

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория высоких энергий

В.И. Векслер, Н.М. Вирясов, И. Врана, Ким Хи Ин,
Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, Игуен Дин Ты, М.И. Соловьев,
Т. Хофмоэль, Чен Лин-янь.

Б2-11-33

О Т Ч Е Т

О ИЗУЧЕНИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ Λ -ГИПЕРОНОВ
ПРИ РОЖДЕНИИ В π^- -P - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
С ЭНЕРГИЕЙ (7-8) БЭВ.

г. Дубна, 1961 г.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
I. Введение	I-4
II. Условия эксперимента	5-15
Расположение аппаратуры	
Пучок	
Синхронизация с ускорителем	
Камера	
Фотографирование	
Замечания	
III. Отбор случаев	16-25
Просмотр пленки	
Эффективность просмотра при постоянной вероятности обнаружения событий	
Эффективность просмотра при разных вероятностях обнаружения событий	
IV. Измерения:	26-38
Проверка искажений оптической системы	
Многократное рассеяние	
Шум отсчета	
Ошибки в измерении координат пространственных углов и угла некомпланарности	
Проверка точности измерений на разном экспериментальном материале: Π^{\pm} - упругое рассеяние; распад остановившихся K^{\pm} мезонов; α - значения Λ - гиперонов и K^0 -мезонов.	
Неоднородность и неопределенность магнитного поля.	
Зависимость импульс- пробег.	

У. Расчеты и идентификация

27-58

Первая программа (пространственная
реконструкции следов)

Вторая программа (кинематические расчеты)

Третья программа (программа идентификации)

Замечания по всем программам

Идентификация по δ - электронам

Статистическое разделение неидентифициро-
ванных V^0 - событий (Λ или K^0).

Распределение V^0 - частиц по χ^2

УІ. Поправки

59-64

Эффективная область и эффективность
регистрации V^0 - частиц

Распределение V^0 - частиц по азимуталь-
ным углам и поправка

Поправка на потерю Λ - гиперонов с
коротким пробегом Π^- - мезона

Другие поправки.

УІІ. Некоторые характеристики рождения Λ - гиперо-
нов и K^0 - мезонов

65-70

Импульсные, угловые распределения

Время жизни Λ и K^0 ,

Сечения рождения Λ и K^0 .

УИ. Угловые распределения протонов от распада

Λ - гиперонов

71-86

Распределения вперед-назад; вверх-вниз и влево-вправо для всех Λ - гиперонов

Расчет коэффициентов асимметрии. $\alpha_{\bar{P}}$

Зависимость $\alpha_{\bar{P}}$ (вперед-назад) от

P_{Λ} (в лаб. сист.)

Зависимость $\alpha_{\bar{P}}$ (вперед-назад) от

P_{Λ}^* (в с.ц.м.)

Зависимость $\alpha_{\bar{P}}$ (вперед-назад) от множественности заряженных частиц n_s

Зависимость $\alpha_{\bar{P}}$ (вперед-назад) от углов рождения Λ - гиперонов в с.ц.м.

Влияние несимметричных условий регистрации

Λ - гиперонов на $\alpha_{\bar{P}}$.

IX. Распределение Λ - гиперонов относительно плоскостей рождения других частиц:

87-90

Относительно плоскостей рождения

K^0 - мезонов в парных событиях

Относительно плоскостей рождения

Π^- - мезонов в 2-х лучевых звездах

Литература

91-93

I. ВВЕДЕНИЕ.

Закон сохранения пространственной четности долгое время считался выполняющимся во всех видах взаимодействий. После открытия несохранения четности в слабых взаимодействиях [1, 2, 3] появилось много работ, как теоретических [4, 5], так и экспериментальных [6-28], где исследовались и обсуждались наиболее вероятные процессы, которые могли бы привести к заметному нарушению этого закона в сильных взаимодействиях. По мнению [4, 5] нарушение сохранения четности в сильных взаимодействиях лучше всего обнаружить в реакциях с рождением странных частиц, например:

$$(1) \quad \pi^- + p \rightarrow \Lambda + K + m \pi$$

$$(2) \quad K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi + m \bar{\pi}$$

