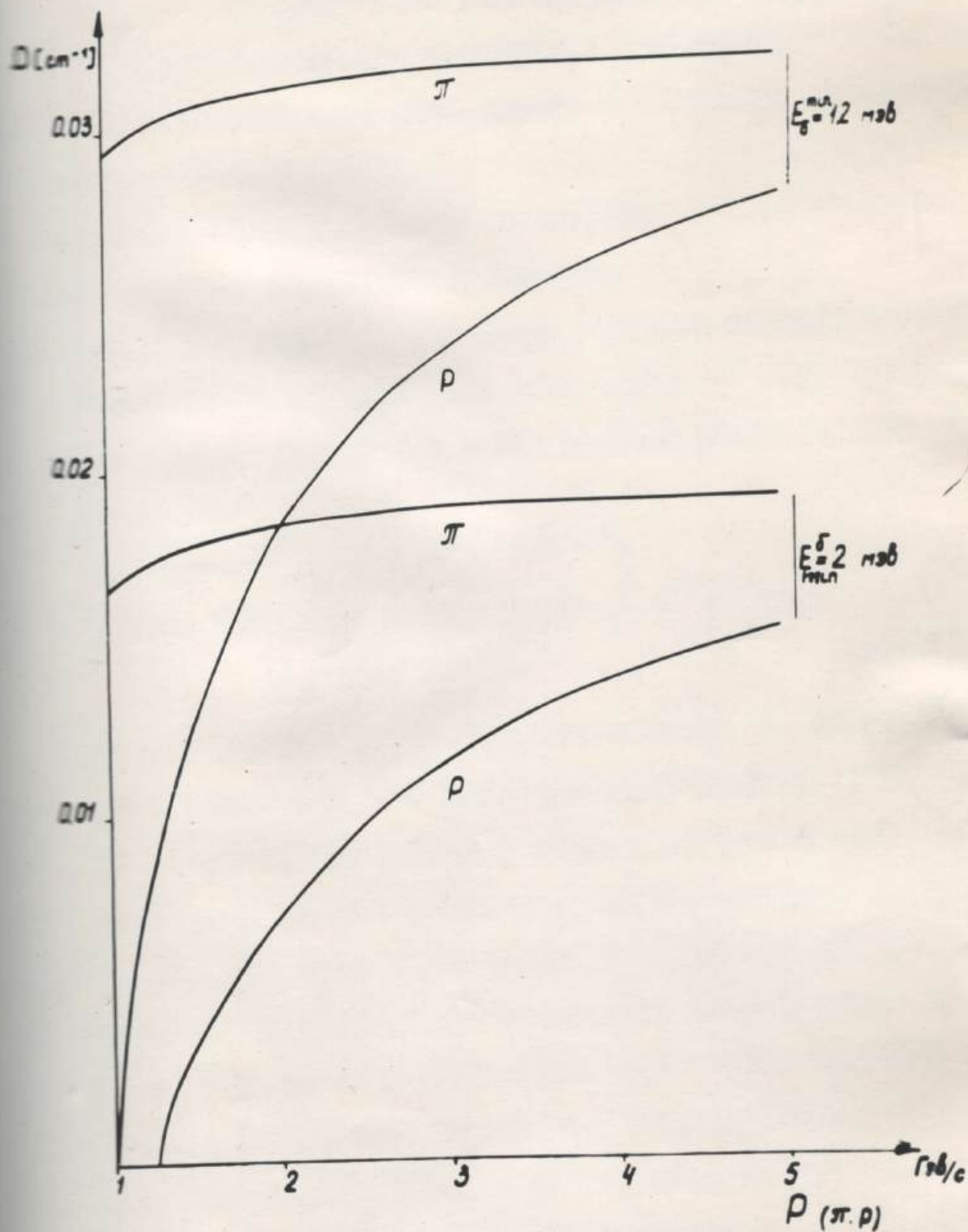


Рис.10 Зависимость плотности δ -электронов от импульса протонов и π^+ -мезонов при $E_{\min} = 1,2 \text{ МэВ}$ и $E_{\min} = 2 \text{ МэВ}$.

Рассмотрим совокупность следов Π^+ -мезонов и протонов.

Пусть N_π и N_p , теоретически рассчитанные при помощи формул (II.15) и (II.16), числа δ -электронов с энергией $\geq E_{min}^\delta$ на определенной совокупности длин следов $\sum_{i=1}^n L_i$ в двух соответствующих предположениях:

- 1) все следы образованы Π^+ -мезонами;
- 2) все следы образованы протонами.

Мы обозначим через $N_{эк}$ - экспериментально найденное число δ -электронов на совокупности длин следов $\sum_{i=1}^n L_i$, то при условии что средняя длина отдельного следа протона равна средней длине следа Π^+ -мезона:

$$N_{эк} = R N_p + (1+R) N_\pi$$

где R - доля протонных следов среди $\sum_{i=1}^n L_i$. Откуда

$$R = \frac{N_\pi - N_{эк}}{N_\pi - N_p} \quad (II.17)$$

Для нахождения $N_{эк}$ мы определяли число δ -электронов с $E_{min}^\delta > 1,2$ и также с $E_{min}^\delta \geq 2$ Мэв. Определить энергию слабоэнергич-

ных δ -электронов по кривизне следа в магнитном поле практи-

чески невозможно из-за переменного радиуса кривизны и сильного

растяжения. Энергию этих δ -электронов определяли по длине их

пробега (см. § 36). Пробеги δ -электронов измерялись на репрое-

кторе по длине следа и на микроскопе МЭИ-9 путем подсчета числа

пузырьков. Оба метода дали одинаковые результаты. Величина про-

бега δ -электрона, измеренная на микроскопе, определялась по

формуле $\bar{R} \text{ (см)} = \frac{n}{n_0}$, где n_0 - средняя плотность пузырьков на

единицу длины релятивистского следа в эффективной области камеры. Вели-

чина n определялась на релятивистских ($p_0 > 1$ Гэв) следах при

и электронов путем подсчета полного числа пузырьков на данной длине.

В таблице 6 приведены подсчитанные значения N_0 из восьми различных циклов фотографирования. Для определения N_0 брались суммарная длина которых для каждого цикла равна 200 см в размерах камеры, из различных частей эффективной области.

Таблица 6

Элемент	Длина следов в см.	Плотность пузырьков N_0 частиц/см
132	200	9,04
215	200	11,31
367	200	10,71
448	200	11,20
527	200	10,92
537	200	9,12

Средняя плотность пузырьков, вычисленная из таблицы 6, $\bar{N} = 10,4 \pm 1,1$. Видно, что значения плотности пузырьков на различных следах могут отклоняться от среднего значения.

Проверка метода "статистического" разделения частиц была проведена нами с использованием треков первичных Π^- -мезонов с $p = 3,97 \pm 0,06$ Гэв и вторичных Π^- -мезонов, имеющих импульсы в интервале 1-3 Гэв/с. Ошибка в измерении импульса вторичных Π^- -мезонов была меньше 20%. Оценки эффективности нахождения

β - электронов показали, что она близка к единице. В таблице II приведены результаты измерений β и теоретические значения этих величин.

Расчеты проводились на ЭВМ -20 (описание программы см. в приложении 1).

Таблица 7

E_{min} Гэв	$N_{\delta}(cE^{\delta} \geq E_{min})$	$\Delta(\text{метр}^{-1})$ эксперимент.	$\Delta(\text{метр}^{-1})$ теория	
1,2	122 ± 11	$3,53 \pm 0,32$	3,21	Первичные мезоны с $pc=4,0$ Гэв
2,0	70 ± 8	$2,0 \pm 0,24$	2,02	
1,2	$42,0 \pm 6,5$	$3,0 \pm 0,46$	3,1	Вторичные П-мезоны $pc=1-3$ Гэв
2,0	$23,0 \pm 5$	$1,64 \pm 0,33$	1,8	

Как видно из таблицы 7, имеется удовлетворительное согласие (в рамках $\pm 10\%$) между теоретическими и экспериментальными значениями.

С помощью изложенного "статистического" метода была определена доля протонов среди положительных частиц с импульсами от 1 Гэв/с до 3 Гэв/с (в предположении, что все эти частицы - протоны или из Π^+ -мезоны). При расчете плотности δ -электронов необходимо учитывать ее зависимость от энергии частицы. В случае протонов в исследуемом интервале импульсов плотность δ -электронов меняется слабо (см. рис. 12) и поэтому использовалось среднее значение плотности для этого интервала. Для протонов значение плотности δ -электронов, как можно видеть из рис. 12, необходимо учитывать. Нами использовались приближенные расчеты, которые проводились следующим образом. Исследуемая область

импульсов разделялась на три следующие группы:

- 1) $1,0 \text{ ГэВ/с} < p_0 < 1,3 \text{ ГэВ/с}$
- 2) $1,3 \text{ ГэВ/с} < p_0 < 2,0 \text{ ГэВ/с}$
- 3) $2,0 \text{ ГэВ/с} < p_0 < 3,0 \text{ ГэВ/с}$

Плотность δ -электронов в каждой группе считалась постоянной, равной среднему значению $\bar{D}_p$ в этом интервале. Для каждого интервала находилось экспериментальное значение доли протонов по формуле (22).

Доля протонов, усредненная по всей импульсной области $0,3 \text{ ГэВ/с}$, определенная нами на 247 следах положительных частиц, составила $\leq 15\%$ от общего числа этих частиц.

б) Ионизационные потери и пробеги электронов и позитронов в пропане (C_3H_8).

Для идентификации частиц с $p_0 > 1 \text{ ГэВ}$ по δ -электронам необходимо измерить энергию электронов. Методика измерения энергий электронов и позитронов ($E > 20 \text{ МэВ}$) описана в работе /89/. Энергию относительно медленных $e^\pm$ ($E \leq 10 \text{ МэВ}$) имеет смысл измерять по их пробегу ($R^\pm$) до остановки в пропане, т.к. ионизационные потери в этом случае незначительны ($\leq 3\%$).

Расчет ионизационных потерь $e^\pm$ в пропане проводился по формуле:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)^\pm = \frac{34}{44} \left(\frac{dE}{dx}\right)_c^\pm + \frac{8}{44} \left(\frac{dE}{dx}\right)_H^\pm \quad (II.18)$$

где $\left(\frac{dE}{dx}\right)_c^\pm$ и $\left(\frac{dE}{dx}\right)_H^\pm$ — ионизационные потери $e^\pm$ в углеороде и водороде в ($\text{МэВ см}^2/\text{г}$), которые были взяты из работы /114/ для $E \leq 10 \text{ МэВ}$. В этих вычислениях пренебрегали эффектом плотности

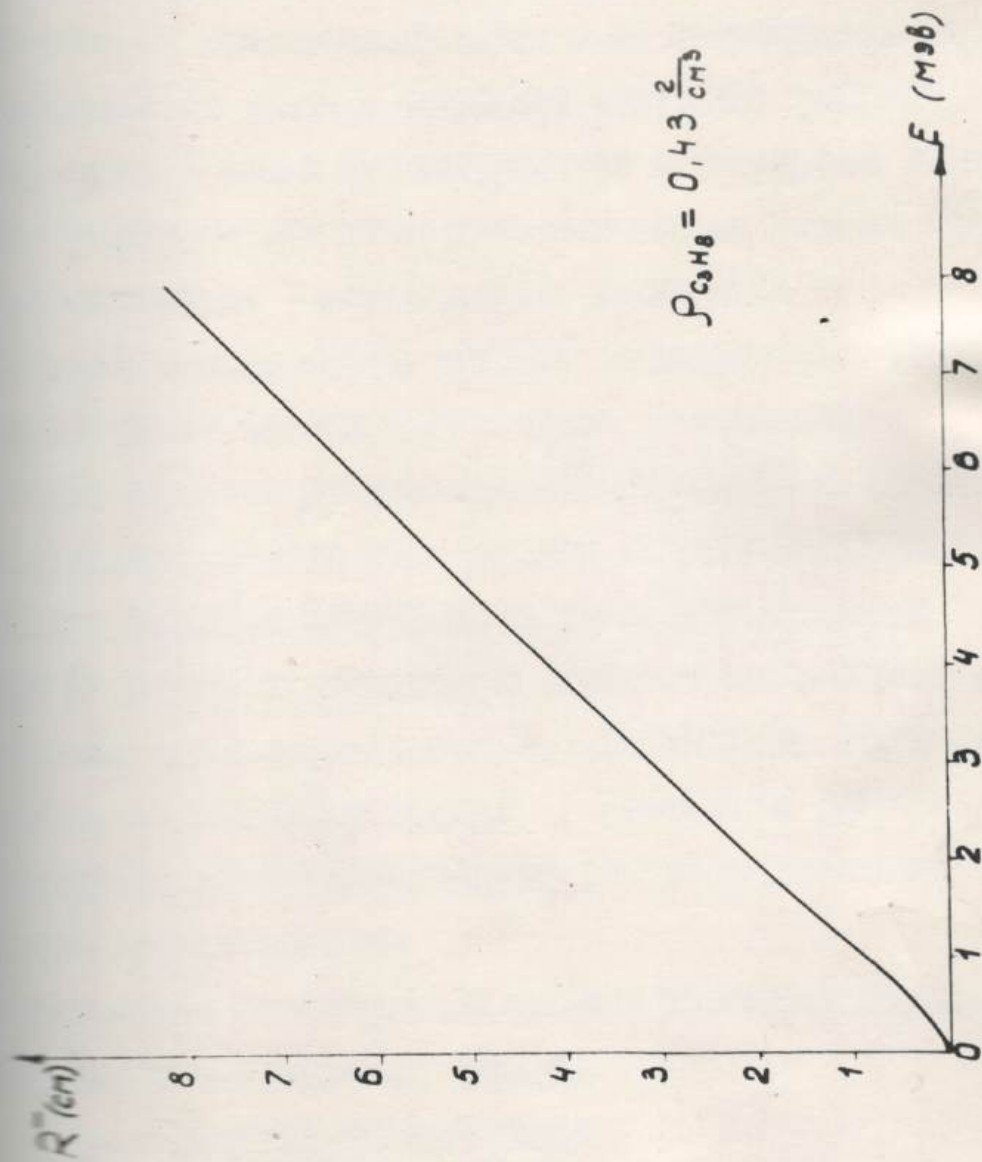
≤ 15) и радиационными потерями энергии в пропане ($\leq 3\%$) /115/.
 Систематическая ошибка в вычислении $(\frac{dE}{dx})_{C_3H_8}$ не превышает $\pm 3\%$
 для $E \leq 8$ Мэв. Пробеги в пропане вычислялись на ЭВМ-20 по фор-
 муле

$$R^{\pm} = - \int_0^E \left(\frac{dE'}{dx} \right)^{-1} dE' \quad (11.19)$$

Систематические ошибки в вычислении $R^{\pm}$ не превышают (2-3)%
 для $E \leq 8$ Мэв. Результаты вычислений приведены в таблице 8.
 На рис. II показана зависимость пробег-энергия для электронов
 в пропане с $\rho = 0,43$ г/см³.

Таблица 8. Ионизационные потери и пробеги e^+ и e^-
 в пропане.

E Мэв	$-(\frac{dE^-}{dx})$ Мэв см ² /г	R^- г/см ²	$-(\frac{dE^+}{dx})$ Мэв см ² /г	R^+ г/см ²
0,25	2,83	0,056	2,86	0,055
0,50	2,27	0,157	2,25	0,156
0,75	2,12	0,272	2,09	0,272
1,00	2,08	0,391	2,04	0,394
2,00	2,10	0,872	2,05	0,886
3,00	2,16	1,34	2,11	1,36
4,00	2,22	1,79	2,17	1,83
5,00	2,27	2,24	2,22	2,28
6,00	2,31	2,68	2,26	2,73
8,00	2,38	3,53	2,33	3,60



$$\rho_{\text{C}_3\text{H}_8} = 0,43 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$$

Рис. II Зависимость пробега электронов от их энергий
в пропановой пузырьковой камере ПК-4.

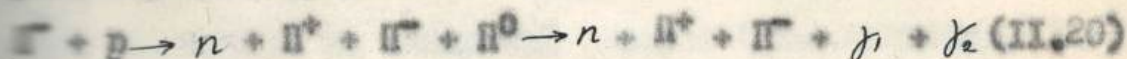
§ 4. Вычисление "статистических весов" событий с γ -квантами.

При регистрации ядерных реакций с рождением γ -квантов в пропорановой камере из-за конечных размеров детектора часть γ -квантов не взаимодействует в ее пределах, что вызывает искаженное по углам и импульсам изменение статистики. Поэтому изучаемые в опыте сечения, угловые и импульсные распределения или распределения по эффективным массам системы частиц из событий, содержащих γ -кванты, будут отличаться от истинных. Отсюда следует необходимость методов восстановления истинных закономерностей по наблюдаемым в опыте γ -квантам.

Ввиду того, что размеры пропорановой камеры на пленках, с которой регистрировались нами реакции (1), (2) и (3), равны $15 \times 20 \times 14 \text{ см}^3$, а радиационная длина в этой камере 106 см, эффективность регистрации образований в объеме камеры γ -квантов будет гораздо меньше. Поэтому для учета событий типа (1), (2) или (3), у которых γ -кванты не конверсировали в эффективном объеме камеры, нужно учитывать эффективности регистрации данных событий.

Рассмотрим на конкретном примере возможные определения эффективности в пропорановой камере.

Изучается реакция типа:



В этом случае эффективность регистрации события можно определить следующими способами /II7/:

1) реакция (II.20) изучается по событиям, когда в камере

регистрирован один γ -квант, тогда

$$g_i' = g_{\gamma 1 i} + g_{\gamma 2 i} - 2 g_{\gamma 1 i} g_{\gamma 2 i} \quad (II.21)$$

g_{γ} - эффективность регистрации γ -кванта.

2) Регистрируются события с 2 γ -квантами:

$$g_i^2 = g_{\gamma 1 i} \cdot g_{\gamma 2 i} \dots \quad (II.22)$$

3) Реакции (II.20) изучается как с одним, так и двумя

квантами:

$$g_i = g_{\gamma 1 i} + g_{\gamma 2 i} - g_{\gamma 1 i} g_{\gamma 2 i} \dots \quad (II.23)$$

В общем же случае, когда в реакции рождается m γ -квантов и регистрируется n γ -квантов:

$$g_i = g_{\gamma 1 i} \cdot g_{\gamma 2 i} \dots g_{\gamma k i} (1 - g_{\gamma m}) (1 - g_{\gamma m-1}) \dots (1 - g_{\gamma m-k}) \quad (II.24)$$

Из приведенных выше формул видно, что для определения g_i часто приходится учитывать также эффективность ненаблюдения γ -кванта, что экспериментально сделать весьма трудно. Однако, если $g_{\gamma} \approx 1$, т.е. используется, например, пузырьковая камера малых размеров, то $(1 - g_{\gamma}) \approx 1$ /118/.

Величина g_{γ} зависит от энергии γ -кванта и от геометрических условий эксперимента. В экспериментальных работах вводят вместо g_{γ} статистический вес события ($w_{\gamma} = \frac{1}{g_{\gamma}}$), который дает полное число случаев с учетом событий, у которых γ -кванты не конверсировали в пределах камеры. Статистический вес можно рассчитать по следующей формуле (см., например, /119/):

$$w_i = [1 - \exp(-\epsilon_i \mu(E_{\gamma}))]^{-1} \quad (II.25)$$

ℓ - потенциальный пробег γ -кванта в единицах радиационной длины. ℓ_i равен длине прямой от центра звезды по направлению вылета γ -кванта до пересечения с границей эффективного объема камеры; $\mu(E_\gamma)$ - коэффициент, характеризующий полную вероятность образования пары на радиационной длине в зависимости от энергии γ -кванта. Эта зависимость представлена на рис. 12.

Формула (II.25) учитывает экспоненциальный характер распределения точек конверсий γ -кванта и для большого числа событий с γ -квантами дает правильный результат. Однако вычисления по этой формуле подвержены сильным флуктуациям от события к событию, которые в некоторых случаях могут привести к абсурдным результатам. Следовательно, при не очень большом числе событий с γ -квантами целесообразны методы восстановления истинного распределения по наблюдаемому, путем более корректного вычисления геометрической эффективности камеры. При этом необходимо стремиться использовать всю доступную информацию о динамике процесса, так и об условиях опыта. Эти методы могут быть основаны на моделировании [120] рассматриваемого процесса в всех условиях опыта. По этому способу полная вероятность регистрации сводится к многократному интегралу по объему камеры, по азимутальным углам и т.д. [121, 122]. Эти интегралы можно вычислить по методу Монте-Карло.

Для расчета средних "статистических" весов нами составлена программа для электронно-счетной машины, позволяющая методом Монте-Карло разыгрывать положение звезд и γ -квантов в

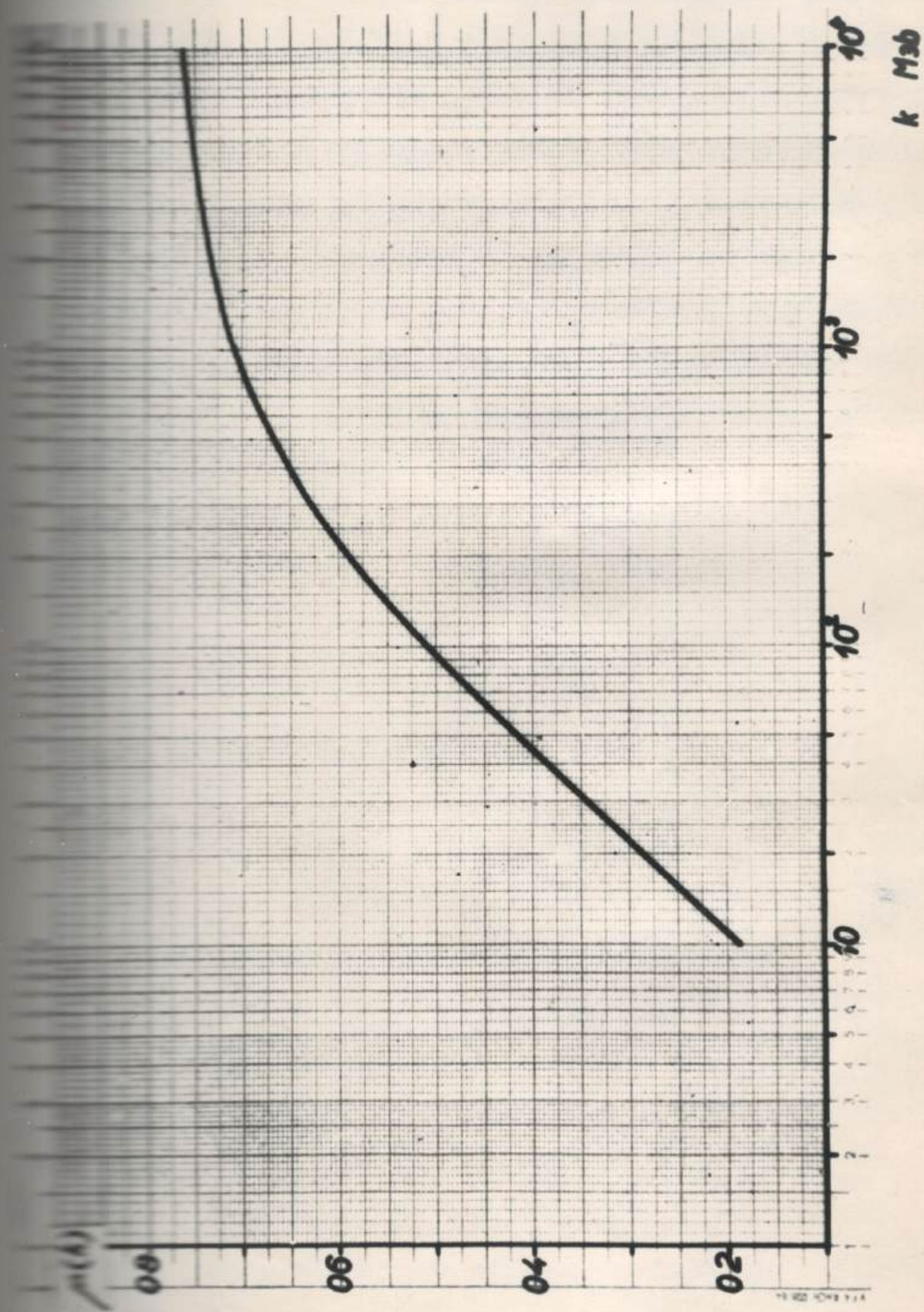


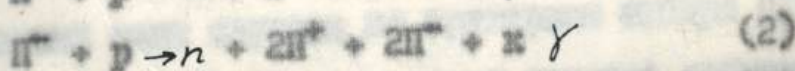
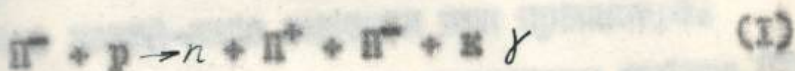
Рис.12 Зависимость $\mu(E)$ от энергии χ -кванта для ПК-4.

Для каждого события заранее были известны импульсы всех частиц, включая γ -кванты, и углы между векторами импульсов каждой частицы и направлением пучка. При помощи случайных чисел рандомизировались координаты центра события в эффективной области детектора, азимутальные углы, точка образования электронно-позитронной пары, поворот плоскости e^+e^- вокруг направления γ -кванта, импульсы электрона и позитрона. Статистический вес усреднялся по всем этим критериям. Описание программы вычисления средних значений событий с γ -квантами на электронно-счетной машине приложено в приложении II.

ГЛАВА III. ПОЛУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ.

§ I. Отбор экспериментального материала.