где $m=0, 1, 2 \dots$

Если в сильных взаимодействиях закон сохранения четности не выполняется, то это приведет к асимметрии в угловом распределении протонов (или Π^- мезонов) от распада Λ -гиперонов (вперед-назад) в системе, где Λ - покоится, относительно направления импульса Λ -гиперонов. Однако это рассмотрение очень трудно, т.к. асимметрия вперед-назад в распределении протонов от распада Λ может так же появиться из-за ряда причин: либо как результат возможной систематической ошибки, либо недостаточной статистики, либо пропуска плохо наблюдаемых событий (короткий след Π^- -мезона или протона от распада Λ -гиперона, малый угол разлета частиц распада), либо от вклада в статистику плохо идентифицируемых V^0 -событий. Имеется такая область импульсов и углов у Λ -гиперонов и K^0 -мезонов, в которой их значения полностью совпадают. Отнесение таких V^0 -событий к Λ -гиперонам, или к K^0 -мезонам существенно

изменяет результат распределения положительных (отрицательных) частиц, т.е. с увеличением энергии падающих частиц становится труднее проводить идентификацию заряженных частиц распада по ионизации. В то время, когда была начата эта работа в литературе имелось несколько разноречивых результатов [6, 20, 22, 23]. Предварительное сообщение, сделанное нами на основе части статистического материала [21], показало, как-будто наличие асимметрии вперед-назад, хотя результат был в пределах 2-х кратной статистической ошибки.

Перечисленные выше причины, от которых существенно изменится результат, были тщательно проанализированы, а статистика увеличена. Здесь мы приводим подробное описание постановки эксперимента, анализа событий, оценки точностей измерений и др. Но прежде чем перейти к изложению нашей работы, рассмотрим таблицы I и II, в которых собраны известные нам экспериментальные результаты разных авторов.

Таблица I

таблица перепечатана из работы [6]

Salmeron and Zichichi, Nuovo Cim. II, 461 (1959)

	Верхняя граница импульса P_{\perp} (мэв/с)	Число Λ с вылетом протона			Полное число	материал, в котором рождается	литература
		назад	вперед	возле 90°			
космические лучи	600	8	1	1	10	свинец	[7]
	600	10	7	1	18	"	[8]
	600	15	8	-	23	"	[9]
	600	5	5	2	12	"	[10]
	700	11	3	3	17	медь	} [11]
	600	10	8	3	21	свинец	
	500	8	3	-	11	железо	[12]
		67	35	10	112		
Ускоритель $E_{\perp} = 1,9 \text{ ГэВ}$	-	24	8	-	32	углерод	} [13]
	-	40	31	-	71	свинец	
Всего		131	74	10	215		

назад = $+ 1,77 \pm 0,25$ для Π^{-} -мезонов
вперед

т.е. $\alpha_{\bar{p}} = - 0,56$ для протонов.
 $\pm 0,12$

Таблица II

в этой таблице дано значение $\alpha_{\bar{p}}$ или отношение
назад-вперед для протонов.

№ пп	падающ. частица	импульс пад. част. в Бэв/с	β - во ионизи	число случаев	(вперед-назад) $\alpha_{\bar{p}}$	Литература
1	2	3	4	5	6	7
1	π^-	1,12	H_2	236	$+0,05 \pm 0,11$	[15]
	π^-	1,23	H_2	185	$-0,12 \pm 0,13$	[16]
2	K^-	1,15	C_3H_8	120 (A+K) 110 (A)	$+0,24 \pm 0,16$ $+0,09 \pm 0,17$	} [17]
3	K^-	остановки	He	482	$-0,04 \pm 0,08$	[18]
4	π^-	2,85	He		$-0,32 \pm 0,15$	[20]
5	π^-	7,8	H_2, C_3H_8	208	$-0,24 \pm 0,12$	[21]
6	π^-	5,25	C_3H_8	205	$-0,31 \pm 0,12$	[22]
7	K^-	остан.	H_2	118	$-0,38 \pm 0,16$	[23]
8	K^-	0,43(ост.)	эмульсия	345	$-0,27 \pm 0,13$ $+0,09 \pm 0,09$	[24]
9	K^-	"	эмульсия			
10	π^-	1,5	углерод	14	$+0,14 \pm 0,46$	[25]
	"	"	свинец	73	$-0,06 \pm 0,20$	
				87	$-0,03 \pm 0,19$	
11	π^-	1,1, 1	He	94	$\frac{p \text{ вперед}}{\text{все } \Lambda} = -0,57 \pm 0,05$	[26]
12	π^-	2,8	фреон	106	$\frac{p \text{ назад}}{\text{все } \Lambda} = -0,53 \pm 0,08$	[27]
13	K_2^0	-	свинец	28	$-0,22 \pm 0,34$	[28]
			стекло	11	$-0,39 \pm 0,50$	
				39	$-0,27 \pm 0,29$	

Д. Условия эксперимента

Работа проводилась на 24-литровой пропановой пузырьковой камере [29], расположенной в магнитном поле 13700 эрстед. Камера облучалась отрицательными Π -мезонами, которые получались на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