Было просмотрено 126 тысяч стереоскадров, полученных с помощью 24-литровой пропановой камеры Лаборатории высоких энергий, расположенной в пучке π^- -мезонов с $p_s = 3,97 \pm 0,06$ Гэв (см. главу II). Регистрировались 2-х и 4-х лучевые события типа (1) и (2):



которые сопровождалась γ -квантами, образующимися ($\pi^+\pi^-$) - пары в эффективном объеме камеры. Эффективность двукратного просмотра для $\kappa \rightarrow 2$ оказалась равной $(89 \pm 2)\%$ (общая эффективность просмотра определялась по формуле $\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1 \epsilon_2$, где ϵ_1 и ϵ_2 - эффективности первого и второго просмотра, соответственно). События с $\kappa \geq 2$ обрабатывались по методике, описанной в главе II. В результате ионизационных измерений положительных вторичных частиц с $p_s = 0,4 - 1,0$ Гэв среди отобранных при просмотре событий было найдено $\approx 20\%$ случаев с протонами. Подсчет числа δ -элементов на положительных следах вторичных частиц с $p_s > 1$ Гэв показал, что число фоновых событий в реакциях (1) и (2) от всех случаев с $p_s > 1$ Гэв не превышает 15%.

Распределение окончательно отобранных для анализа событий (1) и (2) по числу обнаруженных γ -квантов (κ_γ) показано в таблице 9.

Таблица 9

E_c	1	2	3	4	5	Пара Далица + γ -квант	Всего со- бытий с $n \geq 2$
4000	4000	457	38	2	0	30	527
1800	1800	113	6	0	0	3	122

Геометрические характеристики отобранных событий не показывают наличия какой-либо выборки при просмотре.

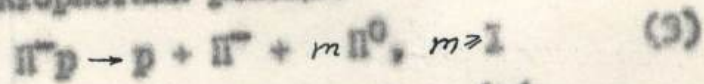
Для отобранных нами случаев по критериям отбора Π^-p - взаимодействий (см. § 1, гл. II) имеется также примесь событий на угле-
роде. Дело в том, что в пропановой пузырьковой камере (C_3H_8) невозможно не видеть ядра отдачи и протоны с $p \approx 100$ Мэв и та-
кие взаимодействия нельзя отделить визуально. Однако, исходя из
распределений недостающих масс (M_x) для изучаемых случаев мож-
но выделить большую часть взаимодействий первичных Π^- -мезонов
с ядрами углерода. Здесь M_x определяется как эффективная масса,
присущая незарегистрированным нейтральным частицам:

$$M_x^2 = \left(E - \sum_{i=1}^K E_i\right)^2 - \left(\vec{p} - \sum_{i=1}^K \vec{p}_i\right)^2 \quad (III.1)$$

где E и $\vec{p}$ - полная энергия и импульс частиц до взаимодействия;
 E_i и $\vec{p}_i$ - полная энергия и импульс i -той вторичной зарегист-
рированной частицы.

При взаимодействиях Π^- -мезонов со свободными протонами
величина M_x всегда положительна. Для взаимодействий же с ядра-
ми величина M_x часто имеет миним. значения /36/.

Для проверки экспериментальной методики были изучены также некоторые характеристики реакции



реакция была хорошо исследована в работе [1].
В 4 тысячах стереокадрах наряду с событиями (1), (2) отбиралось событие $\pi^- p$ -взаимодействия, соответствующие реакции (3) с минимальным вторичного протона ($180 \leq p_s \leq 500$ Мэв/с).
Критерии отбора реакции (3) описана в главе II настоящей диссертации. Было окончательно отобрано 144 события типа реакции (3).
Из них было зарегистрировано 37 (e^+e^-) - пар, от конверсий γ -квантов, относящихся к отбираемым двухлучевым звездам.

§ 2. Выделение π^0 -мезонов в реакциях (1) и (2).

1. Все случаи типа (1) для $n=2$ были обработаны по программе определения весов (см. приложение II) и были найдены средние веса ($\bar{w}_i$) для каждого события. Введение среднего веса позволило учесть разрешение в выделении π^0 -мезонов и ввести более строгие критерии отбора случаев по измеримости следов (в нашем случае $\frac{\Delta p}{p} \leq 30\%$) по сравнению со случаем, когда веса, вычислялись по эмпирической формуле (см. гл. II, § 4).

На рис. 13 приведено распределение эффективной массы комбинации двух γ -квантов события ($M_{\gamma\gamma}$) для реакции (1) с $n=2$ и с учетом $\bar{w}_i$. В распределении имеется четкий пик в интервале $120 \leq M(\gamma\gamma) \leq 160$ Мэв (область $M(\pi^0)$), обработка которого дала $M(\gamma\gamma) = (138 \pm 2)$ Мэв с полушириной $\Delta M(\gamma\gamma)/M(\gamma\gamma) = 0.11$.

В таблице 1 приведены $M(\gamma\gamma)$ для реакции (1) с $n=2$.
Средняя кривая (программа GORC) для реакции (III.2)
Фигурована на интервале $10 \leq M(\gamma\gamma) \leq 160$ Мэв;
 $M(\gamma\gamma) \approx 160$ Мэв.

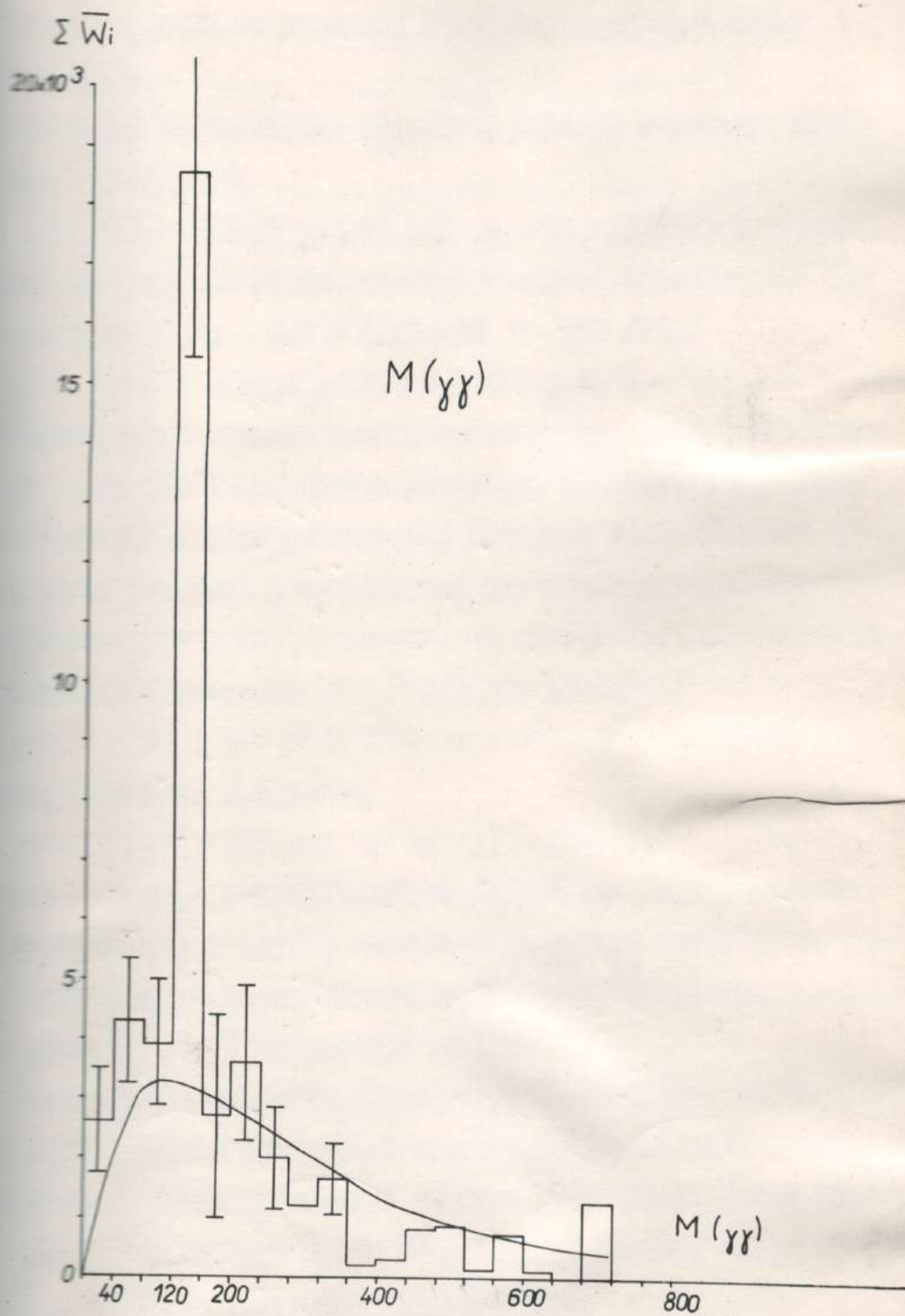


Рис. 13 Распределение $M(\gamma\gamma)$ для реакции (I) с $K=2$.
 Фоновая кривая (программа ФОРС) для реакции (III.2)
 нормирована на интервалы $10 \leq M(\gamma\gamma) \leq 100$ Мэв;
 $M(\gamma\gamma) \rightarrow 180$ Мэв.

Этим способом мы выделяли Π^0 -мезоны в распределении $M(\gamma\gamma)$ из (1).

Интересно отметить, что обработка случаев в области $M(\Pi^0)$ по этим весам дает:

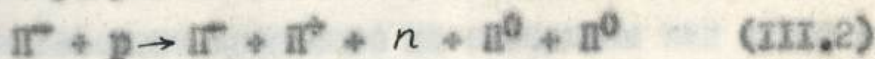
$$\overline{M(\gamma\gamma)} = (136,5 \pm 1,4) \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \Delta M(\gamma\gamma)/\overline{M(\gamma\gamma)} = (9 \pm 1)\%.$$

Так же самым экспериментальный материал, обработанный без учета условия $\Delta p/p \leq 30\%$ и с учетом w_i дал /118/

$$\Delta M(\gamma\gamma)/\overline{M(\gamma\gamma)} = (13 \pm 1)\%.$$

Отсюда можно сделать вывод, что введение w_i (и тем самым условие $\Delta p/p \leq 30\%$) приводит к улучшению разрешения при выделении Π^0 -мезонов. Можно считать, что введение более жестких критериев может привести к дальнейшему улучшению разрешения.

Фоновая кривая $M(\gamma\gamma)$ на рис. 13 вычислялась по статистической теории (программа GORC /95/) для реакции:



и интегрировалась на интервалах

$$10 \leq M(\gamma\gamma) \leq 100 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad M(\gamma\gamma) \geq 180 \text{ МэВ}.$$

Кроме того была найдена фоновая кривая при помощи случайного наложения двух γ -квантов из разных событий. Обе фоновые кривые практически совпадают. Из рис. 13 видно, что уровень фона в области $M(\Pi^0)$ составляет $\leq 17\%$.

Средняя эффективность регистрации Π^0 -мезонов в 24-литровой камере с введенными критериями по $\frac{\Delta p}{p}$ вычислялась как отношение числа зарегистрированных Π^0 -мезонов (число случаев с $M(\gamma\gamma)$ в области массы Π^0 -мезона) к полному числу Π^0 -мезонов. Эта величина оказалась равной 0,44%.

число Π^0 -мезонов в реакции (1) с учетом эффективности детектора и регистрации γ -квантов, числа событий с $k = 3$ и $k = 4$ оказалось равным $16,000 \pm 3000$.

Отсюда можно получить предварительную оценку среднего числа Π^0 -мезонов в реакции (1.2), используя сечение этой реакции, приведенное в работе [1]:

$$\bar{n}_{\Pi^0} = 1,6 \pm 0,3$$

2. На рис. 14 приведено распределение по недостающей массе $M(\pi^+\pi^-\gamma\gamma)$ с учетом эффективности регистрации обоих γ -квантов для отобранных нами событий типа (2) при $k = 2$:

$$\Pi^- p \rightarrow 2\Pi^+ 2\Pi^- \gamma\gamma + M_X(2\Pi^+ 2\Pi^- \gamma\gamma) \quad (\text{III.3})$$

Из данного распределения можно выделить часть взаимодействий с углеродом от случаев взаимодействия Π^- -мезонов со свободными протонами, т.е. от реакции (1.5). Действительно, критерием того, что взаимодействие произошло на свободном или слабо связанном протоне, можно принять:

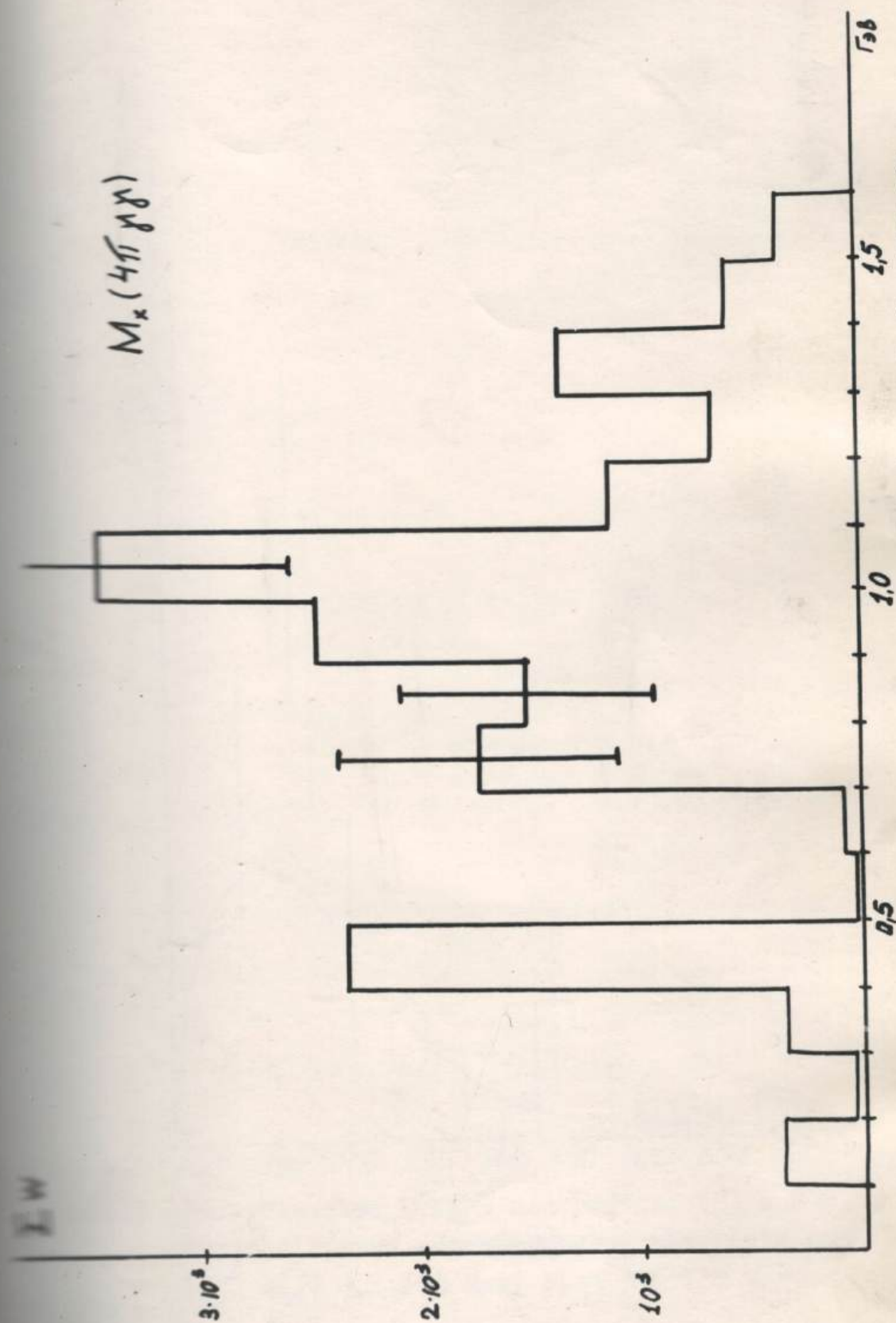
$$M_X \geq [M(n) - 2\sigma_n], \quad (\text{III.4})$$

где $M(n)$ - масса нейтрона; σ_n - экспериментальная ошибка в энергии масс нуклона, которая в нашем случае оказалась $\approx 20\%$. Подставляя значения $M(n)$ и σ_n в выражение (III.4), получим:

$$M_X \geq 500 \text{ МэВ.}$$

Отсюда заключаем, что события с недостающей массой, меньшей 500 МэВ, относятся к реакции $\Pi^- C$ и в дальнейшем эти события не рассматривались.

Распределение найденных событий типа (2) с $k = 2$ по недостающей массе $M(\gamma\gamma)$ с учетом статистических весов обоих γ -квантов приведено на рис. 15. В распределении наблюдается



$M_x(4\pi \rho R)$

Рис. 14 Недостаточная масса $M_\chi(2\pi 2\chi)$ (III.3).

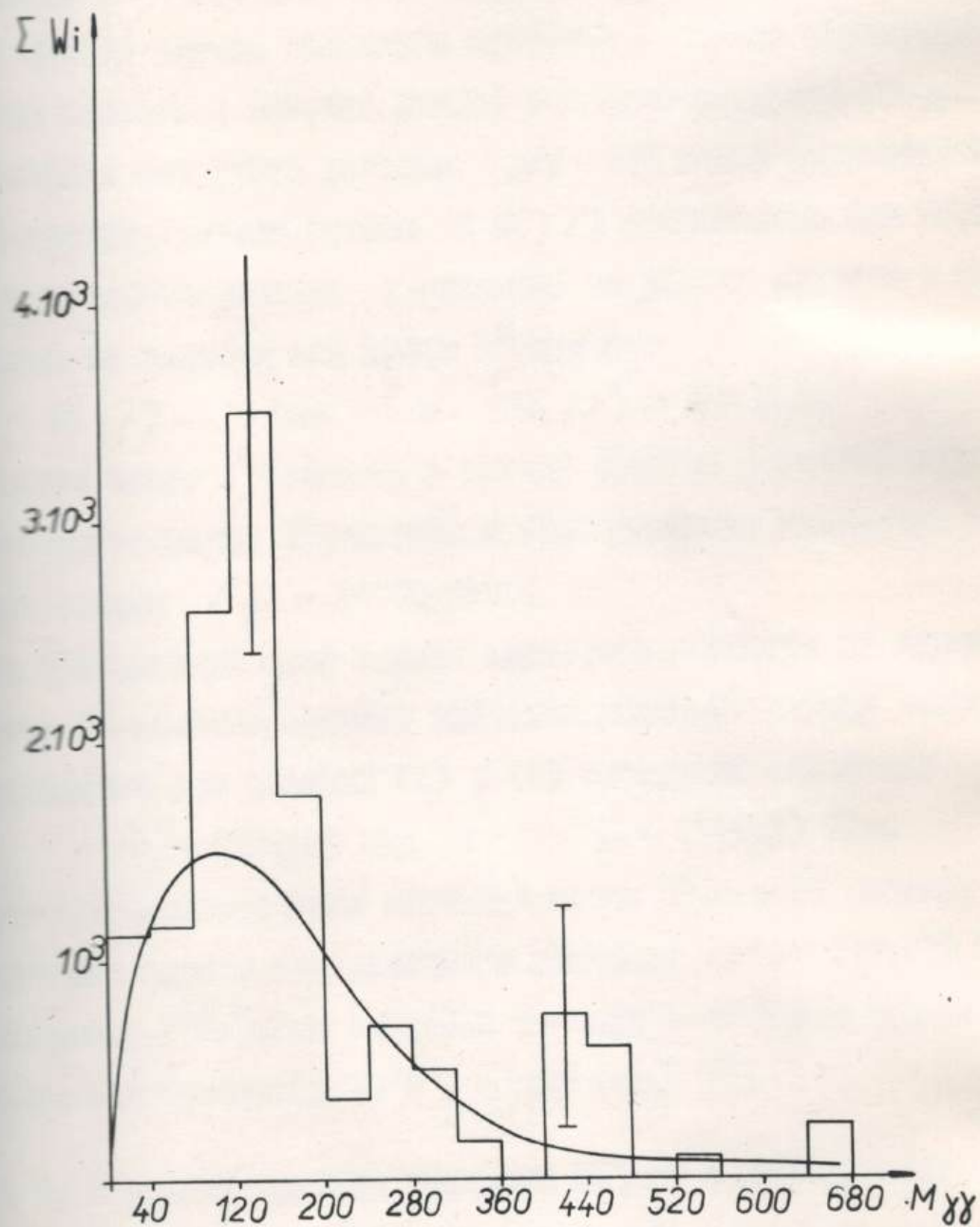


Рис.15 Распределение $M(\gamma\gamma)$ для реакции (2) с $K=2$.
Фоновая кривая нормирована на интервалы
 $10 \leq M(\gamma\gamma) \leq 100$ Мэв; $M(\gamma\gamma) > 180$ Мэв.

в области $100 \leq M(\gamma\gamma) \leq 180$ Мэв. Обработка этого пика дает среднее значение эффективной массы $M(\gamma\gamma) = (142 \pm 3)$ Мэв с погрешностью $\Delta M(\gamma\gamma)/M(\gamma\gamma) = 1\%$. Видно, что выделение Π^0 -мезона в данном случае несколько хуже, чем в случае двухлучевых пиков. Это связано с тем, что данный экспериментальный материал обрабатывался без учета условия $\Delta p/p \leq 30\%$ из-за недостаточности статистики. Базовая кривая к $M(\gamma\gamma)$ вычислялась при помощи случайного комбинирования γ -квантов из разных случаев и нормировалась на области вне массы Π^0 -мезона:

$$M \leq M(\gamma\gamma) \leq 100 \text{ Мэв} \quad \text{и} \quad M(\gamma\gamma) \geq 180 \text{ Мэв}.$$

Большое число Π^0 -мезонов в данной реакции с учетом эффективности регистрации Π^0 -мезонов и эффективности просмотра получены равным $N_{\Pi^0} = 16000 \pm 3500$.

Из приведенных выше данных видно, что несмотря на хорошее выделение Π^0 -мезонов, средние значения массы Π^0 -мезона имеют существенно для реакций (1) и (2) следующие значения:

$$\bar{m}_{\pi^0}^{(1)} = (130 \pm 2) \text{ Мэв} \quad \text{и} \quad \bar{m}_{\pi^0}^{(2)} = (143 \pm 3) \text{ Мэв}.$$

Из пика, полученного нами значения массы Π^0 -мезона смещены относительно хорошо определенного значения $m_{\pi^0} = 134,975$ Мэв (например, /68/). Это смещение связано с ошибками измерений импульсов конзерсионных (e^+e^-) - пар (см. § 3).

§ 3. Смещение средних значений $M(\gamma\gamma)$ в зависимости от ошибок измерений.

Рассмотрим, как будут влиять ошибки измерения импульсов (e^+e^-) - пар на распределение эффективных масс двух γ -кван-

... ($M_{\gamma\gamma}$) от распадов Π^0 -мезонов. При этом будем предполагать, что ошибки (Δ) распределены симметрично относительно значения $\Delta = 0$. Выражение для эффективной массы двух γ -квантов имеет вид:

$$M(\gamma\gamma) = 2\sqrt{E_1 E_2 (1 - \cos \theta)} = 2 \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{E_1 E_2} \quad (\text{III.5})$$

... θ - углом между γ -квантами; E_1, E_2 - энергии первого и второго γ -кванта соответственно.

Разложим выражение (III.5) в ряд Тейлора около истинного значения:

$$M(\gamma\gamma) = M_{\text{ист}} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial M(\gamma\gamma)}{\partial x_i} \Delta x_i + \frac{1}{2!} \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial^2 M(\gamma\gamma)}{\partial x_i \partial x_j} \Delta x_i \Delta x_j \quad (\text{III.6})$$

... рассматриваем $M(\gamma\gamma)$ как функцию трех переменных: E_1, E_2 и θ .

Подставляя (III.6) и учитывая, что Δx_i и Δx_j независимы, будем ограничиваться членами второго порядка, что

$$\Delta M(\gamma\gamma) = M(\gamma, \gamma) - M_{\text{ист}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2 M(\gamma\gamma)}{\partial x_i^2} (\Delta x_i)^2 \quad (\text{III.7})$$

Подставляя сюда выражение для $M(\gamma\gamma)$ из (III.5), получим

$$\Delta M(\gamma\gamma) = \frac{\sqrt{E_1 E_2}}{4} [\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + 2(\Delta \theta)^2] \sin \frac{\theta}{2} \quad (\text{III.8})$$

... α_1, α_2 - относительные ошибки измерений энергии первого и второго γ -квантов соответственно;

... $\Delta \theta$ - абсолютная ошибка определения угла между γ -кван-

... положим $\alpha_1 = \alpha_2$, тогда:

$$\overline{\Delta M(\gamma\gamma)} = -\frac{m_{\pi^0}}{2} [\alpha^2 + (\overline{\Delta\theta})^2] \quad (\text{III.9})$$

Из формулы (III.9) видно, что смещение среднего значения всегда отрицательно и постоянно и определяется, в основном, ошибками измерения энергий γ -квантов, так как член $(\overline{\Delta\theta})^2$ дает очень малый вклад и им можно пренебречь (в нашем эксперименте $(\overline{\Delta\theta})^2 \approx 0.01$). Считая, что $\alpha \approx (0.1 \pm 0.15)$, можно оценить смещение: $\overline{\Delta M(\gamma\gamma)} = - (0.34 \pm 0.75) \text{ МэВ}$. Однако в пузырьковой камере импульс γ -кванта определяется как алгебраическая сумма импульсов e^+ и e^- от конверсионных пар /89/: $p_\gamma = p_{e^+} + p_{e^-}$. Радиус закрученной частицы в пузырьковой камере определяется из радиуса кривизны трека: $p_e = 300 \text{ Н} / \kappa$, где Н — напряженность электрического поля, κ — кривизна.

Формула (III.6) можно переписать как:

$$M(\gamma\gamma) = 2A \left(\frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_1'} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\kappa_2} + \frac{1}{\kappa_2'} \right)^{1/2} \sin \frac{\theta}{2} \quad (\text{III.10})$$

где $A = \text{const}$, κ_1 и κ_1' — кривизны следов e^- и e^+ от первого γ -кванта; κ_2 и κ_2' — кривизны следов e^- и e^+ от второго γ -кванта.

В этом случае для смещения среднего значения эффективной формулы (III.9) получим:

$$\overline{\Delta M(\gamma\gamma)} = \frac{m_{\pi^0}}{2} \left\{ \alpha^2 \left[2 - \frac{1}{4} \frac{\kappa_1^2 + \kappa_1'^2}{(\kappa_1 + \kappa_1')^2} - \frac{1}{4} \frac{\kappa_2^2 + \kappa_2'^2}{(\kappa_2 + \kappa_2')^2} - \frac{(\overline{\Delta\theta})^2}{2} \right] \right\} \quad (\text{III.11})$$

Эта формула написана в предположении, что относительные ошибки α в определении кривизны треков всех частиц одинаковы. Из формулы (III.11) видно, что смещение в этом случае поло-

ительно. Однако в отличие от (III.9) смещение уже не является константой.

Если положить, что $K_1 = K_1^I$ и $K_2 = K_2^I$, т.е. энергии электрона и позитрона от одного γ -кванта равны, то формула (III.11) примет следующий вид:

$$\Delta M(\gamma\gamma) = \frac{7}{8} m_{\pi^0} \alpha^2 - \frac{m_{\pi^0}}{4} (\Delta\theta)^2 \quad (\text{III.12})$$

В предположении, что $\alpha \approx (0,1 \pm 0,15)$, получим $\Delta M(\gamma\gamma) \approx (1,18 \pm 2,65) \text{ МэВ}$.

Как показывают экспериментальные данные (см. § 2 данной главы), действительно, смещение среднего значения эффективной массы двух γ -квантов, обусловленное ошибками измерений, дает нулевой вклад.

§ 4. Эффективное сечение первичных Π^- -мезонов на одно взаимодействие в ПК-4.

Для определения сечений по экспериментальному материалу, нужно использовать сечение одного события σ_1 :

$$\sigma_1 = (n L)^{-1} \quad (\text{III.13})$$

где n - число мишеней в 1 см³ среды; L - общая полная длина первичных треков в обработанном экспериментальном материале.

Для нашего эксперимента σ_1 вычисляли следующим образом:

1) На 126 тисках кадрах определяли суммарное число пучковых следов ($N_{\text{пуч.}}$). Для этого считали число пучковых следов на 2000 кадрах. Эти кадры брались из разных циклов и сеансов регистрирования. Средняя плотность пучковых следов получалась равной $12,08 \cdot (1 \pm 0,02) \text{ на кадр}$.

Суммарное число первичных Π^- -мезонов с учетом примеси в пучке /89/ получилось равным $N_t = 1385801 (1 \pm 0,04)$.

2). Число звезд, образованных Π^- -мезонами на всем материале, вышло равным $N_{зв.} = 246061$.

3). Суммарная длина всех Π^- -следов с учетом образования звезд получилась равной $L = 454629 (1 \pm 0,05)$ м.

4). Число ядер водорода на 1 см^3 среды (в нашем случае число ядер водорода) в пропановой камере (C_3H_8) можно вычислить по формуле:

$$n = \frac{\rho_H N_0}{A} l_0 \quad (\text{III.14})$$

где ρ_H - плотность водорода в пропане ($\rho_H = 0,078 \text{ г/см}^3 (1 \pm 0,02)$);

$N_0 = 6,02 \cdot 10^{23}$ - число Авогадро;

A - молекулярный вес пропана;

l_0 - длина эффективной области камеры.

Определенное по вышесказанным данным эффективное сечение взаимодействия на водороде для одного события в рассмотренном материале получилось равным $0,47 \text{ мбн} \pm 4\%$.

Однако при расчете σ , еще нужно учесть "потенциальные" случаи (т.е. такие случаи, которые не удалось провести через геометрическую программу, несмотря на повторные измерения). Учет этих случаев даст рост эффективного сечения одного взаимодействия на 5% . Таким образом, для взаимодействия типа Π^-p на всем рассмотренном материале получаем сечение, которое дает на один случай:

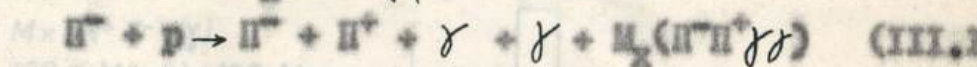
$$\sigma_1 = (0,49 \pm 0,04) \text{ мбн.}$$

§ 5. Выделение каналов реакций (1) и (2).

1. Исходной информацией для разделения каналов реакции (1) и расчета их сечений является распределение:

а) $M(\gamma\gamma)$ рис.13;

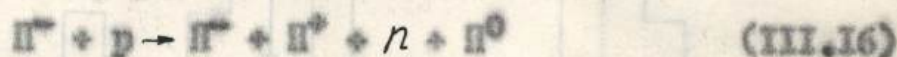
б) недостаточной массой $M_X(\pi^-\pi^+\gamma\gamma)$ в реакции



(рис.16). Если иметь в виду результаты § 2, то в случаях с $M(\gamma\gamma)$ в области $M(\pi^0)$ (случай А) имеется с вероятностью 80% идентифицированный π^0 -мезон, в случаях с $M(\gamma\gamma)$ вне области $M(\pi^0)$ γ -кванты принадлежат к разным π^0 -мезонам (случай Б).

Тогда для случаев А можно рассматривать распределение (б) как распределение эффективной массы $M(n, (n-1)\pi^0), n \geq 1$.

Как видно из рис.16, для случаев А только часть из них можно отнести к каналу реакции



В этом случае $n-1$ и мы имеем дело с распределением $M(n)$. Если исходить из разрешения M_X (III.15) в области $M_X \approx M(n)$, то можно условно отнести к каналу (III.16) все случаи А с $M_X \leq 1,2 \text{ ГэВ}$ ($\Delta M_X/M_X \approx 25\%$).

Отсюда

$$\sigma(1\pi^0) = \frac{\sum w_i \sigma_i}{\varepsilon} \quad (\text{III.17})$$

где $\sum w_i$ — сумма весов событий А в данной области,

σ_i — сечение одного события,

ε — эффективность просмотра.

Получим:

$$\sigma(1\pi^0) = (3,6 \pm 1,1) \text{ мбн} \quad (\text{III.18})$$

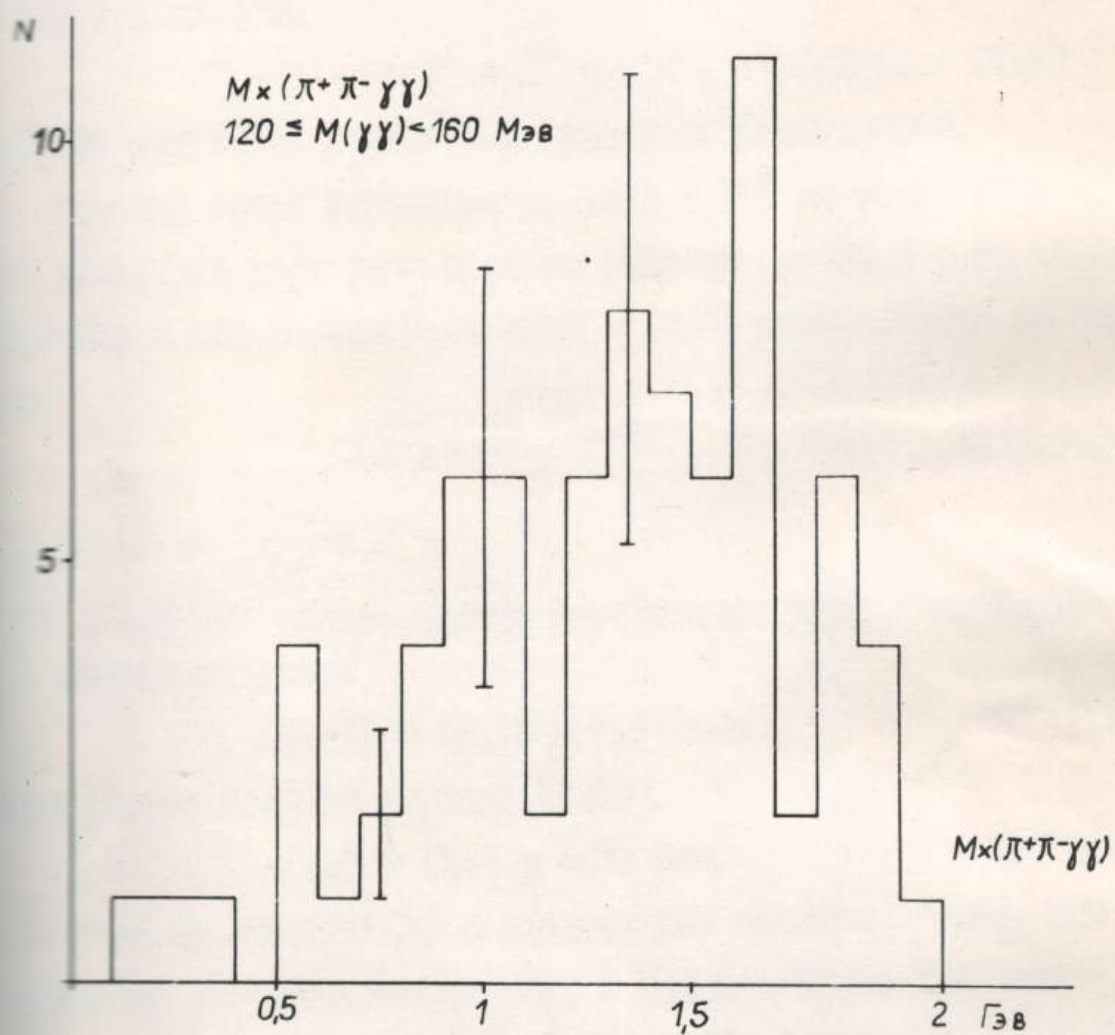
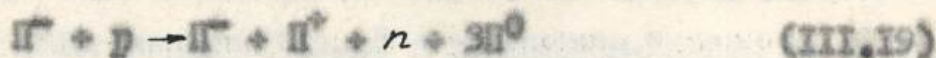
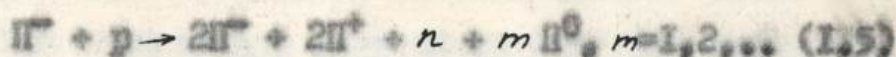


Рис. 16 Недостаящая масса $M_X(\pi^-\pi^+\gamma\gamma)$ (III.15) для случаев А.
 По оси У отложено число случаев.

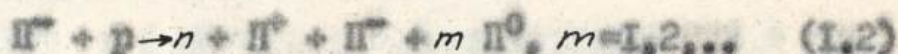
Результаты работы /3/ показывают, что события типа:



составляют 15% от событий



при $p_0 = 6$ Гэв. Таким образом, в нашем случае вклад событий (III.19) в процесс



не будет превышать нескольких процентов (см. табл. 9).

Поэтому после выделения событий с $1\pi^0$ мы имеем дело с реакцией (III.2). К этой реакции можно отнести случаи А с M_X (III.15) $> 1,2$ Гэв и все случаи Б. Сечение $\sigma(2\pi^0)$ определялось по формуле:

$$\sigma(2\pi^0) = \frac{\sum w_i \sigma_i}{\varepsilon} \quad (\text{III.20})$$

$$\sum w_i = \frac{\sum w_i}{6(1-\varepsilon)}$$

ε - средняя эффективность регистрации двух γ -квантов^{х)}

Отсюда получим:

$$\sigma(2\pi^0) = (3,77 \pm 0,56) \text{ мбн} \quad (\text{III.21})$$

Тогда полное сечение реакции (I.2):

$$\sigma(1) = (7,4 \pm 1,3) \text{ мбн} \quad (\text{III.22})$$

Если сравнить $\sigma(1)$ с данными для сечения $\sigma(1)_H$ той же реакции на водород, полученными в работе /1/, то получим:

$$\sigma(1) - \sigma(1)_H = (1,8 \pm 1,3) \text{ мбн} \quad (\text{III.23})$$

х) Во всех распределениях приводится значение $\sum w_i$, так как знаменатель не имеет существенного значения.

Эту разницу, скорее всего можно понять как сечение неполностью исключенных нами взаимодействий с углеродом. Исходя из распределения M_X в реакции (III.15) можно выделить еще часть ПС-взаимодействий. При этом отборе критериями того, что взаимодействие произошло на свободном или слабо связанном протоне, являются:

- 1) для случаев с одним π^0 -мезоном

$$M_X(III.16) : (M(n) - 2\sigma_n) M_X(III.15) \quad 1,2 \text{ ГэВ,}$$

где σ_n - ошибка $\Delta M_X(III.15)$ в области $M(n) \approx 25\%$, т.е.

$$400 \leq M_X(III.15) \leq 1200 \text{ МэВ;}$$

2) для случаев В:

$$M_X(III.15) > (M(n) + M(\pi^0) - \sigma_n) = 800 \text{ МэВ.}$$

С учетом этих критериев были получены сечения, более близкие к сечениям соответствующих реакций на водороде (обозн. Н)

$$\sigma(\pi^0)_H = (3,0 \pm 1,2) \text{ мбн} \quad (III.18)$$

$$\sigma(2\pi^0)_H = (3,4 \pm 0,6) \text{ мбн} \quad (III.21)$$

$$\sigma(1)_H = (6,4 \pm 1,3) \text{ мбн} \quad (III.22)$$

$$\sigma(1)_H - \sigma(1)_H = (0,8 \pm 1,3) \text{ мбн} \quad (III.23)$$

При этом нужно подчеркнуть, что выделение ПС-взаимодействий более существенно скажется на обработке случаев с одним π^0 -мезоном, так как в этом случае большая часть распределения по M_X (III.15) попадает в область масс нуклона. Поэтому мы принимаем любое вычисленное значение $\sigma(\pi^0)$ только в качестве оценки сечения реакции (III.16).

Следует отметить, что при вычислении сечения реакции (III.2) только около 30% всех событий относится к случаям А. Поэтому некоторый провал при выделении канала (III.16) из случаев А значительно повлияет на величину сечения реакции (III.2).

Эту разницу, скорее всего можно понять как сечение неполноты
включенных нами взаимодействий с углеродом. Исходя из распреде-
ления M_X в реакции (III.15) можно выделить еще часть ПС-вза-
имодействий. При этом отборе критериями того, что взаимодействие
произошло на свободном или слабо связанном протоне, являются:

- 1) для случаев с одним Π^0 -мезоном
канал (III.16) : $(M(n) - 2\sigma_n) M_X(III.15) \quad 1,2 \text{ ГэВ,}$
где σ_n - ошибка $\Delta M_X(III.15)$ в области $M(n) \approx 25\%$, т.е.
 $400 \leq M_X(III.15) \leq 1200 \text{ МэВ;}$

2) для случаев В:

$$M_X(III.15) > (M(n) + M(\Pi^0) - \sigma_n) = 800 \text{ МэВ.}$$

С учетом этих критериев были получены сечения, более близ-
кие к сечениям соответствующих реакций на водороде (обозн. Н)

$$\sigma(\Pi^0)_H = (3,0 \pm 1,2) \text{ мбн} \quad (III.18)$$

$$\sigma(2\Pi^0)_H = (3,4 \pm 0,6) \text{ мбн} \quad (III.21)$$

$$\sigma(1)_H = (6,4 \pm 1,3) \text{ мбн} \quad (III.22)$$

$$\sigma(1)_H - \sigma(1)_H = (0,8 \pm 1,3) \text{ мбн} \quad (III.23)$$

При этом нужно подчеркнуть, что выделение ПС-взаимодействий
более существенно скажется на обработке случаев с одним Π^0 -ме-
зоном, так как в этом случае большая часть распределения по M_X
(III.15) попадает в область масс нуклона. Поэтому мы принимаем
любое вычисленное значение $\sigma(\Pi^0)$ только в качестве оценки
сечения реакции (III.16).

Следует отметить, что при вычислении сечения реакции (III)
только около 30% всех событий относится к случаю А. Поэтому
некоторый проигрыш при выделении канала (III.16) из случаев А
незначительно повлияет на величину сечения реакции (III.2).

Сравнение сечений (III.21) и (III.21') показывает, что граница $\mu_{\text{III.15}} > 800 \text{ МэВ}$ также неуместна для $\sigma(2\pi^0)_H$. Поэтому мы считаем, что полученное сечение рождения $2\pi^0$ -мезонов можно рассматривать как сечение реакции (III.15).

При помощи указаний в (III.18'), (III.21') и (III.22') сечением можно получить опять:

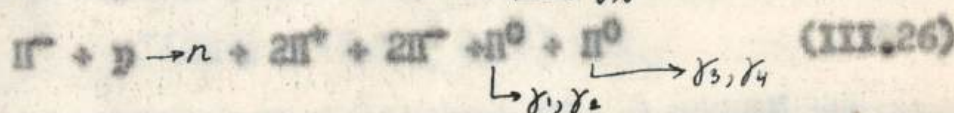
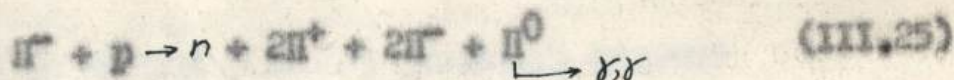
$$\bar{n}_{\pi^0_H} = 1,5 \pm 0,3$$

2. При выделении каналов 2-х лучевых звезд типа (1) и расчете их эффективного сечения мы исходим из распределений M_H (рис.13) и $M_H(\pi^+\pi^- \gamma\gamma)$ (рис.16). В отличие от этого при изучении 4-х лучевых звезд типа (2):



прямо нам информацию можно получить только из распределения M_H (рис.15), так как распределение недостающей массы $M_H(\text{III.3})$ (рис.14) для событий с рождением одного и двух π^0 -мезонов очень близки, а ошибки в определении $M_H(\text{III.3})$ относительно велики (см. § 2 настоящей главы).

Так как вероятность образования случаев с числом $\pi^0 \geq 3$ для событий (2) незначительная ($\sim 1\%$), то все события распределения $M(\gamma\gamma)$ (рис.15) можно отнести к двум следующим каналам:



В распределении $M(\gamma\gamma)$ рис.15 события над фоновой кривой в области масс π^0 -мезона соответствуют смеси случаев из каналов (III.25) и (III.26), когда оба зарегистрированных γ -кван-

те относятся к одному и тому же Π^0 -мезону. Оставшиеся в распределении события относятся к каналу (III.26), когда $M(\gamma\gamma)$ является комбинацией 2-х γ -квантов от разных Π^0 -мезонов, т.е. когда имеют:

$$M(\gamma_1, \gamma_3), M(\gamma_1, \gamma_4), M(\gamma_2, \gamma_3) \text{ и } M(\gamma_2, \gamma_4).$$

В случаях на реакции (III.26), когда оба зарегистрированных γ -кванта относятся к одному Π^0 -мезону (т.е. случаи(2), выходящие в область над фоновой кривой) возможны только две комбинации эффективных масс для двух зарегистрированных γ -квантов: $M(\gamma_1, \gamma_2)$ и $M(\gamma_3, \gamma_4)$.

В предположении, что все шесть возможных комбинаций $M(\gamma\gamma)$ в реакции (III.26) равновероятны, события данной реакции, попавшие в область выше фоновой кривой в интервале 100 - 160 Мэв, должны соответствовать половине случаев, расположенных под фоновой кривой. Так как площадь распределения $M(\gamma\gamma)$ над фоном в области массы Π^0 -мезона составляет тоже примерно половину площади под фоновой кривой, то можно сделать следующее заключение:

В реакции с рождением только одного Π^0 -мезона (III.25) существуют события с небольшим эффективным сечением и выделить его мы не можем.

Сечение по каналу (III.26) оказалось равным:

$$\sigma(2\Pi^0) = (1,1 \pm 0,15) \text{ мбн}$$

Ввиду малой статистики в распределении $M(\gamma\gamma)$ рис.15 данное эффективное сечение нужно считать оценочным. При вычислении $\sigma(2\Pi^0)$ мы полагали, что ошибка в определении сечения

что статистическая и не учитывали неопределенность экспериментальной фоновой кривой.

В работе [2] определено полное эффективное сечение реакции (2) при помощи водородной пузырьковой камеры:

$$\sigma_{\Pi} = (1,47 \pm 0,07) \text{ мб}$$

Из σ_{Π} и оцененного нами $\sigma(2\pi^0)$ можно для каналов реакции (2) получить:

$$\sigma(\pi\pi^0) = (0,37 \pm 0,2) \text{ мб}$$

$$\sigma(2\pi^0) = (1,1 \pm 0,15) \text{ мб}$$

§ 6. Импульсные и угловые характеристики пионов в реакциях (III.2), (I.6) и (I.4).

В системе центра инерции (Π^*p) для Π^+ , Π^- -мезонов (группы I + B) и Π^0 -мезонов (группа A) из реакции (III.2) были вычислены: импульсы π и p , поперечные импульсы π и p и угол вылета. Импульсные и угловые распределения Π -мезонов в с.ц.и. приведены соответственно на рис. 17 и 18. Для анизотропии вылета Π -мезонов "вперед - назад" было получено соотношение

$$K = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$$

N_+ - число частиц ($\sum w_i$), летящих вперед,

N_- - число частиц, летящих назад.

Угловые распределения Π -мезонов в реакции (I.6) имеют изотропный характер. Отметим, что для реакции (I.6) распределения производились по ($\sum w_i$) без учета $\Delta p/p \leq 30\%$.

В таблице 10 приведены средние значения $\bar{p}^*$, $\bar{p}_\perp$ и значения K для реакций (III.2) и (I.6).

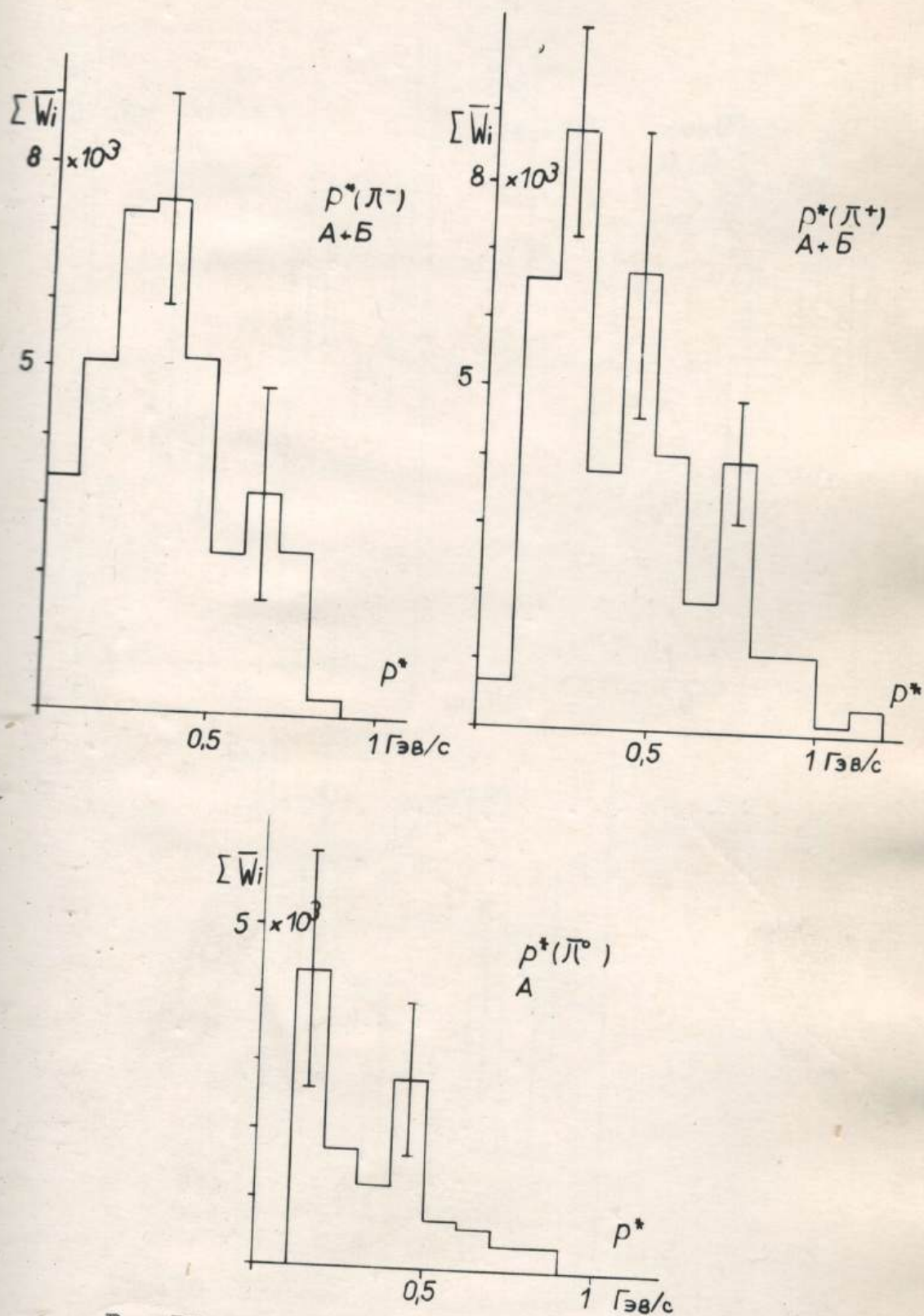


Рис. I7 Импульсное распределение π -мезонов в реакции $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^- 2\pi^0$ в с.ц.и.

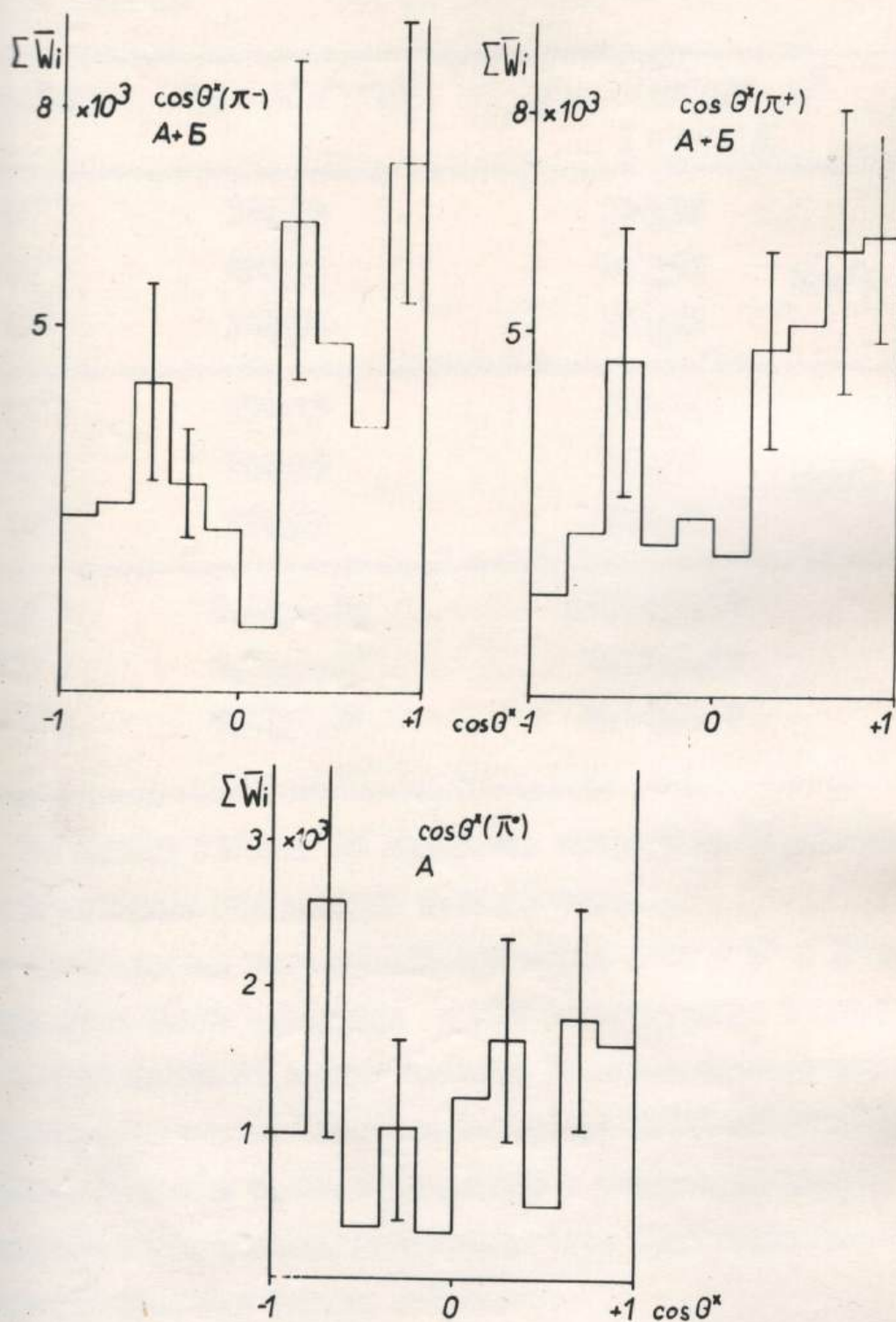


Рис.18 Угловые распределения Π -мезонов в реакции $\Pi^- p \rightarrow n \Pi^+ \Pi^- 2\Pi^0$ в с.ц.и.

Таблица 10

Тип реакции	$\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$	$\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^- \pi^0$ $I \leq m \leq 2$	
$p (\pi^-)$	335 ± 18	330 ± 19	
$p (\pi^+)$	420 ± 21	340 ± 24	Мед/с
$p (\pi^0)$	342 ± 34	305 ± 32	
$p (\pi^-)$	259 ± 13	229 ± 20	
$p (\pi^+)$	300 ± 15	268 ± 16	Мед/с
$p (\pi^0)$	276 ± 28	205 ± 25	
$K(\pi^-)$	$0,23 \pm 0,12$	$-0,01 \pm 0,20$	
$K(\pi^+)$	$0,31 \pm 0,09$	$0,05 \pm 0,15$	
$K(\pi^0)$	$0,12 \pm 0,09$	$0,10 \pm 0,15$	

Из данных таблицы 10 видно, что импульсные характеристики π^0 и π^- -мезонов для реакции (III.2) близки.

Если предположить наличие изотропного фона у π^+ и π^- -мезонов, то над этим фоном выделяется $\leq 30\%$ случаев, когда π -мезоны летят вперед. Также из данных таблицы 10 можно сделать вывод, что с увеличением множественности π -мезонов уменьшаются соответствующие значения средних импульсов и асимметрии вылета π -мезонов, т.е. с увеличением множественности роль статистического механизма рождения частиц возрастает.

Импульсные и угловые характеристики вторичных π -мезонов в реакции $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ (1.4) согласуются с выводами для реакции данного типа, приведенными в обзоре (см. гл. I, § 4). Полученное

или угловое распределение вторичных Π^0 -мезонов в с.п.н. имеет заметную асимметрию поворота ($K^0, 4 \pm 0, 1$), характерную для периферических взаимодействий частиц при больших энергиях. Среднее число Π^0 -мезонов на одно взаимодействие в реакции (3) оказалось равным $1,5 \pm 0,3$.

§ 7. Исследование спектров эффективных и недостающих масс в реакции $\Pi^- p \rightarrow n \Pi^+ \Pi^- 2\Pi^0$. (III, 2)

а) Поиск радиационных распадов бозонных резонансов.

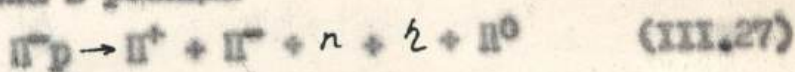
Вопрос о существовании гипотетических, легких резонансов (L -мезонов), распадающихся по электромагнитному взаимодействию с участием γ -квантов, экспериментально фактически не изучался.

В работах [79 - 81] проанализированы возможные схемы распада L -мезонов в интервале масс до $5 m_\pi$ и показано, что если масса L -мезона достаточно мала, они могут распадаться только на γ -кванты, при более высоких массах может для некоторых квантовых чисел преобладать распад по схеме $\Pi \gamma, \Pi \gamma \gamma, \Pi \Pi \gamma$. В обоих случаях наблюдение L -мезонов требует регистрации γ -квантов. Кроме этого представляет интерес изучение радиационных распадов известных резонансов $\rho \rightarrow \pi \gamma, \omega \rightarrow \pi \gamma, \omega \rightarrow \pi \pi \gamma$ и т.д. Для всех мезонных взаимодействий типа (III, 2) были изучены распределения эффективных масс систем $(\gamma \gamma), (\pi^+ \gamma), (\pi^+ \gamma \gamma)$ и $(\pi^+ \pi^- \gamma)$. Случаи группы (А) ($\pi \gamma \gamma$ в области Π^0 -мезона) и группы (Б) ($\pi \gamma \gamma$ вне области Π^0 -мезона) были обнаружены отдельно. Так как в группе А γ -кванты относятся к одному Π^0 -мезону, то события этой группы дают нам экспериментальную фоновую кривую.

Кроме того фоновые кривые были получены по программе 00РС (см. § 1, гл. II) на электронно-вычислительной машине.

1. Эффективная масса $M(\gamma\gamma)$, рис. 13.

В этом спектре мы не наблюдали пика в области η -мезона. Если весь интервал $500 \leq M(\gamma\gamma) \leq 600$ Мэв отнести к электромагнитному распаду η -мезона, то мы можем получить завышенную оценку рождения η -мезона в реакции



Это сечение оказалось равным $\sigma(\eta \rightarrow 2\gamma) \leq 0,1$ мбн. Так как канал распада η -мезона на 2 γ -кванта составляет $(35,5 \pm 2,7)\%$ от всего распада [60], верхнюю границу полного сечения реакции (III.27) можно оценить как $\sigma(\text{III.27}) \leq 0,3$ мбн.

2. Эффективная масса $M(\pi^+\gamma)$.

Распределения $M(\pi^+\gamma)$ для случаев А (рис. 19а) и для случая Б (рис. 19б) хорошо согласуются с фазовой кривой.

3. Эффективная масса $M(\pi^+\gamma\gamma)$, рис. 20.

Это распределение, которое построено только для случаев группы Б, в основном, согласуется с фазовой кривой. Имеется некоторое отличие для масс $M(\pi^+\gamma\gamma) \leq 400$ Мэв.

4. Эффективная масса $M(\pi^+\pi^-\gamma)$.

Для случаев А (рис. 21а) распределение хорошо согласуется с фазовой кривой. Для случаев из группы Б (рис. 21б) это распределение имеет отличие от фазовой кривой, заметна концентрация случаев в области низких масс $M(\pi^+\pi^-\gamma)$. Однако заключения о наличии радиационных распадов из-за малой статистики сделать нельзя.

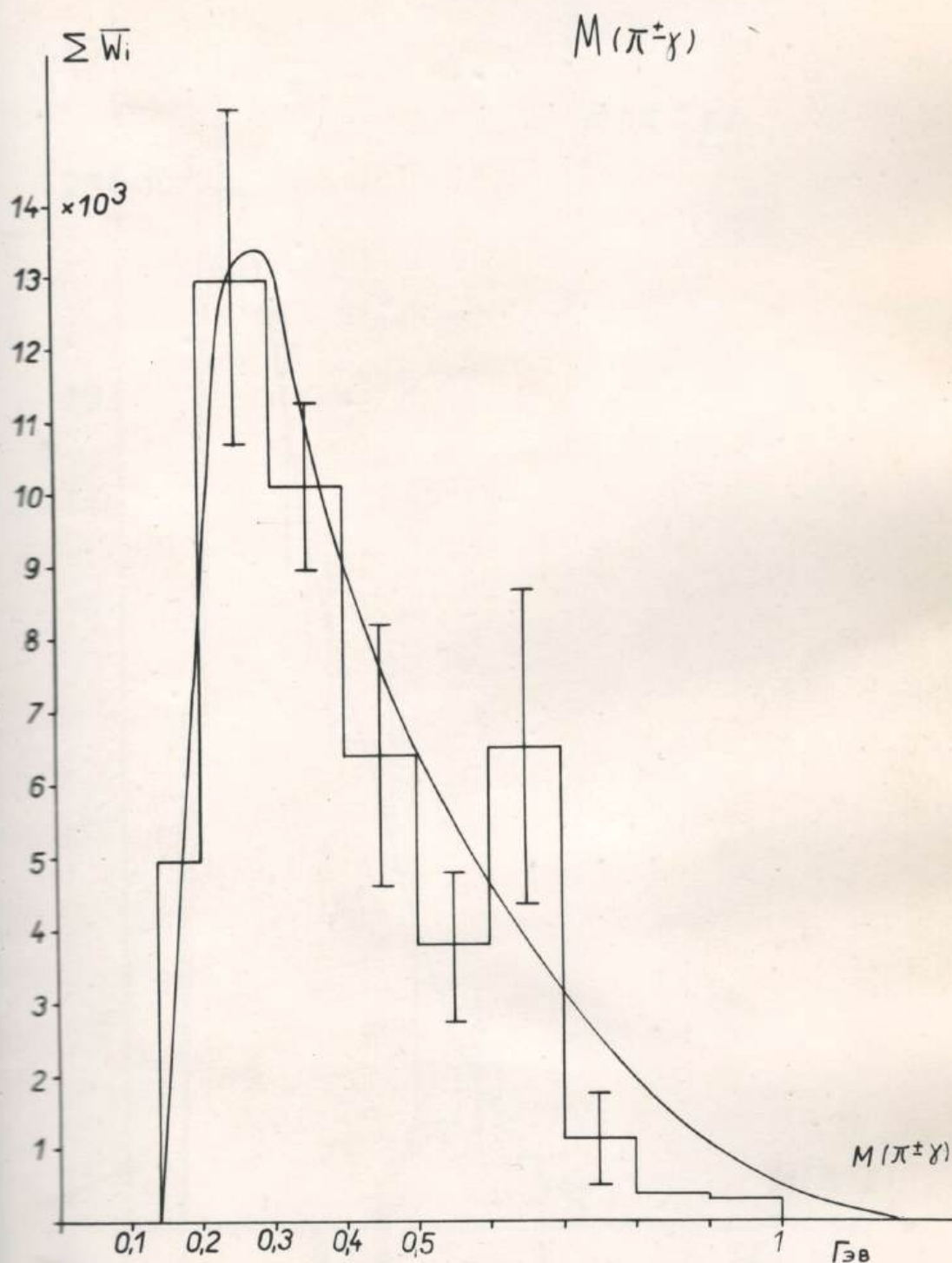


Рис. 19a Распределение $M(\pi^\pm \gamma)$ для реакции (III.2) для случаев А. Фоновая кривая нормирована по ФОРС на всю площадь.

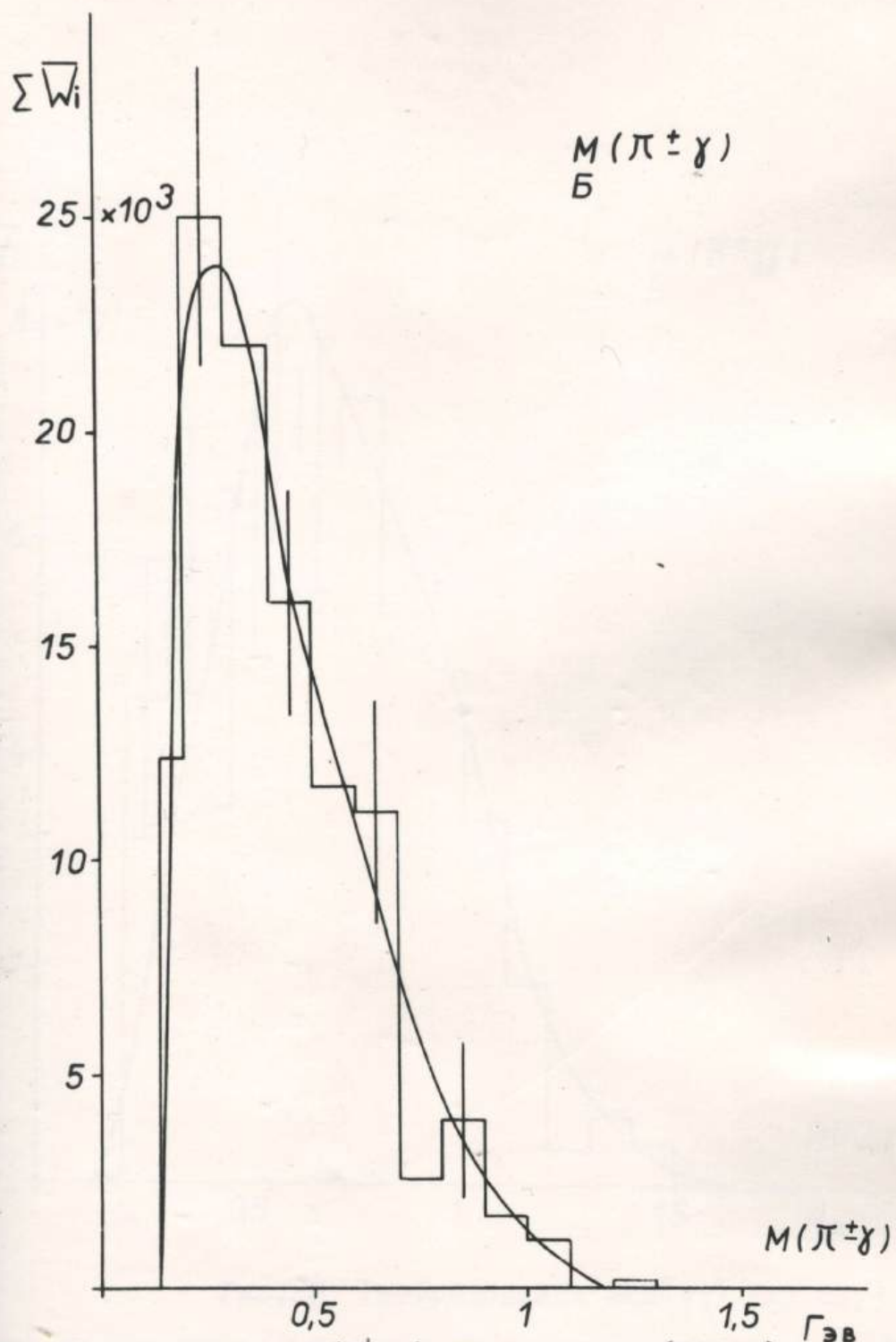


Рис.196 Распределение $M(\pi^\pm \gamma)$ для реакции (III.2) для случаев Б. Фоновая кривая по ФОРС нормирована на всю площадь.

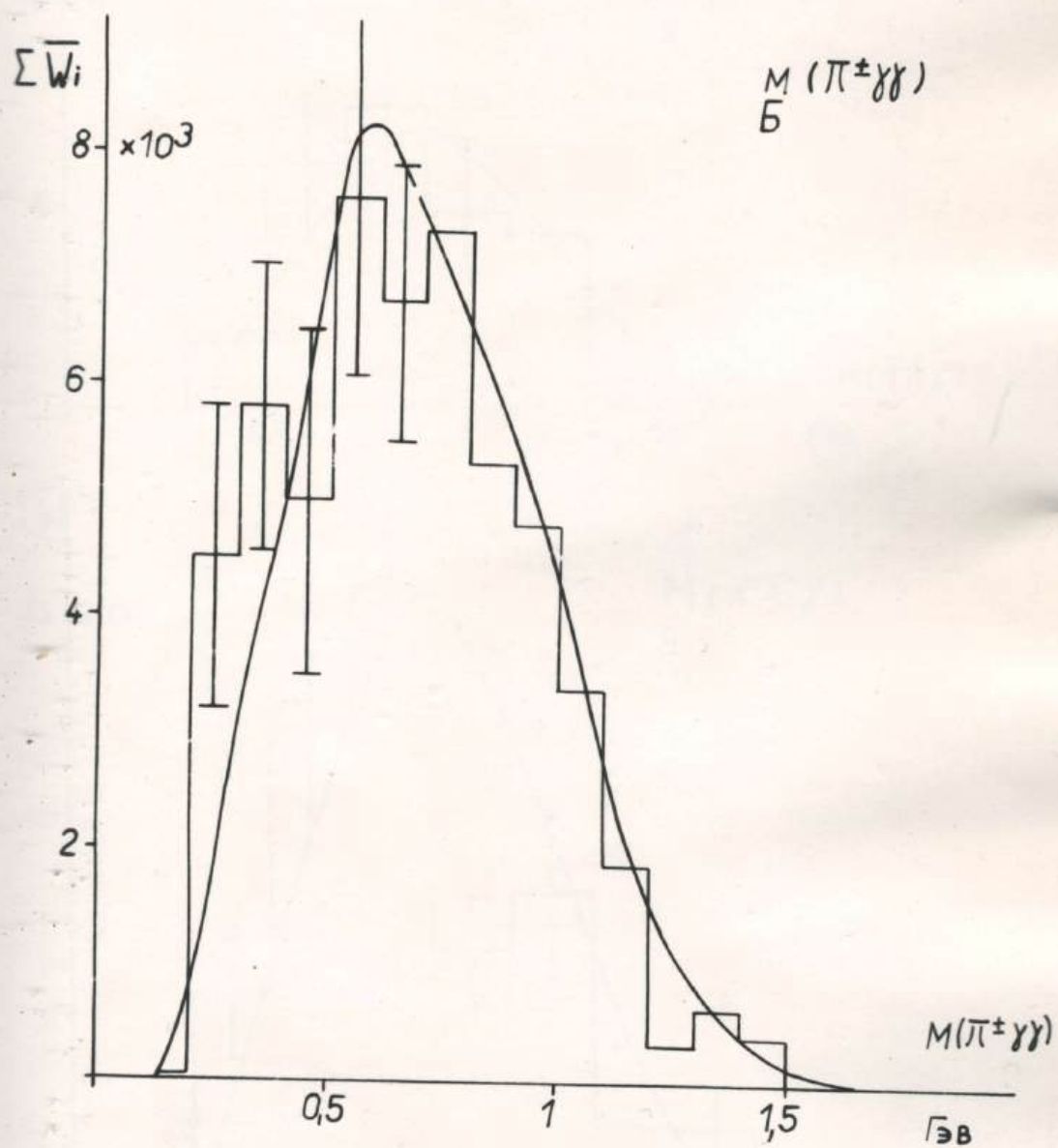


Рис.20 Распределение $M(\pi^\pm \gamma \gamma)$ для случаев Б.

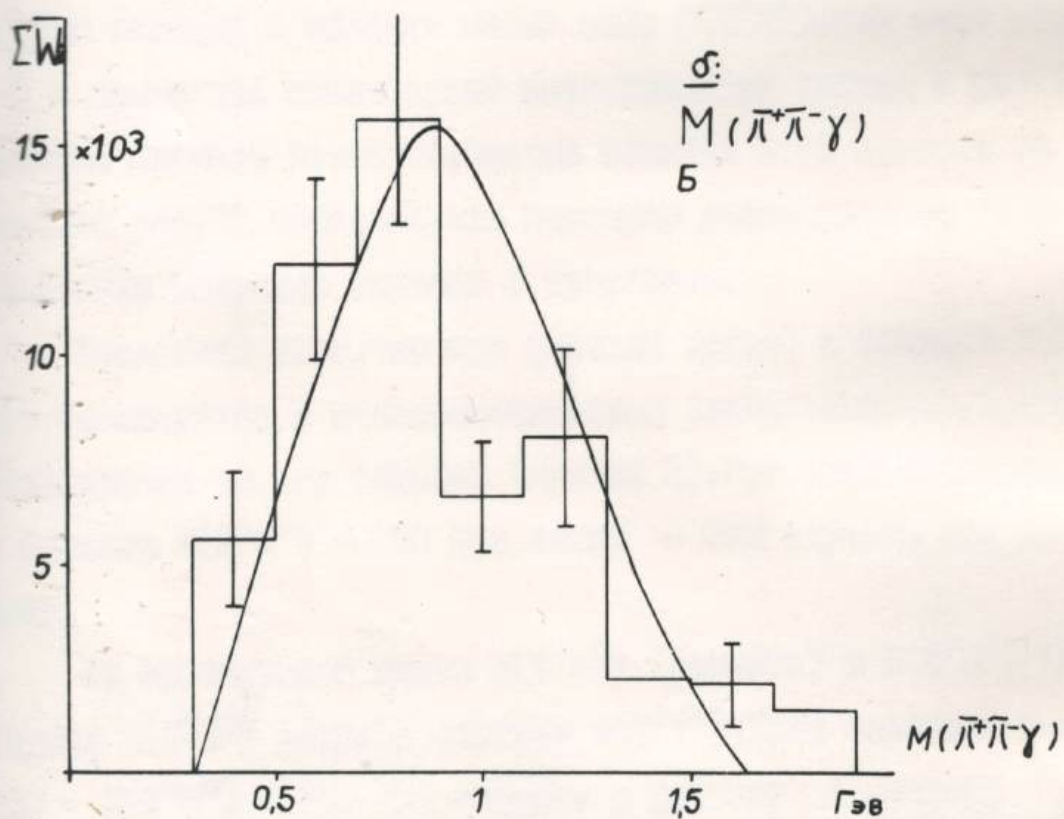
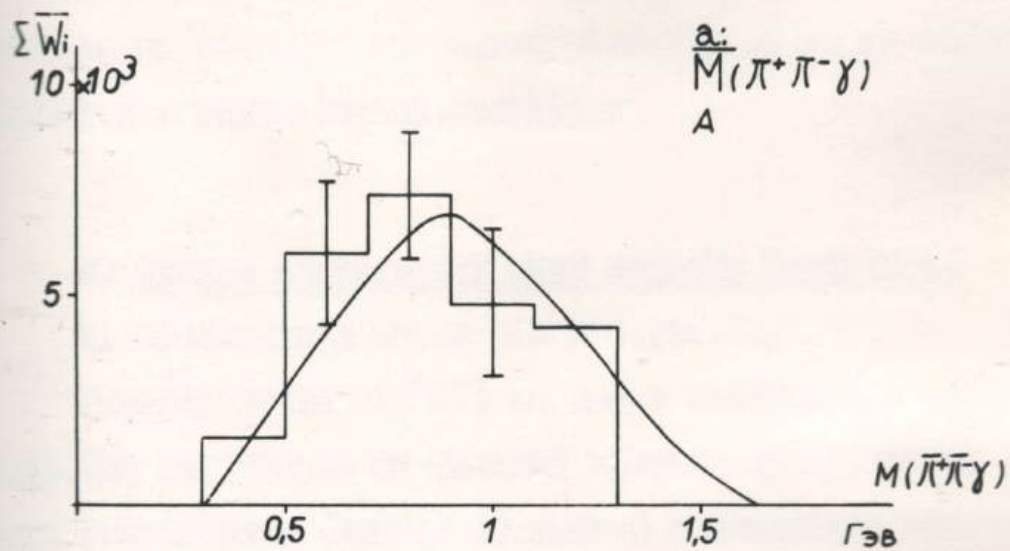


Рис.2I - Распределение $M(\pi^+\pi^-\gamma)$, а: для случаев А, б: для случаев Б.

Таким образом, анализ вышеуказанных распределений показывает, что, если даже ρ -мезоны и рождаются в изучаемой реакции (III.2) сечение их рождения настолько мало, что мы их не наблюдаем. Это касается и радиационных распадов:

б) Спектр эффективных масс системы Π -мезонов.

1. Эффективная масса $M(\Pi^+\Pi^-)$, рис. 22.

Распределение $M(\Pi^+\Pi^-)$ не имеет максимума в области ρ -мезона. Она отличается от фазовой кривой, нормированной на всю площадь гистограммы (кривая 1), именно наблюдается заметная концентрация случаев в области малых масс $M(\Pi^+\Pi^-)$. Как было указано в § 1 настоящей главы среди положительных частиц с $p \approx 1$ Гэв имеется примесь протонов. Оценка влияния этой примеси на распределение рис. 22 показала, что характер распределения нельзя объяснить наличием случаев с протонами.

Вследствие того, что ход фазовой кривой в области $M(\Pi^+\Pi^-) > 700$ Мэв совпадает с экспериментальным распределением, кривая была нормирована на эту область (кривая 2). При этом оказалось, что в области $M(\Pi^+\Pi^-) \leq 700$ Мэв лежит $\leq 30\%$ случаев над уровнем фона.

2. Эффективные массы $M(\Pi^-\Pi^0)$ (рис. 23а) и $M(\Pi^+\Pi^0)$ (рис. 23б). Спектр $M(\Pi^+\Pi^0)$ подобен спектру $M(\Pi^+\Pi^-)$. Если интервал масс $600 \leq M(\Pi^+\Pi^0) \leq 900$ Мэв отнести к распаду ρ^+ -мезона в реакции $\Pi^- + p \rightarrow \Pi^- + \Pi^0 + p$ (III.26), то сечение этой реакции σ (III.26) $\approx 0,2$ мб.

На ход распределения $M(\Pi^+\Pi^0)$, как видно из рис. 23а, частицы с

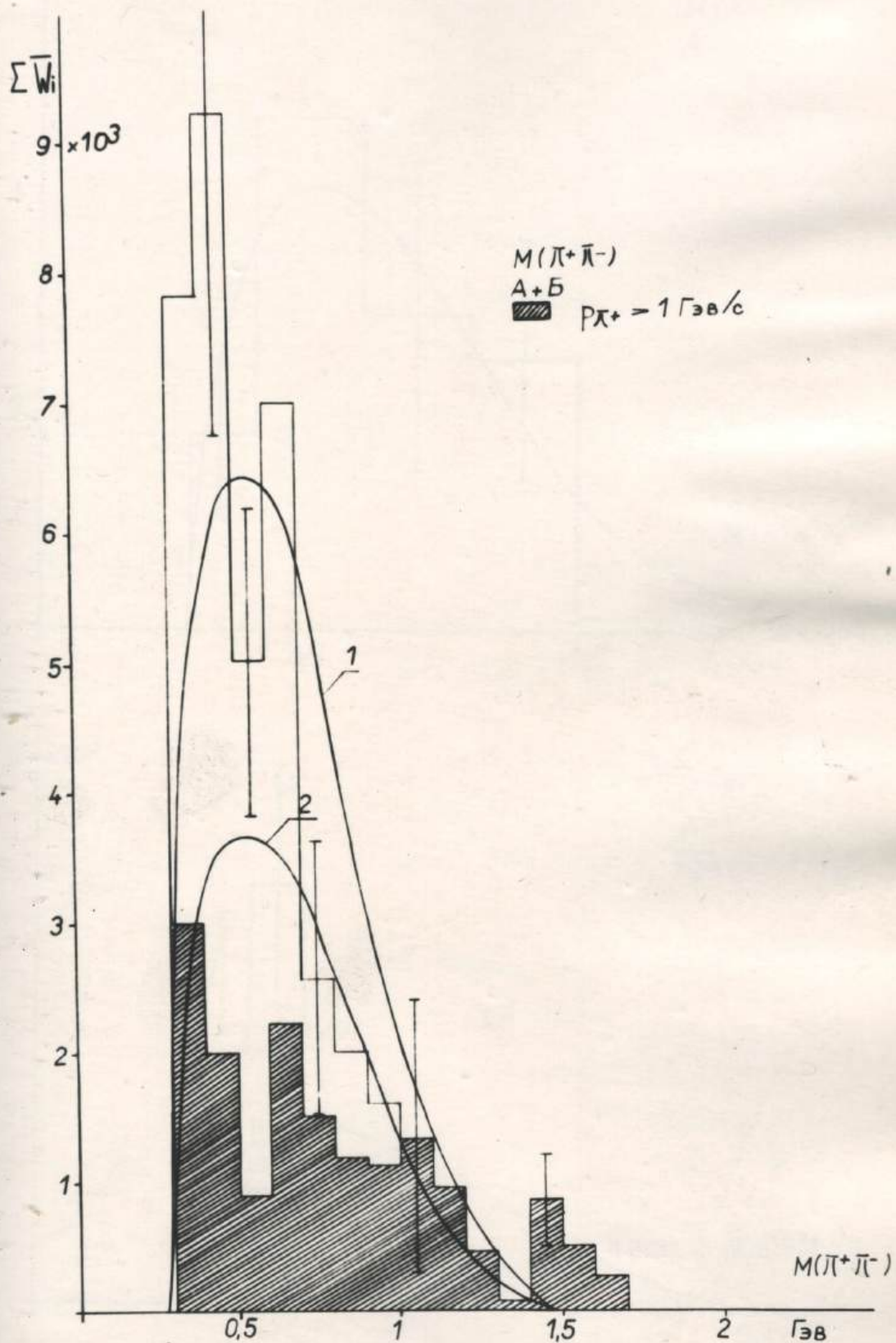


Рис. 22 Распределение $M(\pi^-\pi^+)$ для случаев A+B.

Фоновая кривая 1 нормирована на всю площадь, кривая 2 на интервал $M(\pi^-\pi^+) > 700 \text{ Мэв}$.

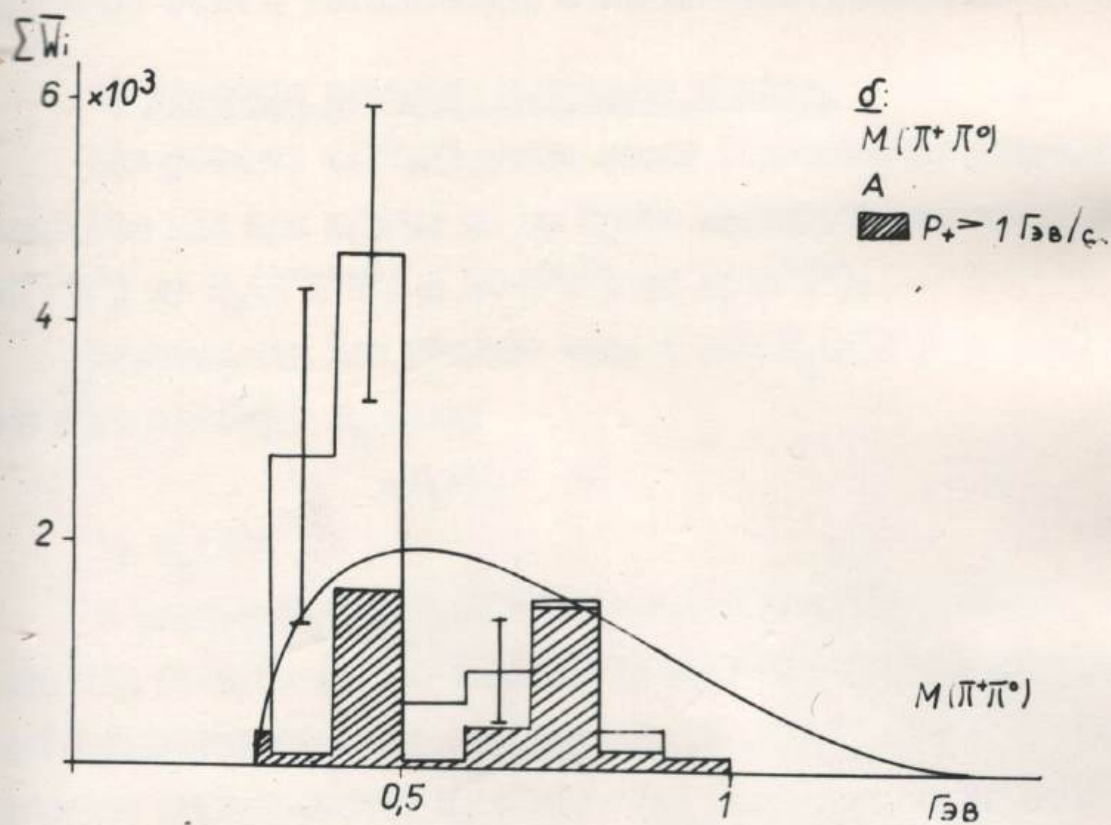
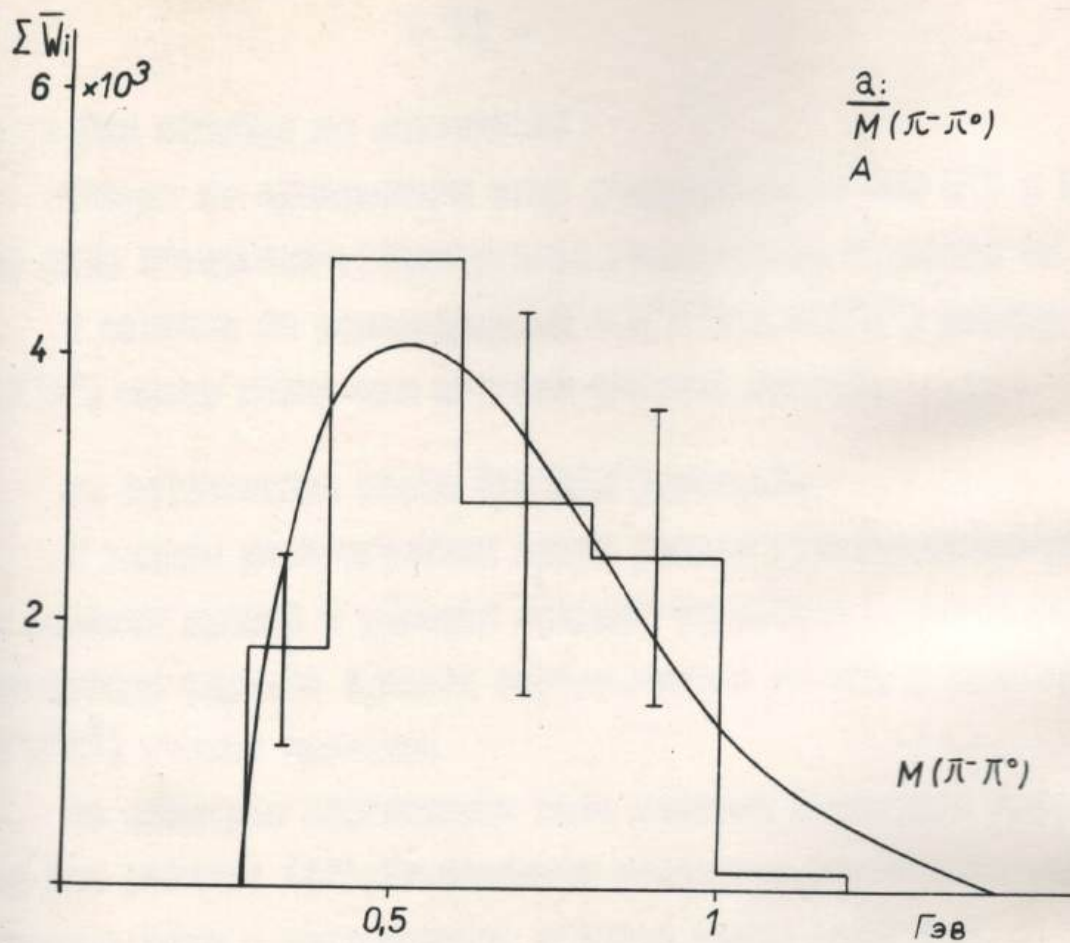


Рис.23 Распределение $M(\pi^-\pi^0)$ (а) и $M(\pi^+\pi^0)$ (б) для случаев А.

$p \approx 1$ Гэв влияния не оказывает.

Исходя из одинакового вида распределений $M(\pi^+\pi^-)$ и $M(\pi^+\pi^0)$ они были объединены. Объединенная гистограмма показана на рис. 24.

В отличие от распределений $M(\pi^+\pi^-)$ и $M(\pi^+\pi^0)$ спектр масс $M(\pi^-\pi^0)$ можно полностью описать фазовой кривой.

3. Эффективная масса $M(\pi^-\pi^+\pi^0)$, рис. 25.

В данном распределении видно резкое отличие гистограммы от фазовой кривой в области больших масс. Однако из-за малой статистики случаев Λ , более определенного вывода о системе $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ нельзя сделать.

Из спектров эффективных масс системы π -мезонов заключаем, что для реакции (III.2) бозонные резонансы, по-видимому, не рождаются, а если и рождаются, то с очень малым сечением: $\sigma < 0,3$ мб.

в) Изучение рождения нуклонных изобар.

Для реакции (III.2) очень важно исследование недостающих масс, так как при помощи их мы можем изучать эффективные массы $M(n\pi^0)$ по $M_X(\pi^+\pi^-\pi^0)$ и $M(n\pi^0\pi^0)$ по $M_X(\pi^-\pi^+)$.

Заметим, что для больших масс (для $M_X(\pi^-\pi^+) \approx 2$ Гэв) ошибка в определении M_X мала:

$$\Delta M_X / M_X \approx 5\%$$

1. $M_X(\pi^-\pi^+)$

В распределении $M_X(\pi^-\pi^+)$ (рис. 26) имеется указание на то, что код фазовой кривой (кривая I) отличается от экспериментального распределения. Примесь случаев из канала (III.16) может описать распределение $M_X(\pi^-\pi^+) < 1,5$ Гэв, но не может объяснить код распределения в области $M_X > 1,9$ Гэв (фоновая кривая для

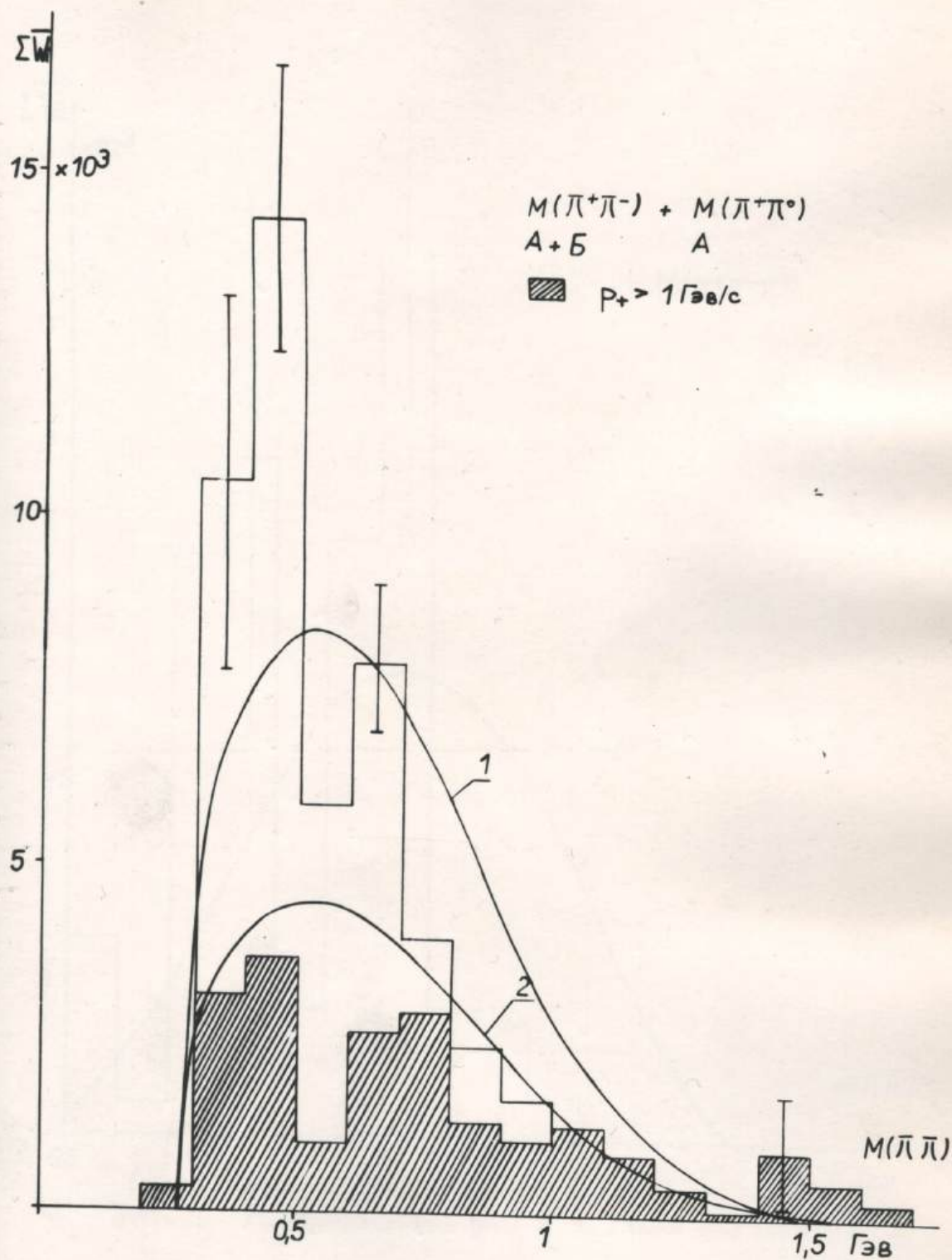


Рис.24 Распределение $M(\pi^+\pi^-)+M(\pi^+\pi^0)$.
 Фоновая кривая 1 нормирована на всю площадь,
 кривая 2 на интервал $M(\pi^+\pi^-) > 700 \text{ Мэв}$.

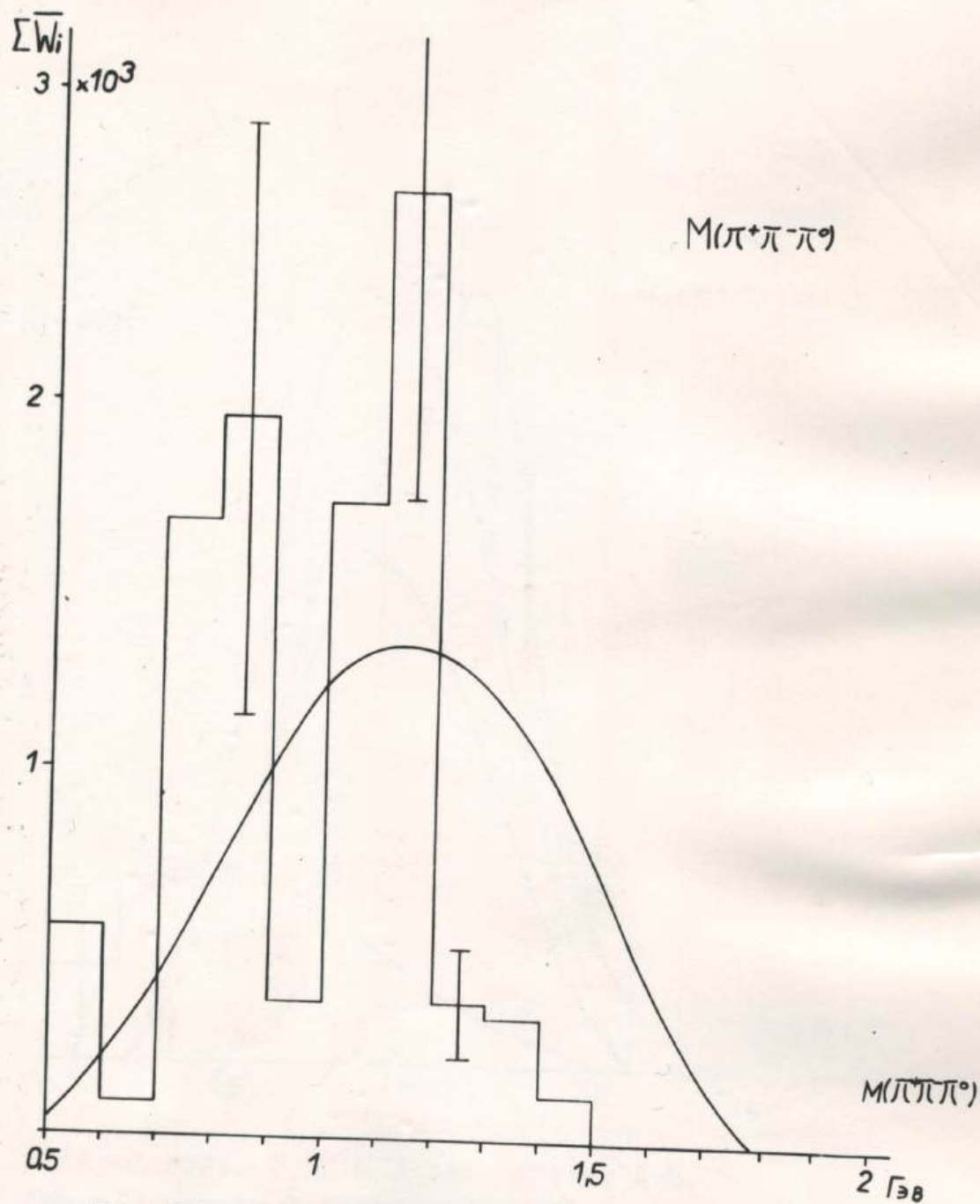


Рис.25 Распределение $M(\pi^-\pi^+\pi^0)$ для случаев А.

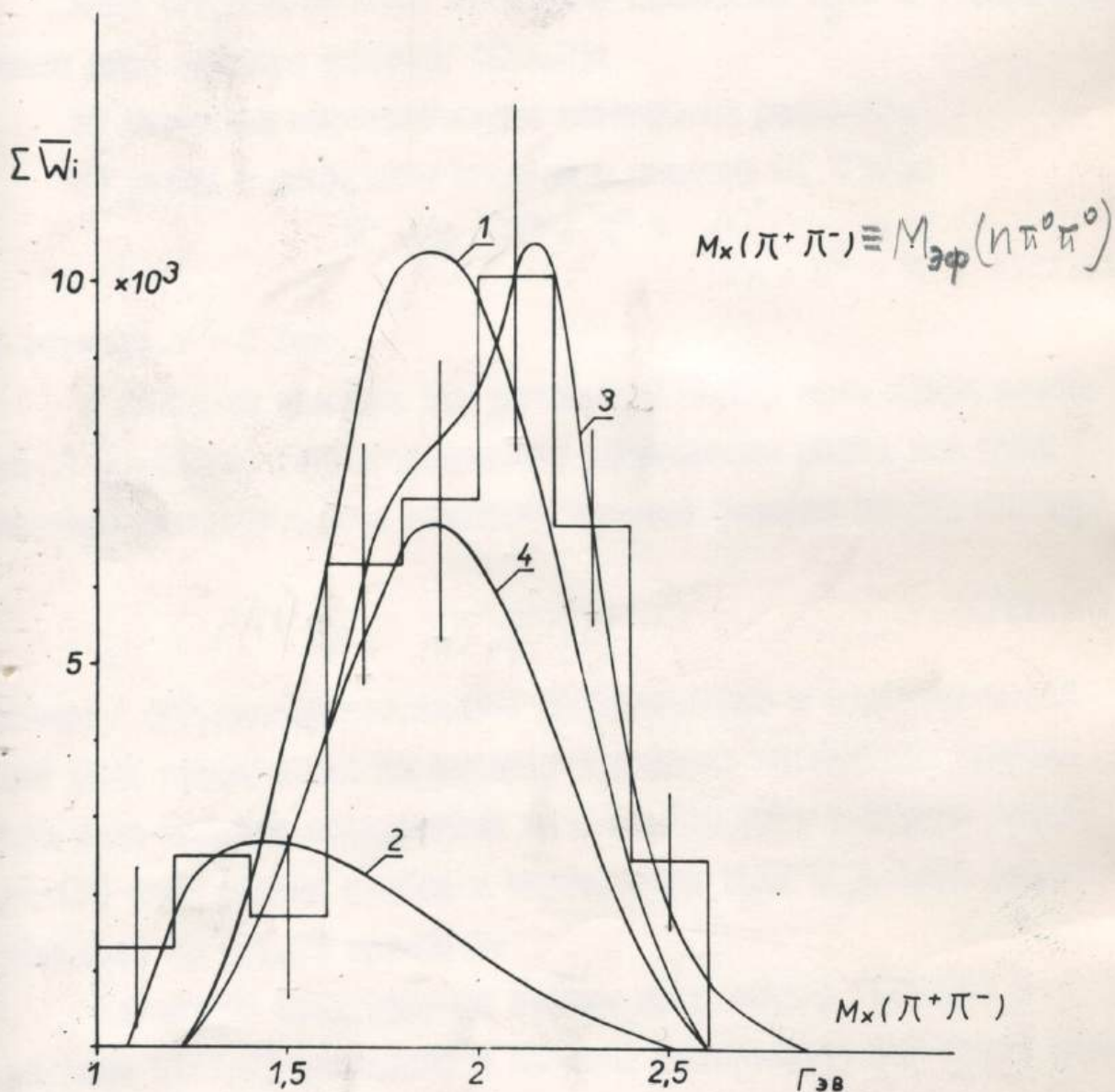


Рис.26 Распределение $M_X(\pi^+\pi^-)$ для случаев А+Б.

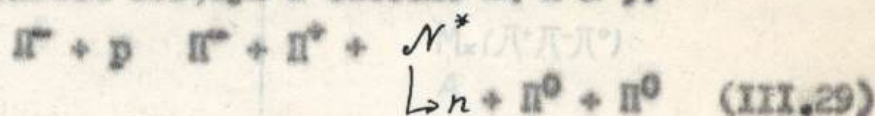
Фоновая кривая 1 нормирована на всю площадь, кривая 2 для реакции (III.16) нормирована на интервал 1,1 $M_X(\pi^+\pi^-)$ 1,5 Гэв, кривая 3 является смесью каналов а и б (с параметрами $M(N^*) = 2,19$ Гэв, $\Gamma(N^*) = 0,3$ Гэв), кривая 4 соответствует каналу а.

реакции (III.16) нормирована на интервал $1,1 \leq M_X(\pi^+\pi^-) \leq 1,5$ ГэВ - кривая 2). То же относится к случаям с $\vec{p}_+ > 1$ ГэВ/с.

Была сделана попытка объяснить поведение $M_X(\pi^+\pi^-)$ наличием смеси двух каналов реакции (III.2):

а) канал со статистическим механизмом рождения,

б) канал с рождением изобары в системе $M(\pi^0\pi^0)$:



в области $N^* > 2$ ГэВ.

В качестве примера для реакции (III.29) была взята изобара $N_{1/2}^*(2190)$ /68/. Считали, что эффективная масса для этой изобары распределяется согласно простой формуле Брейта-Вигнера

$$\rho(M) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(M - M_0)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} \quad (\text{III.30})$$

Затем $\rho(M)$, экспериментальное распределение и статистический фон были нормированы на единицу и методом наименьших квадратов было найдено соотношение каналов. При этом в ширине изобары (Γ) была учтена ошибка в определении $M_X(\pi^+\pi^-)$. Смесь каналов показана на рис. 25 кривой 3.

Интересно отметить, что оценка доли канала (III.29) в реакции (III.2) совпадает с оценкой "нестатистической" части распределения $M_X(\pi^+\pi^-)$. Таким образом, концентрация случаев в спектре эффективных масс в области $M_X(\pi^+\pi^-) < 700$ МэВ может являться кинематическим отражением рождения изобары.

2. Недостаточная масса $M_X(\pi^+\pi^-\pi^0)$ рис. 27.

Распределение данной недостаточной массы не позволяет ис-

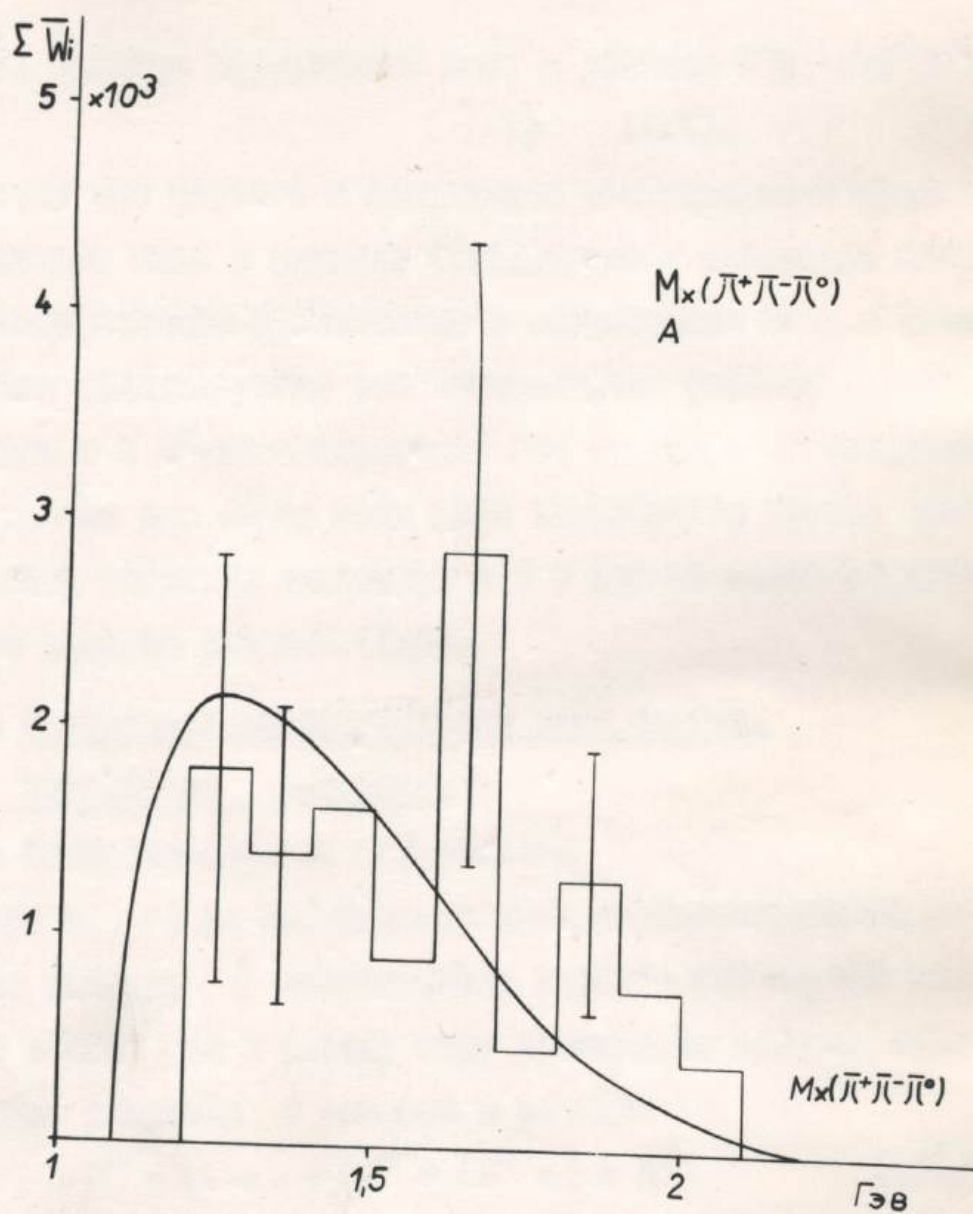


Рис.27 Распределение $M_X(\pi^+\pi^-\pi^0)$ (III.15) для случаев А.

следовать возможные резонансные состояния в системе ($n \pi^0$) из-за малой статистики случаев Λ .

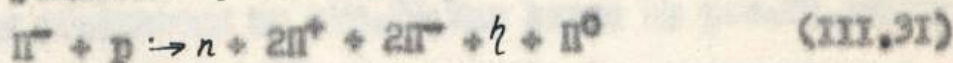
§ 8. Спектры эффективных масс в реакции $\pi^- p \rightarrow n 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$.
($m \geq 1$) (1.6).

Прежде чем перейти к обсуждению распределений эффективных и недостающих масс в реакции (1.6), сделаем следующее замечание. Для рассматриваемых эффективных и недостающих масс в реакции (1.6) были построены, где это возможно, три фазовых кривых: первая для канала с $I \pi^0$ -мезоном, вторая для канала с $2\pi^0$ -мезонами и третья кривая для смеси этих двух каналов. Эта третья кривая проводилась согласно оценкам в § 5 данной главы эффективным сечением каналов реакции (1.6).

а) Распределения эффективных масс систем,
включающих χ -кванты.

1. Распределение $M(\chi\chi)$, рис. 15.

В спектре $M(\chi\chi)$ не наблюдается пика, соответствующего радиационному распаду h -мезона. Если отнести все случаи интервала $(500 + 600)$ Мэв к такому типу распада, то получим завышенную оценку рождения h -мезона в реакции



Оно оказалось равным $\sigma(h \rightarrow 2\chi) \lesssim 0,01$ мбн.

Учитывая частичальную вероятность такого типа распада h -мезона /68/, получим верхнюю границу полного сечения образования h -мезона в реакции (III.31).

$$\sigma(\text{III.31}) \leq 0,015 \text{ мбн.}$$

2. Эффективная масса $M(\pi^+\gamma)$.

Экспериментальные распределения $M(\pi^+\gamma)$ и $M(\pi^-\gamma)$ имеют одинаковый вид и хорошо согласуются с фазовой кривой.

3. Эффективные массы $M(\pi^+\gamma\gamma)$, рис. 28а и $M(\pi^-\gamma\gamma)$, рис. 28б.

Эти распределения были построены только для группы Б / $M(\gamma\gamma)$ вне $M(\pi^0)$ / . Фоновые кривые подсчитаны для реакции (III.26). Распределение $M(\pi^+\gamma\gamma)$, в основном, согласуется с фазовой кривой. Распределение $M(\pi^-\gamma\gamma)$, как видно из рис. 28, не согласуется с фазовой кривой, здесь наблюдается концентрация случаев в области больших масс $M(\pi^-\gamma\gamma)$. Однако малая статистика случаев не позволяет решить вопрос о рождении резонансов в системе $(\pi^-\gamma\gamma)$.

4. Эффективная масса $M(\pi^+\pi^-\gamma)$.

Спектр масс системы $(\pi^+\pi^-\gamma)$, построенный только для случаев группы Б, хорошо согласуется с фазовой кривой для реакции (III.26). Спектр масс $M(\pi^+\pi^-\gamma)$ для случаев группы А лучше всего согласуется с фазовой кривой для смеси каналов с одним и двумя π^0 -мезонами.

5. Эффективные массы $M(\pi^+\pi^+\gamma)$ и $M(\pi^-\pi^-\gamma)$.

Так как спектры масс $M(\pi^+\pi^-\gamma)$ и $M(\pi^-\pi^-\gamma)$ имеют одинаковый характер, они объединены на рис. 29. Как видно из рис. 29, фазовая кривая для реакции (III.26) хорошо описывает распределение $/ M(\pi^+\pi^-\gamma) + M(\pi^-\pi^-\gamma) /$ и совпадает с экспериментальной кривой (экспериментальная фоновая кривая дает события группы А, заштрихованные на рис. 29).

Рис. 28. Распределения а) $M(\pi^+\gamma\gamma)$, б) $M(\pi^-\gamma\gamma)$ для случаев Б.

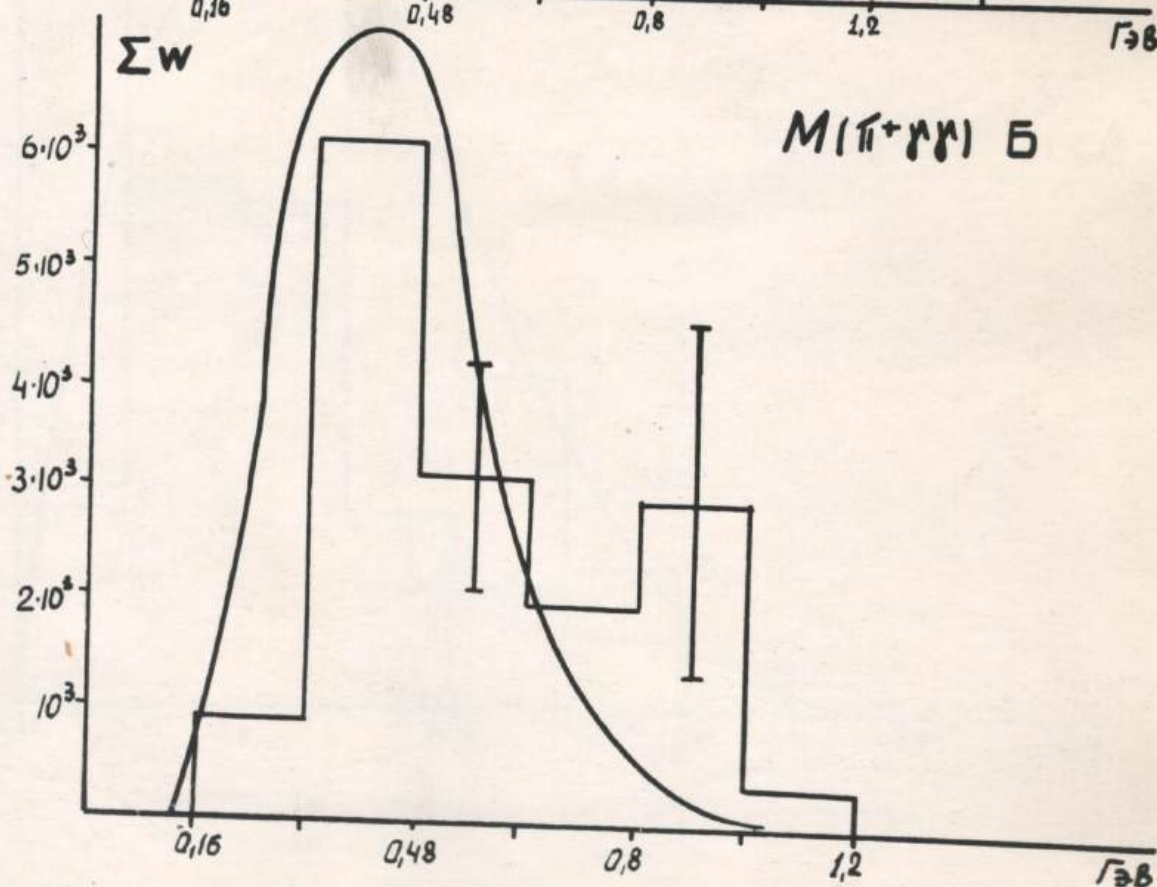
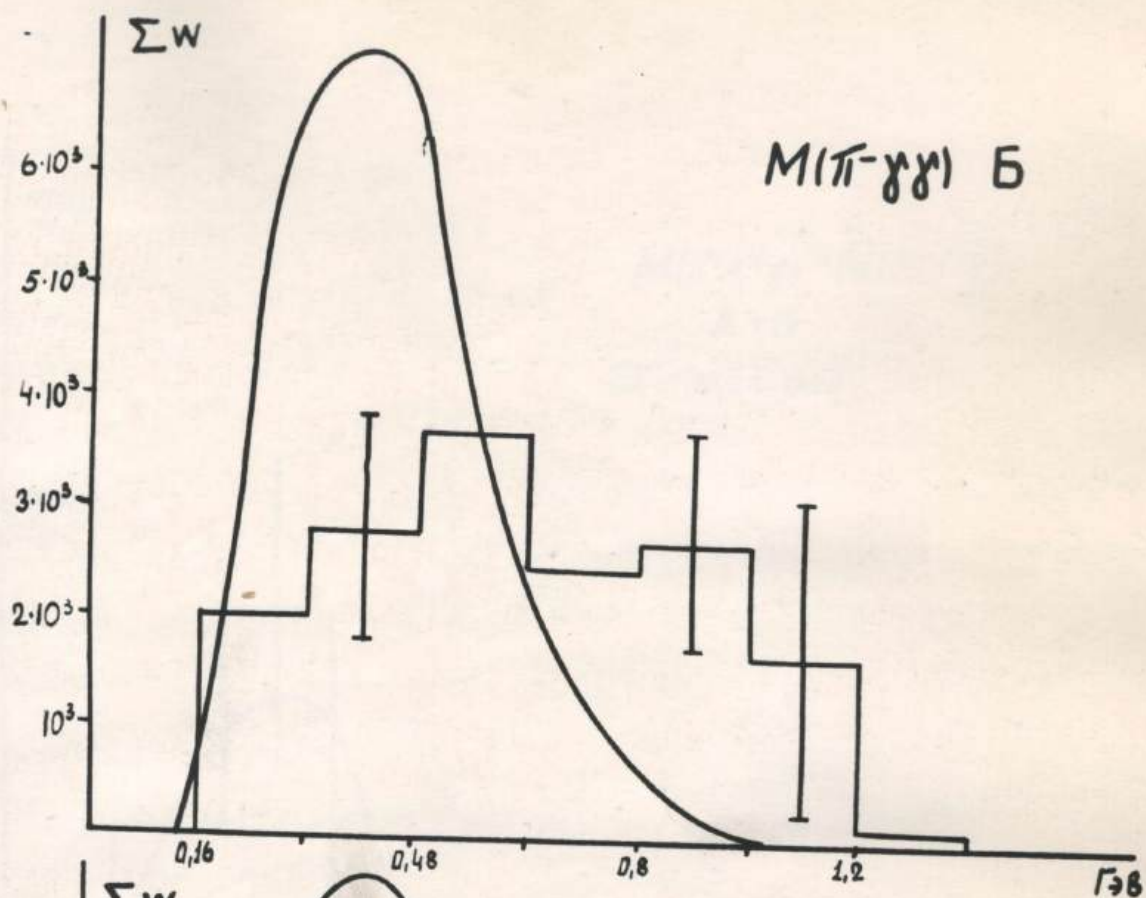


Рис. 28 Распределения а: $M(\pi^+ \gamma \gamma)$, б: $M(\pi^- \gamma \gamma)$ для случаев Б.

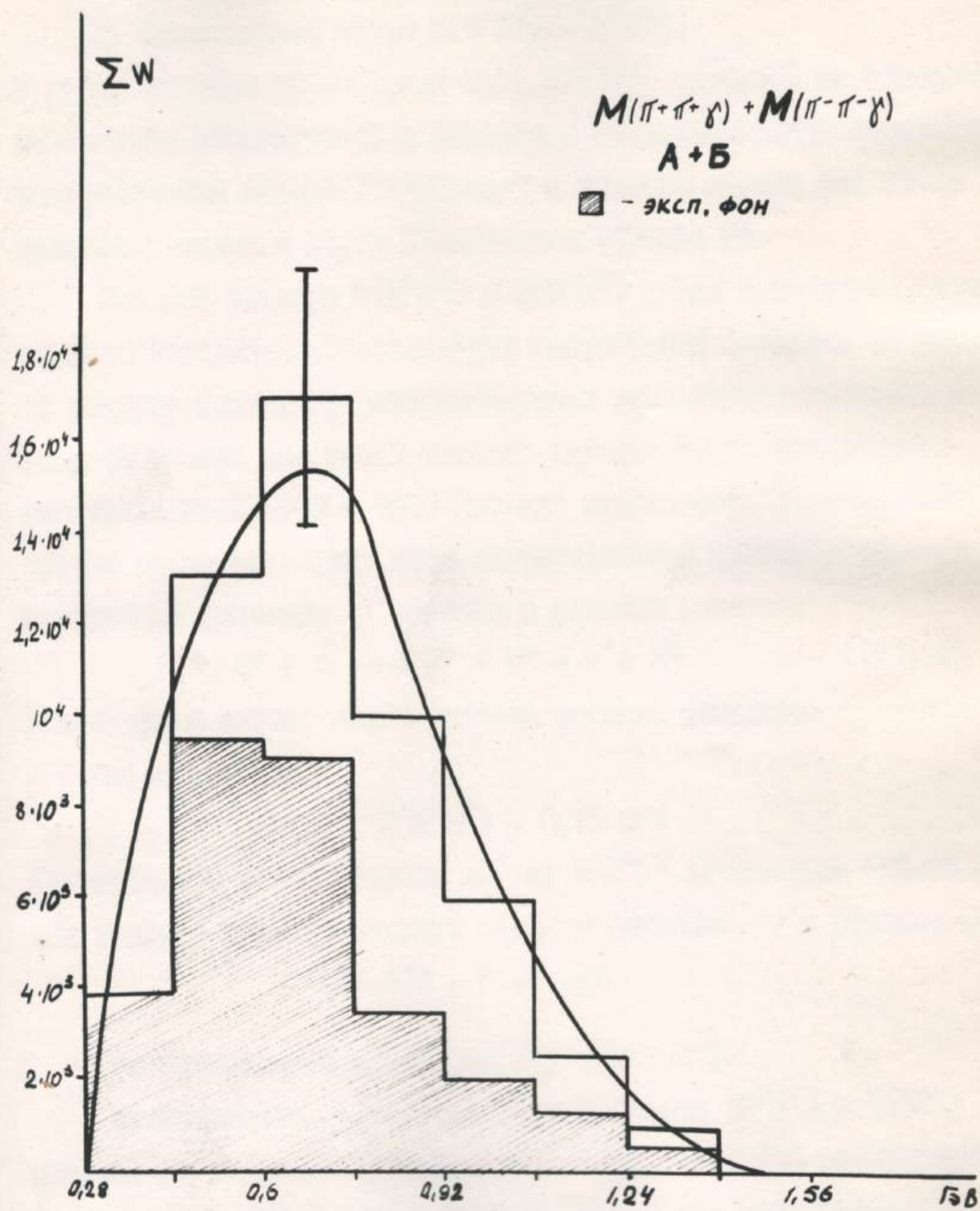


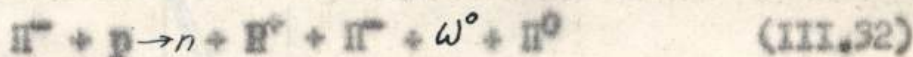
Рис. 29 Распределение $M(\pi^+\pi^+\gamma) + M(\pi^-\pi^-\gamma)$.

б) Распределения эффективных масс систем Π -мезонов.

1. Эффективные массы $M(\Pi^+\Pi^-)$, $M(\Pi^+\Pi^0)$.

В распределении эффективных масс $M(\Pi^+\Pi^-)$ (рис. 30) не обнаружено каких-либо особенностей в области ρ^0 -мезона. Экспериментальное распределение хорошо согласуется с фазовой кривой для смеси каналов с одним и двумя Π^0 -мезонами (кривая 3).

Так как спектры $M(\Pi^+\Pi^0)$ и $M(\Pi^-\Pi^0)$ имели одинаковый характер, они объединены. Объединенная гистограмма показана на рис. 31. Из рисунка видно, что распределение, в основном, согласуется с фазовой кривой для смеси каналов (кривая 3), за исключением интервала масс $(500 + 550)$ Мэв, где наблюдается пик. Эту концентрацию можно объяснить либо статистической флуктуацией, либо отроном рождением ω^0 -мезона в реакции



В последнем случае можно оценить сечение рождения ω^0 -мезона в реакции (III.32).

$$\sigma(\omega^0 \rightarrow \Pi^+\Pi^-\Pi^0) \leq 0,15 \text{ мбн}$$

Учитывая, что канал распада ω^0 на $\Pi^+\Pi^-\Pi^0$ составляет 85%, получим верхнюю границу полного сечения рождения ω^0 в реакции (III.32).

$$\sigma(\text{III.32}) \leq 0,18 \text{ мбн}$$

2. Эффективные массы $M(\Pi^+\Pi^+)$ и $M(\Pi^-\Pi^-)$.

Распределения эффективных масс систем $(\Pi^+\Pi^+)$ и $(\Pi^-\Pi^-)$ объединены на рис. 32. Видно, что экспериментальное распределение, в основном, согласуется с фазовой кривой для смеси каналов. (кривая 3).

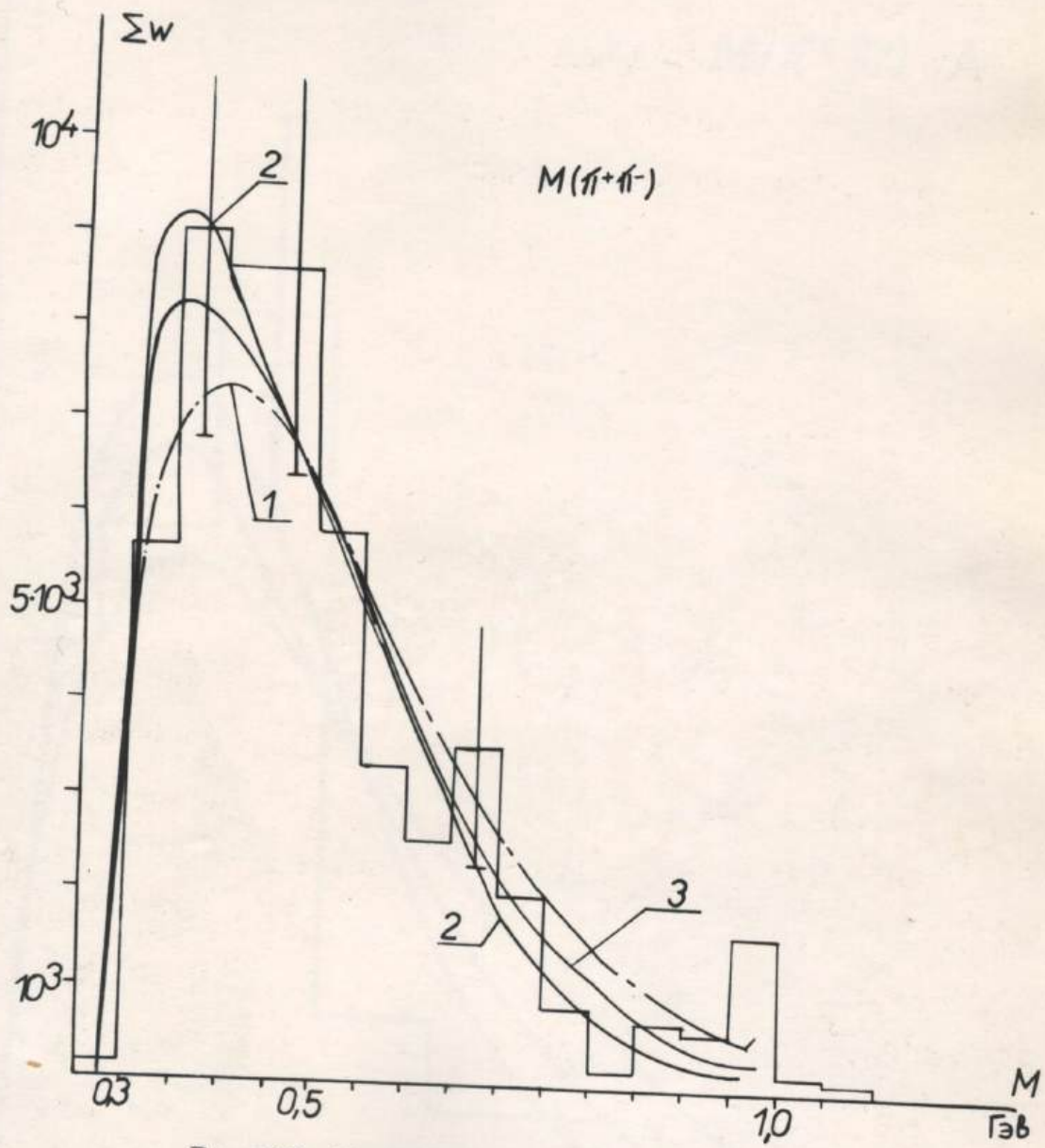


Рис. 30 Распределение $M(\pi^+\pi^-)$.

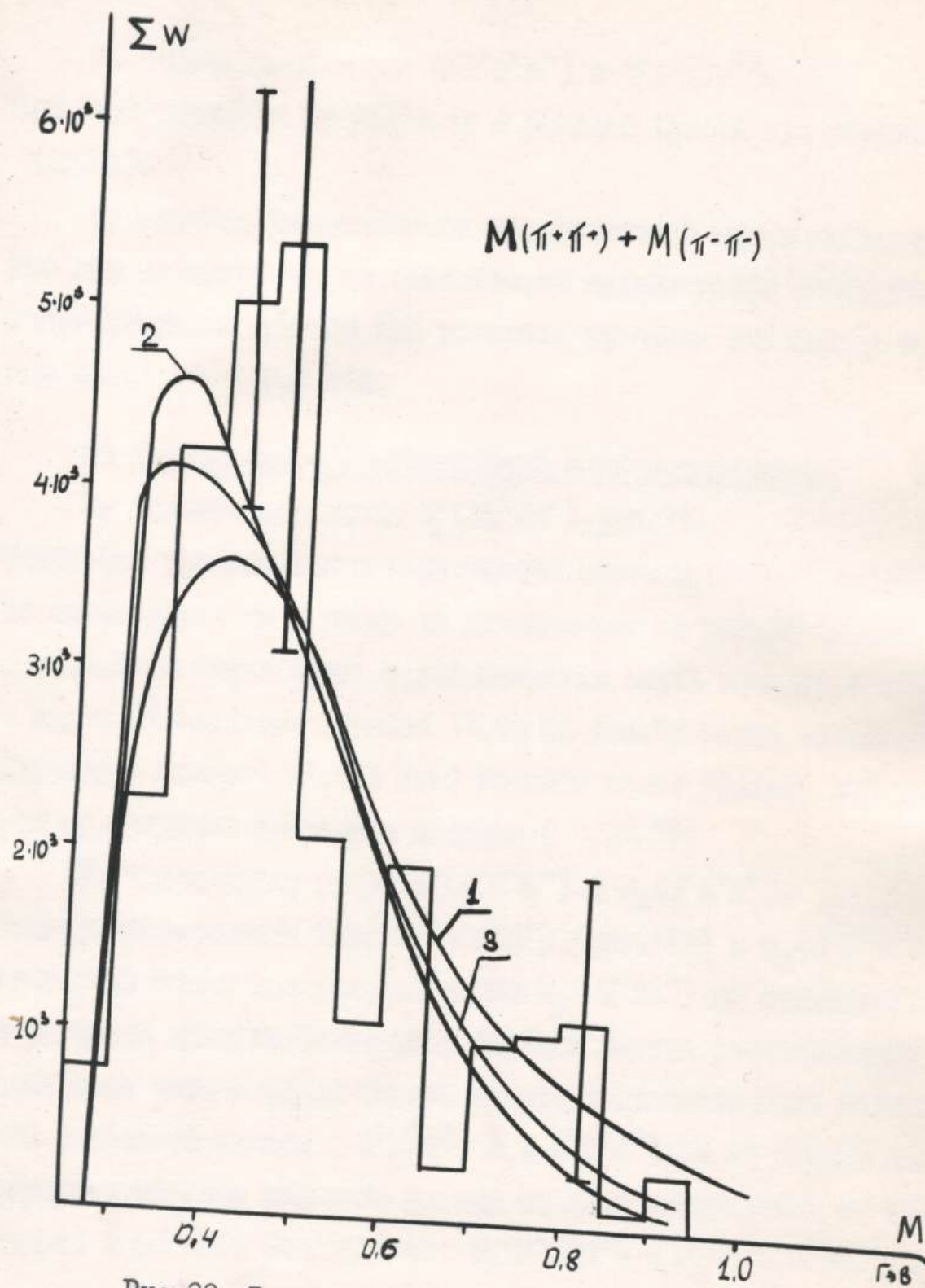


Рис.32 Распределение $M(\pi^+\pi^+) + M(\pi^-\pi^-)$.

3. Эффективные массы $M(\pi^+\pi^+\pi^-)$ и $M(\pi^+\pi^-\pi^-)$.

Эти распределения согласуются с фазовой кривой для реакции (III.32).

Из анализа вышеуказанных распределений можно заключить, что эти распределения, в основном, не противоречат статистической теории. Верхняя граница для рождения бозонных резонансов в реакции (I.6) $\sigma \leq 0,2$ мбн.

в) Последовательные распределения недостающих масс.

1. Недостающая масса $M_X(2\pi^+2\pi^-)$, рис.33.

Видно, что распределение недостающей массы $M_X(2\pi^+2\pi^-) = M(2\pi^0)$ не согласуется ни с одной из приведенных на рис.33 фазовых кривых. Если принять, что осуществляется смесь каналов с одним и двумя π^0 -мезонами (кривая 3), то на рис.33 видна концентрация случаев в области (I,6 + I,8) Гэв. Это можно принять как указание на рождение изобар в системе ($n \pi^0\pi^0$).

2. Недостающие массы $M_X(\pi^+\pi^-\pi^-)$ и $M_X(\pi^+\pi^+\pi^-)$.

Спектры недостающих масс $M_X(\pi^+\pi^-\pi^-)$ (рис.34а) и $M_X(\pi^+\pi^+\pi^-)$ (рис.34б) также как распределение $M_X(2\pi^+2\pi^-)$ не согласуются с фазовыми кривыми. Статистика случаев данных распределений не позволяет окончательно решить вопрос о существовании резонансных состояний систем ($n \pi^+\pi^0\pi^0$) и ($n \pi^-\pi^0\pi^0$), но во всяком случае обращает на себя внимание резкое отличие гистограммы от фазовой кривой в области больших масс $M_X(\pi^+\pi^+\pi^-)$ и $M_X(\pi^+\pi^-\pi^-)$.

Рис.33. Распределение $M_X(2\pi^+2\pi^-)$.

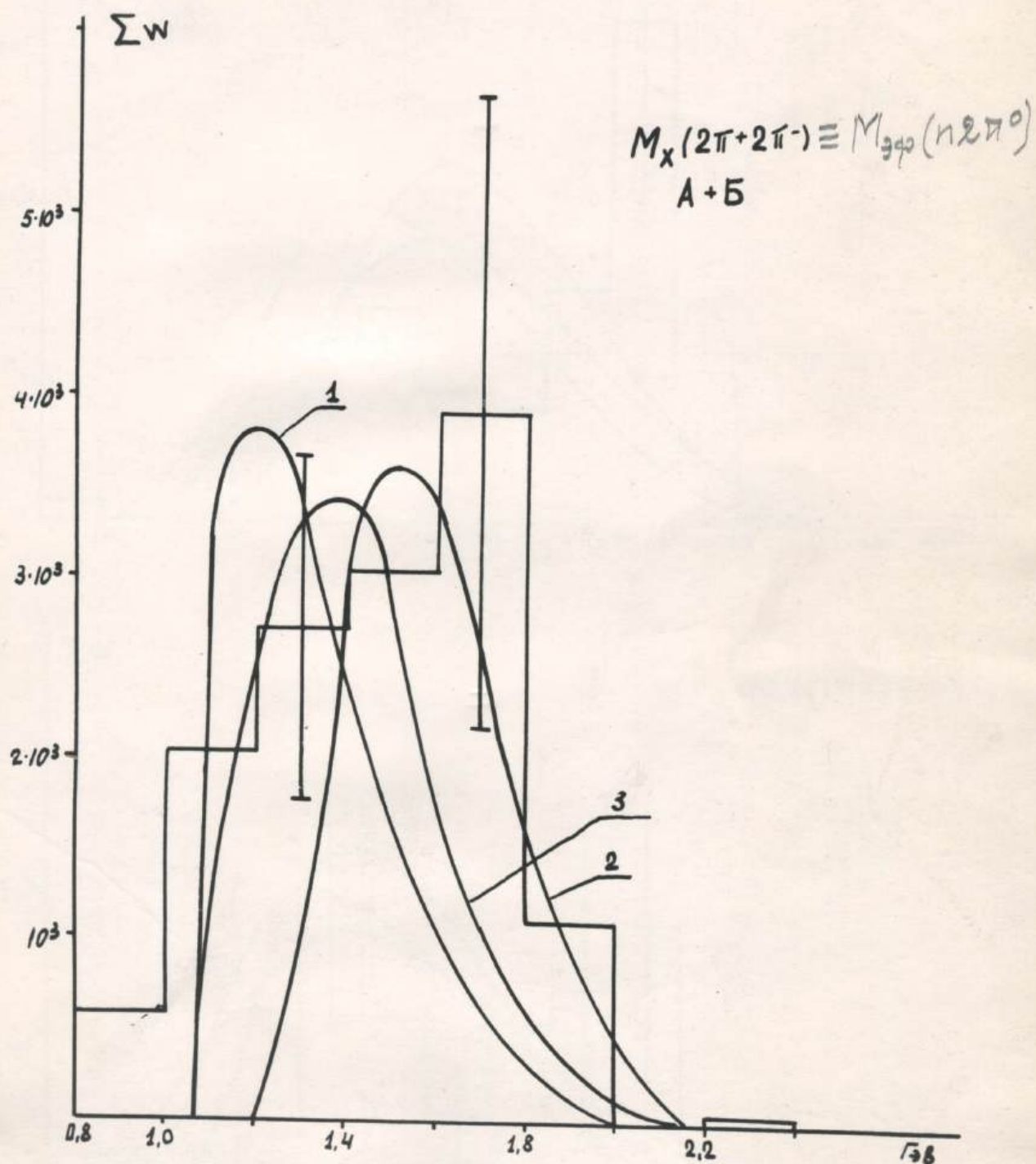


Рис. 33 Распределение $M_X(2\pi^+2\pi^-)$.

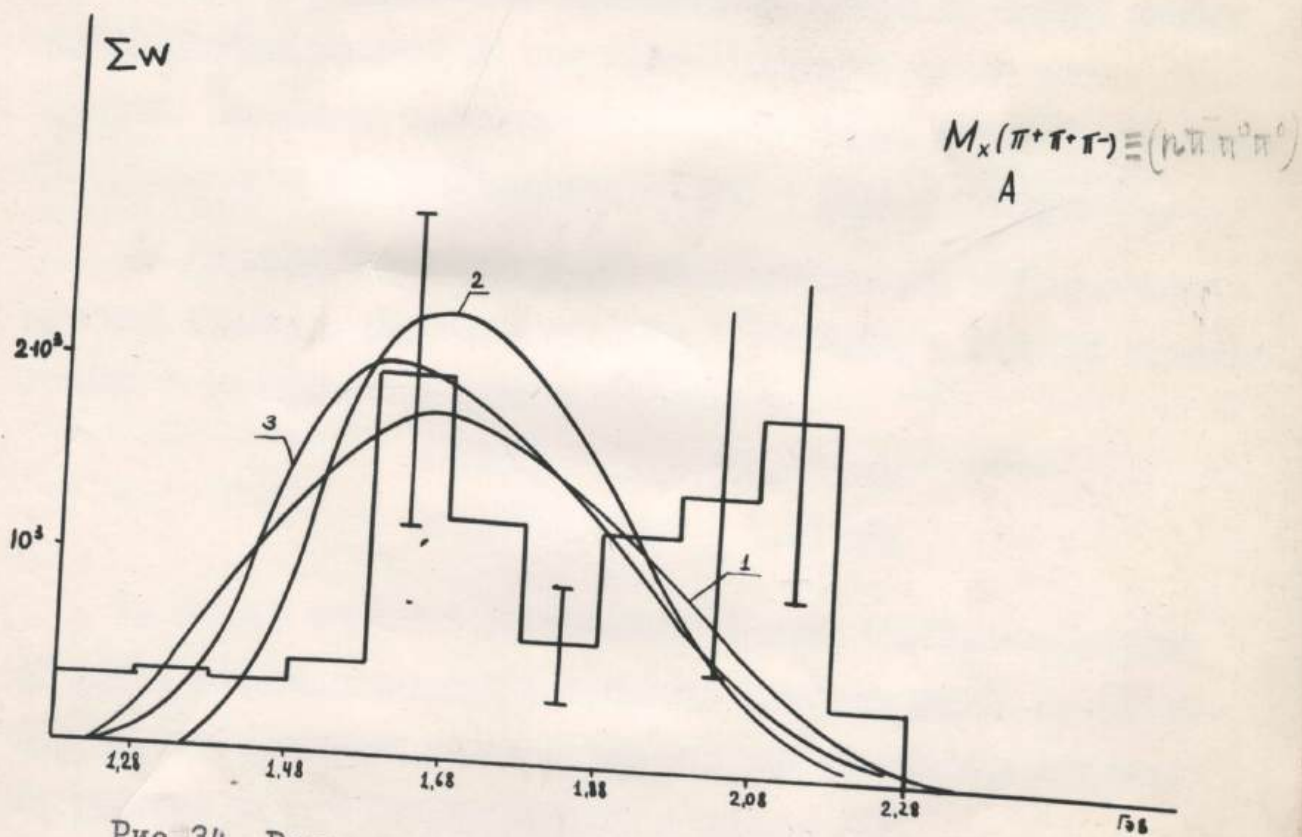
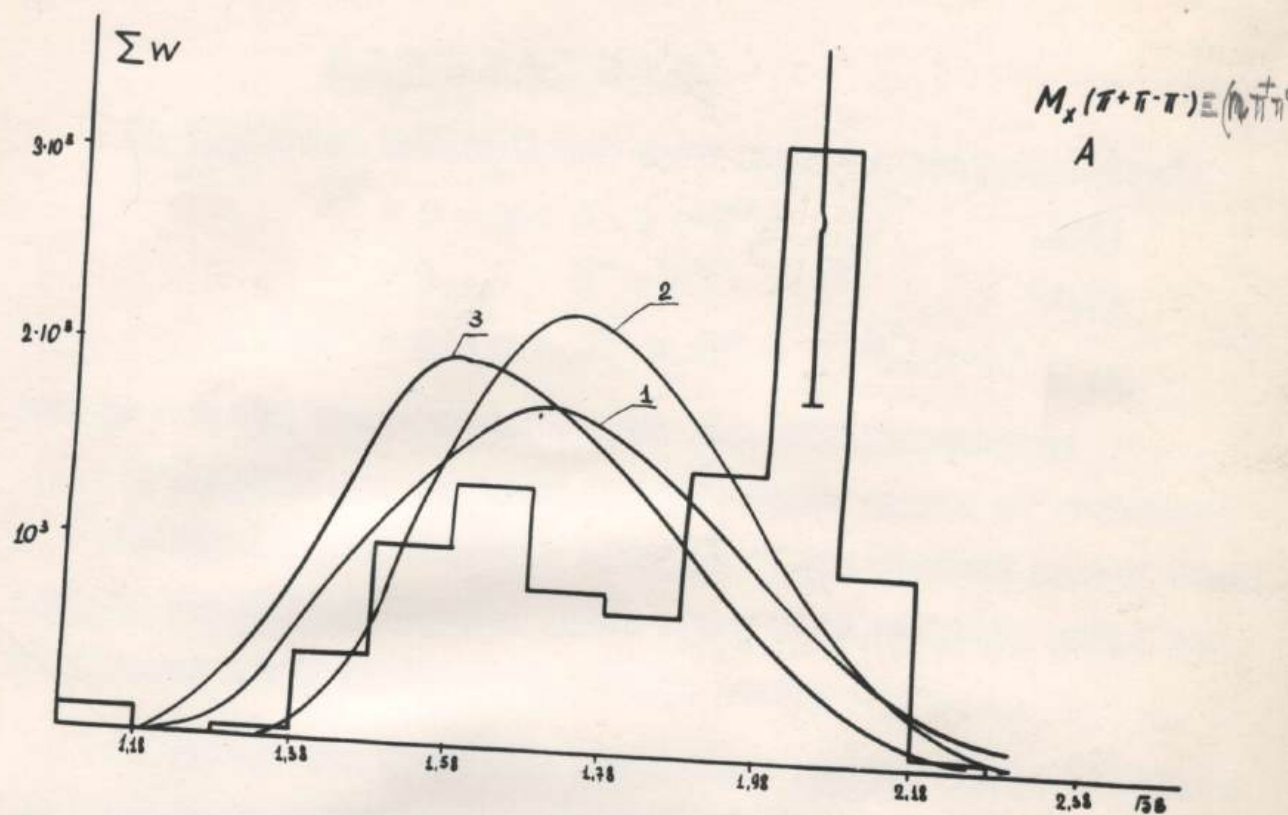


Рис.34 Распределения а: $M_X(\pi^+\pi^-\pi^-)$, б: $M_X(\pi^+\pi^+\pi^-)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенного нами изучения взаимодействий:

$$\pi^- + p \rightarrow p + \pi^- + m \pi^0, \quad (1.4)$$

$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^- + m \pi^0, \quad (1.2)$$

$$\pi^- + p \rightarrow n + 2\pi^+ + 2\pi^- + m \pi^0, (m \geq 1) \quad (1.6)$$

при $p_{\text{с}} = 4$ Гэв получены следующие основные результаты:

1. Разработана методика идентификации частиц по ионизации и δ -электронам для пленок с пропановой пузырьковой камеры ПК-4, которая использовалась для нашей работы. Эту методику можно использовать и для других пузырьковых камер.

2. Составлена программа вычисления средних весов событий с γ -квантами в пропановой пузырьковой камере на основе метода моделирования событий на электронно-вычислительной машине. Вычисления по данной программе позволили хорошо выделить π^0 -мезоны (разрешение массы π^0 -мезона 7%, фон $\leq 17\%$) в реакции (1.2).

3. Впервые в реакции (1.2) было определено эффективное сечение канала с образованием двух π^0 -мезонов и оценено сечение канала с образованием одного π^0 -мезона:

$$\sigma(2\pi^0) = (3,4 \pm 0,6) \text{ мбн}$$

$$\sigma(1\pi^0) = (3,0 \pm 1,2) \text{ мбн}$$

4. Полное эффективное сечение реакции (1.2), вычисленное по нашим данным, совпадает в пределах статистических ошибок с эффективным сечением на водороде для данной реакции при этой же энергии $p_{\text{с}} = 4$ Гэв, полученном в работе /1/.

5. Изучение π^0 -мезонов в реакции (I.6) оказалось хуже, чем в реакции (I.2). Несмотря на это, удалось оценить эффективное сечение канала реакции (I.6) с образованием двух π^0 -мезонов:

$$\sigma(I.6)_{2\pi^0} = (1,1 \pm 0,15) \text{ мб}$$

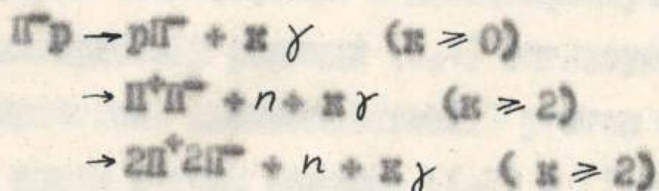
Исходя из определенного в работе [2] полного эффективного сечения реакции (I.6) $\sigma(I.6)_H = (1,47 \pm 0,07) \text{ мб}$ и оцененного нами $\sigma(I.6)_{2\pi^0}$ можно для канала реакции с образованием одного π^0 -мезона получить:

$$\sigma(I.6)_{1\pi^0} = (0,37 \pm 0,2) \text{ мб}$$

Совпадение фазовых кривых, вычисленных согласно оцененным $\sigma(I.6)_{2\pi^0}$ и $\sigma(I.6)_{1\pi^0}$, со спектрами эффективных масс систем вторичных частиц в реакции (I.6) свидетельствует в пользу правильности данных оценок эффективных сечений.

6. Изучение угловых и импульсных характеристик реакций (I.4), (I.2) и (I.6) показало удовлетворительное совпадение с данными, полученными с помощью водородных пузырьковых камер для данных множественностей вторичных пионов.

7. В результате изучения спектров эффективных масс систем вторичных частиц с участием γ -квантов в регистрируемых нами событиях



не было обнаружено каких-либо источников генерации γ -квантов кроме π^0 -мезонов.

8. Реакция (1.2) протекает, в основном, без образования мезонных резонансов, в отличие от процессов, где рождается небольшое число вторичных мезонов ($n \leq 3$). Сечение образования ω , η или ρ -мезонов в реакции (1.3)

$$\sigma(\omega, \eta, \rho) < 0,3 \text{ мбн}$$

Ряд характеристики этой реакции, например, распределение эффективных масс не противоречат статистической теории.

Однако из распределений недостающих масс видно, что кроме статистического механизма рождения мезонов возможно образование изобар с массой > 2 Гэв и типом распада $N^* \rightarrow n \pi^0 \pi^0$. Для конкретного случая изобар $N_{1/2}^*$ (2190) было найдено соотношение каналов:

- а) со статистическим механизмом - 64%;
- б) с рождением изобар - 36%.

9. В реакции (1.6) мезонные резонансы также, в основном, не рождаются. Эффективное сечение для рождения ω, ρ или η -мезонов ^мменьше 0,2 мбн. Все спектры эффективных масс для этой реакции согласуются со статистическим механизмом рождения мезонов. Однако в спектрах недостающих масс имеются указания на рождение изобар.

Таким образом, в соответствии с данными, полученными другими авторами, характеристики реакции (1.4) согласуются с выводами модели периферических взаимодействий. С ростом множественности пионов (в нашем случае реакции (1.2) и (1.6) основную роль играет статистический механизм рождения; мезонные резонан-

си, в основном не образуются, однако, возможно образование ну-
лонных изобар.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах
/ 91, 94, 118, 123 - 125 /.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность моим научным руководителям С.А. Азимову и В.Г. Гришину за постоянное внимание, большую помощь, всестороннюю поддержку и сотрудничество, без которых эта работа не была бы выполнена.

Выражаю свою глубокую благодарность З.Трке, Л.К. Копыловой, А.А. Едланеву, Х.А. Ризаеву за плодотворное сотрудничество, многочисленные полезные обсуждения и советы.

Приношу глубокую благодарность проф. М.И. Подгоренскому, М.И. Селезеву, А.А. Кузнецову за обсуждения и ценные замечания.

Мне также приятно поблагодарить Я.Бема, Э.Бечварову, К.Г. Гулямова, М.Иреша, А.Г. Кривенцову, В.Л. Рябцова, Я.Тркову, Б.С. Олдарева и всех сотрудников и лаборантов группы В.Г. Гришина за помощь в работе и за то дружественное отношение, которое я чувствовал в течение всей своей работы в этой группе.

$$N_p = \sum_i \epsilon_i D_{pa}(P_i, E_{\text{max}})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ I.

Программа идентификации частиц по δ -электронам.

Средоманяся доля протонов (R) среди всех положительных частиц по формуле (II.17):

$$R = \frac{N_{\pi} - N_{\text{же}}}{N_{\pi} - N_p}; \quad \Delta R = \frac{\sqrt{N_{\text{же}}}}{N_{\pi} - N_p}$$

где $N_{\text{же}}$ - число δ -электронов с $E^{\delta} \geq E_{\min}$, найденных на суммарной длине L всех следов положительных частиц;

$N_{\pi}(N_p)$ - теоретически вычисленное число δ -электронов с $E^{\delta} \geq E_{\min}$ на длине L в предположении, что все частицы являются Π -мезонами (протонами). Эта формула справедлива в предположении, что средняя длина следов Π -мезонов и протонов в данной области импульсов одинакова. Для каждого следа (с импульсами p и длиной L_i) вычисляются $D_p(p, E_{\min}^{\delta})$ и $D_{\pi}(p, E_{\min}^{\delta})$ по формулам (II.15) и (II.16), приведенным в тексте, и суммируются для всех следов. В результате получаем:

$$N_{\pi} = \sum_i L_i D_{\pi i}(p_i, E_{\min}^{\delta})$$

$$N_p = \sum_i L_i D_{p i}(p_i, E_{\min}^{\delta})$$

В ЭВМ-20 вводятся следующие данные:

- 1) Набор $E_{\min}^{\delta}$, для которых ищались δ -электроны (до 12 значений $E_{\min}^{\delta}$).
- 2) Набор $N_{\text{же}}$ с $E^{\delta} \geq E_{\min}^{\delta}$ из набора $E_{\min}^{\delta}$.
- 3) Характеристики следов (p_i и L_i) (вводится сразу для 30 следов).

Выдача результатов:

- | | |
|---|---------------------|
| 1) Суммарная длина следов | 5) Набор ΔR |
| 2) Набор $E_{\min}^{\delta}$ | 6) Набор N_{π} |
| 3) Набор $N_{\text{экс}}$ | 7) Набор N_p |
| 4) Набор R (для всех $N_{\text{экс}}$ и $E_{\min}^{\delta}$) | |

ПРИЛОЖЕНИЕ II.

§ I. Общая схема расчета программы вычисления средних весов.

Целью настоящей программы является вычисление среднего веса события с наличием $N\gamma$ -квантов. Небольшая модификация программы даст возможность усреднить вес событий со странными частицами и γ -квантами. Здесь вычисляемый вес является средним весом события, в котором родилось только $N\gamma$ -квантов. Если на самом деле рождается не N , а $M \geq N\gamma$ -квантов и в эксперименте отбираются случаи с $N\gamma$ -квантами, то полученный вес события нужно умножить на множитель, учитывающий зависимость N от M . Событием называется первичное взаимодействие с заданным числом заряженных треков (N_z) и γ -квантов (N), которые конверсировали в e^+e^- -пары.

Средний вес вычисляется путем моделирования. Моделируется возникновение события (каждое такое возникновение назовем попыткой) и затем оценивается регистрация события в камере по критериям эксперимента. Если регистрация возможна, то соответствующая попытка считается удачной.

Каждый трек и γ -квант характеризуется своим импульсом

Для пикетных следов точно такие же данные приведены в таблице I2.

Таблица I2

Длина следа см	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Мед	225	415	565	850	1170	1530	1940	2360	2920	3460	4050	4650

Таблицы I1 и I2 взяты из работы /122/.

Программа дает возможность отключить часть 2), т.е. моделировать случаи без γ -квантов.

Отношение всех n попыток к числу удачных n_i попыток по заданному критерию дает усредненный вес события: $\bar{w}_i = \frac{n}{n_i}$. Этот средний вес можно моделировать при наличии всех γ -квантов события или при любой неполной комбинации их всех γ -квантов. Программа составлена на языке "алгол" для электронно-вычислительной машины БЭСМ-3М с транслятором. Набор попыток прекращается, если относительная ошибка ρ в определении веса $\bar{w}_i$ достигает некоторого наперед заданного значения. Предусмотрен также останов по максимальному числу попыток n .

При выборе $\rho = 10\%$ и максимального числа розыгрышей 100 тысяч машина считает вес одного события с 2-квантами в среднем за 2 минуты. Время же, необходимое для розыгрыша 100 тысяч комбинаций для данной камеры равно 7 минутам.

§ 2. Входные данные программы.

Для работы программы нужны:

1) Набор констант, 2) набор параметров расчета, 3) данные о взаимодействии.

1) Набор констант.

- 1.1) Матрицы гистограммы распределения событий по X, Y, Z в камере.
- 1.2) Эффективная область камеры с указанием границ для звезд.
- 1.3) Границы эффективной области для γ -квантов.
- 1.4) Таблица значений $\mu(E_\gamma)$ (см. рис. 12).
- 1.5) Измеримости вторичных треков (см. § 1, Прилож. II).
- 1.6) Измеримости (e^+e^-) - пар.
- 1.7) Минимальное расстояние (e^+e^-) - пары от звезды.
- 1.8) Значение относительной ошибки.
- 1.9) Максимальное число попыток.
- 1.10) Матрица интервалов для расчета P .

2) Набор параметров расчета.

- 2.1) Способ ввода исходных данных (перфокарты или магнитная лента).
- 2.2) Управление режимом 1 и 2 (см. § 1).
- 2.3) Управление отбором попыток "а" и "б" (также см. § 1).
- 2.4) Наличие частиц, измеренных по пробегу.
- 2.5) Печать числа шагов для P .
- 2.6) Управление комбинациями из γ -квантов.
- 2.7) Запись исходных данных на магнитную ленту.

3) Данные о взаимодействии.

Исходными данными о взаимодействии являются перфокарты выдачи геометрической программы для зарисованных вторичных следов и перфокарты выдачи программы идентификации γ -квантов (7-1) или магнитная лента, содержащая эту же информацию.

$$\varphi = 2\pi\alpha$$

§ 3. Ход вычислений.

1) Нахождение точки первичного взаимодействия.

Пусть распределение точек взаимодействия (x_0, y_0, z_0) задано функциями распределения:

$$\text{для } x_0: f_x,$$

$$y_0: f_y,$$

$$z_0: f_z$$

Для каждого из этих координат по осям функций распределения находим такую пару чисел a'_i и a''_i ($i=1,2,3,\dots$) соответствует значению "а" из совокупности равномерно распределенных интервалов из матрицы гистограмм распределения событий по X, Y, Z кванти), чтобы выполнялось неравенство:

$$a''_i \leq \frac{1}{(f_x)_{\max}} f_{\max} [A_x + (B_x - A_x) a'_i] \quad (\text{Пр.1})$$

Здесь A_x - начало, а B_x - конец интервала распределения функции

f_x ; $(f_x)_{\max}$ - максимальное значение функции f_x .

Подобные неравенства составляются для f_y и f_z . Если условие (Пр.1) выполнено, то получим соответствующую координату точки взаимодействия. Значение $x_0 = A_x + (B_x - A_x) a'_i$ и подобные для y_0 и z_0 . Если для выработанной пары (a'_i, a''_i) условие (Пр.1) не выполняется, то следует выбирать новую пару и делать это до тех пор, пока не выполнится неравенство (Пр.1).

2) Нахождение новых направляющих косинусов (e', m', n')

для γ -квантов.

Поворот события в целом производится путем нахождения угла

$$\varphi = 2\pi \alpha_4 \quad (\text{Пр.2})$$

Затем находится новый азимутальный угол для каждого γ -кванта, который вошел в расчет.

$$\varphi_j' = \varphi_j + \varphi \quad (j = 1, 2, \dots, n) \quad (\text{Пр.3})$$

где $\varphi_j = \arcsin \frac{-n_j}{\sqrt{\ell_j^2 + m_j^2}} = \arcsin \frac{-\ell_j}{\sqrt{\ell_j^2 + m_j^2}}$

Новые (ℓ', m', n') получим:

$$\left. \begin{aligned} - \ell_j' &= \sqrt{1 - m_j'^2} \cos \varphi_j' \\ m_j' &= m_j \\ - n_j' &= \sqrt{1 - m_j'^2} \sin \varphi_j' \end{aligned} \right\} \quad (\text{Пр.4})$$

3) Нахождение длины конверсии L_j^σ .

Пусть задана функция распределения длин L_j :

$$L_j = f(e) = A e^{-Ae}; \quad A = \frac{\mu(E_\gamma)}{t_0} \quad (\text{Пр.5})$$

где t_0 - радиационная длина; $\mu(E_\gamma)$ - полная вероятность конверсии.

Для каждого из n γ -квантов решаем уравнения

$$\int_0^{L_{js}} f(e) de = a_s^j \int_0^\infty f(e) de, \quad (j = 1, 2, \dots, n) \quad (\text{Пр.6})$$

L_j^r получим из равенства:

$$L_j^r = \frac{t_0}{\mu(E_{\gamma j})} \ln(1 - a_s^j) \quad (\text{Пр.7})$$

4. Нахождение координат вершины отдельных (e^+e^-) - пар.

При помощи L_j^r из (Пр.7) и (ℓ', m', n') из (Пр.4) находим координаты вершины (e^+e^-) - пар:

$$\left. \begin{aligned} x_j^r &= x_0 + L_j^r l'_r \\ y_j^r &= y_0 + L_j^r m'_r \\ z_j^r &= z_0 + L_j^r n'_r \end{aligned} \right\} \quad (\text{Пр.8})$$

где (x_0, y_0, z_0) - координаты звезды.

5) Отбор удачных попыток по γ -квантам.

Если совместно для всех j ($j=1, 2, 3, \dots, n$) выполняются следующие условия:

$$\left. \begin{aligned} x'_1 &< x_j^r < x'_2 \\ y'_1 &< y_j^r < y'_2 \\ z'_1 &< z_j^r < z'_2 \end{aligned} \right\} \quad (\text{Пр.9})$$

Если $L_j^r \geq L_0$, то попытка считается удачной по γ .

Здесь (x'_1, x'_2) , (y'_1, y'_2) , (z'_1, z'_2) - границы эффективной области для γ -квантов, L_0 - минимальное расстояние пары от звезды.

6) Отбор удачных попыток по измеримости следов звезды.

Для дальнейшей обработки событий часто требуется, чтобы ошибка в определении импульса каждого вторичного трека звезды была меньше некоторой константы ρ (например, $\rho = 30\%$). Кроме этого, иногда из условий эксперимента требуется, чтобы один из положительных следов был измерен и идентифицирован по пробегу. Ниже следующий отбор отвечает этим требованиям.

Для каждого k -го вторичного следа ($k=1, 2, \dots$) получим при помощи a_4 новые направляющие косинусы (l'_k, m'_k, n'_k) по формуле (Пр.4). Затем для данного следа находим табличную длину $k(\rho)$ в зависимости от его импульса, где $k(\rho)$ есть проекция на плоскость (X, Y) длины следа, которая обеспечит ошибку в импульсе

$$\Delta p / p \leq \rho.$$

Аппроксимируя след прямой, получим для k -го следа

$$L(p)_k = \frac{\kappa(p)_k}{\sqrt{1-n_k'^2}} \quad (\text{Пр.10})$$

Отсюда координаты конца следа:

$$\begin{aligned} X_k &= X_0 + \frac{\kappa(p)_k}{\sqrt{1-n_k'^2}} l'_k \\ Y_k &= Y_0 + \frac{\kappa(p)_k}{\sqrt{1-n_k'^2}} m'_k \\ Z_k &= Z_0 + \frac{\kappa(p)_k}{\sqrt{1-n_k'^2}} n'_k \end{aligned} \quad (\text{Пр.11})$$

Если совместно для всех " k " выполняются условия:

$$\left. \begin{aligned} X_1 &\leq X_k \leq X_2 \\ Y_1 &\leq Y_k \leq Y_2 \\ Z_1 &\leq Z_k \leq Z_2, \quad (k=1, 2, \dots, n) \end{aligned} \right\} \quad (\text{Пр.12})$$

то попытка считается удачной по измеримости звезды. Здесь (X_1, X_2) , (Y_1, Y_2) , (Z_1, Z_2) - границы эффективной части объема камеры.

Если задано для некоторых следов условие, что они должны быть измерены по пробегу, то для них находится табличный пробег, (в зависимости от массы и импульса частицы) и координаты конца следа:

$$\left. \begin{aligned} X_k &= X_0 + D_k l'_k \\ Y_k &= Y_0 + D_k m'_k \\ Z_k &= Z_0 + D_k n'_k \end{aligned} \right\} \quad (\text{Пр.13})$$

которые войдут в формулу (Пр.12).

7) Отбор удачных попыток по измеримости (e^+e^-) - пар.

Требование заданной точности $\frac{\Delta p}{p}$ может возникнуть и в связи с γ -квантами. Для всех e^+ и e^- из n -пар производится процедура, описанная в предыдущем пункте. Для каждого j -го

γ -кванта находится пара со случайно распределенными энергиями между e^+ и e^- .

$$p_j^+ = a_j^+ p_j$$

(Пр.14)

$$p_j^- = p_j - p_j^+$$

где (p^+, p^-, p) есть импульсы j -го e^+ , e^- и γ -кванта.

Допустим, что e^+ (или e^-) летит точно в направлении γ -кванта и что его траекторию можно аппроксимировать прямой. Потом из j -ой пары e^+e^- возьмем тот член, у которого больше импульс (p_j') и находим для него по таблице длину L_j^e (p которого обеспечивает заданную точность определения $\frac{\Delta p}{p} \leq p$). Следовательно, координаты отобранного следа:

$$\left. \begin{aligned} x_j &= x_0 + L_j^e l'_x \\ y_j &= y_0 + L_j^e m'_y \\ z_j &= z_0 + L_j^e n'_z \end{aligned} \right\}$$

(Пр.15)

где (l', m', n') - направляющие косинусы j -го следа.

Если совместно для всех j выполняется условие:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &\leq x_j \leq x_2 \\ y_1 &\leq y_j \leq y_2 \\ z_1 &\leq z_j \leq z_2 \end{aligned} \right\}$$

(Пр.16)

то попытка считается удачной по измеримости события.

Примечание: Программа позволяет вставить другой расчет координат следа / формула (Пр.15)/, учитывающего более точную аппроксимацию траектории (e^+e^-).

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Bondar, K. Bondar, M. Deutchmann, et al; *Nuovo Cim.* 31, 729 (1964)
2. L. Bondar, K. Bondar, H. Burmeister, et al; *Nuovo Cim* 31, 485, (1964)
3. G. Bellini, M. di Corato, F. Dumio, E. Fiorini; *Nuovo Cim* 40, A948 (1965)
4. G. Bellini, E. Fiorini, P. Negri et al; *Phys. Lett* 10, 126 (1964)
5. Я.Я.Шаленов, В.А. Шебанов. *ЖЭТФ*, 39, 1232 (1960)
6. В.В.Барини и др. *ЖЭТФ*, 45, 1879 (1963)
7. Z.S. Strugalski and T. Siemiarczuk; *Phys. Lett* 11, 170 (1964)
8. В.Б.Любинов, Му Цзюнь, В.Н.Стрельцов. Препринт ОИЯИ, Р-1624, Дубна, 1964
9. В.Б.Любинов, Му Цзюнь, С.И.Портнова, В.Н.Стрельцов. Препринт ОИЯИ, Р-1629, Дубна, 1964
10. G. Bellini, E. Fiorini, A. Orkin-Lecourtois; *Phys. Lett* 4, 164 (1963)
11. В.В.Барини и др. *ЖЭТФ*, 46, 142 (1964)
12. Р.А.Арипов, В.Г.Гришин, Л.В.Сильверстов, В.Н.Стрельцов. *ЖЭТФ*, 43, 394 (1962)
13. В.Г.Гришин и др. Препринт ОИЯИ, Р-2361, Дубна (1965)
14. В.Б.Любинов, В.Н.Стрельцов. *Я.Ф.Б*, 94 (1967)
15. В.С.Барашенков. Сечения взаимодействия элементарных частиц. Изд-во "Наука", Москва (1966).
16. A.R. Erwin, et al; *Phys. Rev.* 109, 1364 (1958)
17. V. Alles-Bocelli, et al; *Nuovo Cim.* 14, 211 (1959)
18. W.D. Walker, et al; *Phys. Rev.* 104, 526 (1956)
19. J. Derado, N. Schmitz; *Phys. Rev.* 118, 309 (1960)
20. M. Blan, et al; *Nuovo Cim.* 14, 704 (1959)
21. W.D. Shephard, W.D. Walker; *Phys. Rev.* 126, 278 (1962)
22. W.D. Walker, J. Cruggand; *Phys. Rev.* 98, 1416 (1955)
23. J. Cruggand, W.D. Walker, M. Koshiba; *Phys. Rev* 94, 736 (1954)

21. W.D. Walker, W.D. Shephard. *Phys Rev*, 126, 278 (1962)
22. W.D. Walker, J. Crussand, *Phys. Rev*, 98, 1416 (1955)
23. J. Crussand, W.D. Walker, M. Koshiba. *Phys. Rev*, 94, 736 (1954)
24. W.D. Walker, J. Crussand, M. Koshiba, *Phys. Rev*, 95, 852, (1954)
25. Г.Н. Мерзон, Л.Н. Потенко. *ЭТФ*, 45, 618 (1963)
26. W.D. Walker, *Phys. Rev*, 106, 872 (1958)
27. В.А. Бояков и др. *ЭТФ*, 39, 337 (1960)
28. C. Grote et al. *Nucl. Phys*, 24, 676 (1962)
29. P. Fleury et al. *Proc. 1962 Conf High Energy Phys*, CERN, P-577
30. T. Ferbel, H. Taft, *Nuovo Cim*, 23, 1214 (1963)
31. S. J. Coldsack et al., *Nuovo Cim*, 23, 941 (1962)
32. R.C. Whitten, M.M. Block, *Phys. Rev*, 11, 1676 (1958)
33. G. Bellini et al. *Nuovo Cim*, 27, 816 (1963)
34. Collaboration. *Nuovo Cim* 31, 485, 729 (1964)
35. G. Grote et al. *Proc 1962, Conf High Energy Physics*, CERN, P-64
36. N.N. Bismas, J. Derado et al, *Phys. Rev* 134, B-901 (1964)
37. В.Б. Любимов. Диссертация, Дубна, 1965
38. В.С. Барашенков. Препринт ОЯИ, P-2784, Дубна, 1966
39. D. J. Blokhintzer. *Proc. CERN Symposium*, 1956, vol 2, 155
40. V. S. Barashenkov, D. J. Blokhintzer, M.G. Greshin.

Nuovo Cim, 12, 602 (1959)

41. Е.Л. Фейнберг. Препринт ОЯИ, P-1792, Дубна, 1964
42. Z. Koba, S. Takagi. *Fortsch. d. Phys*, 7, 1 (1959)
43. M. Kretzschman, *Ann. Rev. of Nucl. Science*, 11, 1 (1961)
44. V. S. Barashenkov, *Fortschr. d. Phys*, 9, 29 (1961)
- ✓ 45. Е.Л. Фейнберг, А.С. Чернаковский, *УФН*, 82, 1 (1964)
46. E. Fermi, *Prog. Theor. Phys*, 2, 570 (1950)
Phys Rev 61, 693 (1951)

47. J. Yamamoto, *Nuovo Cim*, 46, 518 (1966)

48. В.И. Максименко. Диссертация, Дубна, 1962

49. Г.М. Зинковьев. Диссертация, Дубна, 1967

50. Д.И. Блохинцев, В.С. Бараненков, Б.М. Барбанов.

Препринт ОИЯИ, Р-317, Дубна, 1959

51. В.Б. Берестетский и др. *Изтв.*, 39, 1078 (1960)

52. S. Fubini, *Nuovo Cim*, 3, 1425 (1956)

53. G. Takeda, *Phys. Rev*, 95, 1078 (1954)

54. Z. Koba et al. *Prog. Theor. Phys*, 19, 269 (1958)

55. S. D. Drell; *Phys. Rev. Letters*, 5, 278 (1960)

56. F. Salzman, G. Salzman, *Phys. Rev. Lett.* 5, 377 (1960)

57. E. Ferrari, F. Selleri. *Phys. Rev. Letters* 7, 387 (1961)

58. F. Bonsignori, F. Selleri, *Nuovo Cim*, 15, 145 (1960)

Nuovo Cim 21, 1023 (1961)

59. И.И. Гренин, Л.С. Черманский. *Изтв.*, 38, 229 (1960)

60. G. F. Chew, *Phys. Rev*, 113, 1640 (1959)

61. S.B. Freiman, C.N. Yang, *Phys. Rev. Lett.*, 8, 140 (1962)

62. И.И. Грамотинский, М.И. Подгоренский, О.А. Хрусталев.

Препринт ОИЯИ, Р-699, 1961

63. S. J. Lindenbaum, R. M. Sternheimer, *Phys. Rev*, 610, 1723 (1958)

105, 1674 (1957); 106, 1107 (1957); 123, 333, (1961)

64. S. Bergia, F. Bonsignori, A. Hanchellini, *Nuovo Cim*, 16, 1073 (1960)

65. В.И. Нехтер. Избранные труды третьей заочной школы по теории ядра и физике высоких энергий, ФТИ, Ленинград, 1968г.

66. В.И. Нехтер. Резонансные состояния элементарных частиц.

Изд-во И.Н.И. АН СССР, Москва, 1965

67. A.H. Rosenfeld et al. *Rev. Mod. Phys.*, 39, 1 (1967)

69. В.Г. Гринин. Изд. ОИЯИ, Р-1622, 1964. Резонансные взаимодействия элементарных частиц. Бозонные резонансы.

68. A. H. Rosenfeld et al. Preprint UCRL 8030
70. А.А. Кузнецов. Изд. ОИЯИ, Р-1-3389, Дубна, 1967
71. J. B. Batou et al. Nuovo Cim, 35, 713 (1965)
72. С. А. Бунятов. Изд. ОИЯИ, Р-1494. Пионные резонансы.
(обзор экспериментальных данных)
73. Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964, стр. 449
74. Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964, стр. 422
75. J. C. Doyle, F. S. Crawford, Phys. Rev, 165, 1483 (1968)
76. И.С. Айнутдинов и др. ЭЖТЭ, 47, 100 (1964)
77. И.С. Айнутдинов и др. ЭЖТЭ, 1, 1071 (1965)
78. J. E. Allard et al., Nuovo Cim, 50, A106 (1967)
79. В.Г. Гришин, Г.И. Кисинев, Препринт ОИЯИ, Р-1750, Дубна, 1964
80. В.Г. Гришин. Препринт ОИЯИ, Р-1951, Дубна, 1965
81. V. G. Grushin, G. I. Korylov, Nuovo Cim, 37, 962 (1965)
82. Ван Ган-чан, М.И. Соловьев, Э.Н. Якобин, ПТЭ, 1, 41 (1959)
83. Ким Хи Ин, А.А. Кузнецов, В.В. Миллер. Препринт ОИЯИ, 2022, Дубна, 1965
84. В.Г. Гришин, Э.Н. Кистенев, Му Цзинь. ЯЭ, 2, 686 (1965)
85. В.С. Пантуев. Препринт ОИЯИ, 2100, Дубна, 1965
86. В.А. Каразин, И.В. Чувило и др. ПТЭ, 5, 54 (1963)
87. В.Ф. Визневский и др. Препринт ОИЯИ, Р-1486, Дубна, 1963
88. З.М. Иванченко и др. Препринт ОИЯИ, Р-2005, Дубна, 1965
89. В.Г. Гришин, Э.Н. Кистенев, Л.И. Динилова, В.И. Мороз, Му Цзинь.
Препринт ОИЯИ, Р-2277, Дубна, 1963
90. В.Г. Гришин, Э.Н. Кистенев, Му Цзинь. Препринт ОИЯИ, Р-2162,
Дубна, 1962
91. Я.Бэн, В.Г. Гришин, А.Г. Кривенцова, И.М. Мулинов, З.Триа.
Препринт ОИЯИ, Р-2642, Дубна, 1966

- Loss and Range of Electrons and Positrons*
92. Р.М. Винабар-заде и др. Препринт ОИЯИ, 1957, Дубна, 1965
93. А.Д. Махаренкова, В.И. Мороз, Э. Гуин. Препринт ОИЯИ, 2917, Дубна, 1965
94. В.Г. Гринин, М. Иран, В.Г. Кравенцова, М.И. Муминов, Э. Трка.

Препринт ОИЯИ, I-3574, Дубна, 1967

95. В.Е. Комолов, Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ, Р-2027, Дубна, 1965
96. В. Иванов, Л. Янутова. Препринт ОИЯИ, РI-3595, Дубна, 1967
97. Г.А. Бланин, В.С. Вростников, М.Ф. Ломанов, ЭТО, 31, 762 (1956)
98. М.Ф. Ломанов, Б.В. Чириков. ИТЭ, 5, 21 (1957)
99. И. Врана. Препринт ОИЯИ, 796, Дубна, 1961

100. В.А. Александров и др. Пузырьковые камеры, Москва, 1963

101. C. Dilworth et al. *Nuovo Cim*, 32, 1432 (1964)

102. Б.Н. Баннат, Ким Хи Ин, А.А. Кузнецов, Н.И. Мельникова, Б. Чакраб.

Препринт ОИЯИ, 2617, Дубна, 1966

А.П.

✓ 103. Н. Когенко, Г.И. Морзон, В.А. Чечин. Препринт ФИАН, АН СССР, Москва, 1966

104. H. A. Bethe, *Ann. der Phys*, 5, 325 (1930)

105. H. A. Bethe, *Zs. f. Phys*, 76, 293 (1932)

106. F. Block, *Zs. f. Phys*, 81, 363 (1933)

107. G. C. Wick. *Ricerca Scient*, 12, 858 (1941)

108. G. C. Wick, *Nuovo Cim* 1, 302 (1943)

109. O. Halpern, H. Hall, *Phys Rev*, 75, 796 (1949)

110. Б. Росс. Частицы больших энергий. ГИИЛ, М., 1965, стр. 39

111. R. M. Sternheimer, *Phys Rev*, 88, 851 (1952)

Phys Rev, 91, 256 (1953)

Phys Rev 103, 511 (1956)

112. L. O. Roelling, D. A. Claser, *Phys Rev*, 116, 1001 (1959)

113. М.А. Зельдович. Дипломная работа, МГУ, 1961

- 114 Energy Loss and Range of Electrons and Positrons
NBS Circular 577, Washington, 1956
115. Studies in Penetration of Charged Particles
in Matter. Nucl. Science Series, Report n 39, Washington
1964
116. М. И. Соловьев. Диссертация, ОИЯИ, Дубна, 1964
117. В. Г. Гришин, В. И. Мороз. Препринт ОИЯИ, РИ-3462, Дубна, 1967
118. Я. Вом, В. Г. Гришин, Э. П. Кистенев, Д. К. Кошкова, А. Г. Крищенко,
М. И. Мулюков, Му Цзинь, В. Д. Рыбцов, З. Трка.
Препринт ОИЯИ, Р-2885, Дубна, 1967, Я. Ф., 5, 1054 (1967)
119. Н. Г. Битгер, и др. Препринт ОИЯИ, Р-789, Дубна, 1961
120. Г. И. Кошлов, Диссертация, ОИЯИ, Дубна, 1960
121. В. Ф. Вильнеский и др. Препринт ОИЯИ, Р-1489, Дубна, 1964
122. Д. К. Кошкова, М. Сидорев. Препринт ОИЯИ, 2604, Дубна, 1966
123. С. А. Азиев, М. И. Мулюков, Е. П. Прозорова, Х. А. Ризаев, А. А. Хадиев,
ДАН УзССР, № 7, 20 (1967)
124. В. Г. Гришин, К. Г. Гулямов, Д. К. Кошкова, М. И. Мулюков, З. Трка,
Б. С. Хадиев. Препринт ОИЯИ, РИ-3677, Дубна, 1968
125. С. А. Азиев, В. Г. Гришин, К. Г. Гулямов, М. И. Мулюков, З. Трка,
Б. С. Хадиев. ДАН УзССР, 10, 1968 (в печати).