~~Условия получения пучка отрицательных Π -мезонов.~~

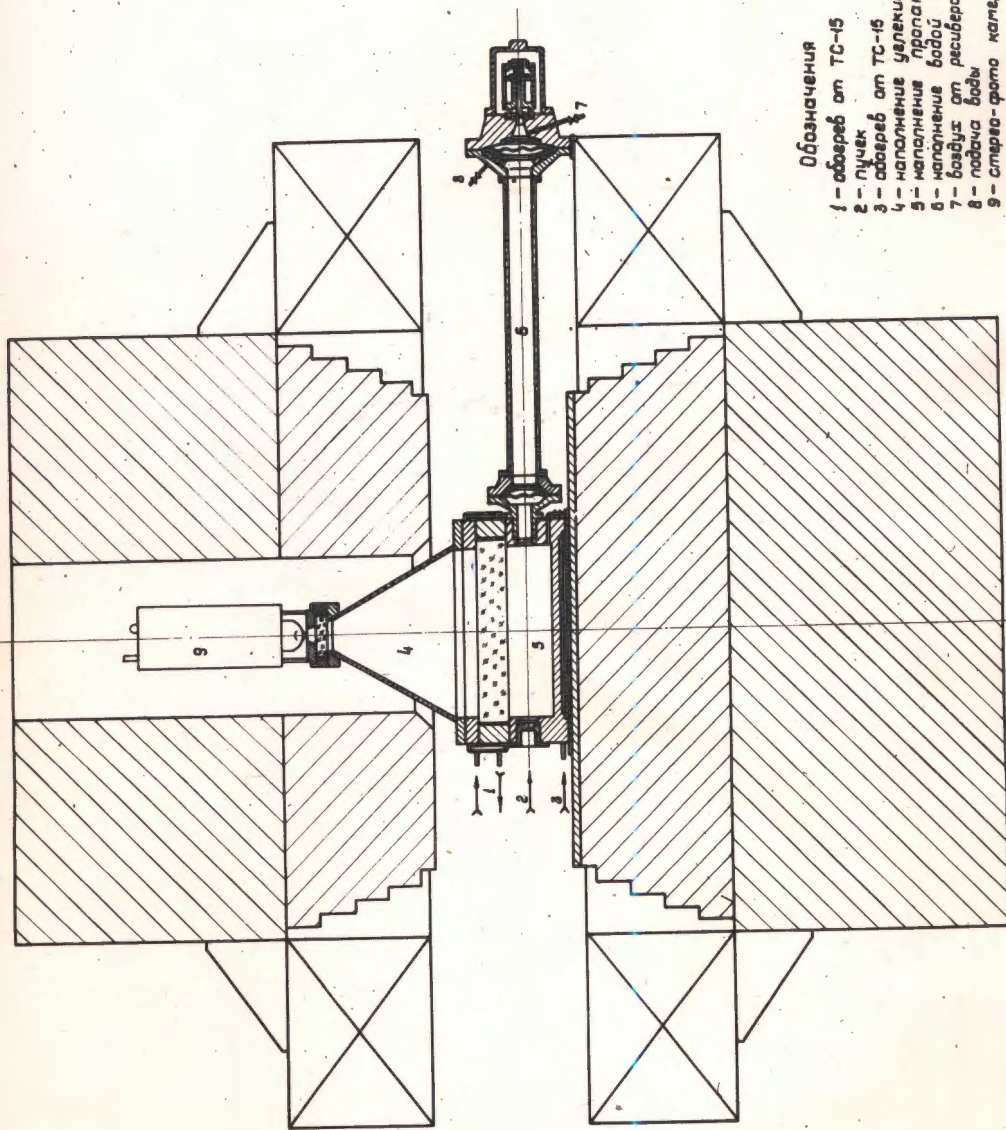
Мы приступили к набору статистики, когда синхрофазотрон ускорял протоны до 9 Бэв и работал с интенсивностью ускоренного пучка около 10^8 протонов в импульсе. Для получения достаточного для камеры числа Π^- мезонов, вначале был осуществлен вывод отрицательных Π -мезонов с импульсом около 7 Бэв/с [30]. При этой энергии получено 27.000 фотографий. После того, как ускоритель стал ускорять протоны до энергии 10 Бэв и давать интенсивность около 10^9 протонов в импульсе было решено работать в пучке отрицательных Π -мезонов с импульсом около 8Бэв/с. В этом пучке было получено еще 75000 фотографий.

Расположение аппаратуры показано на рисунке 1. Для формирования пучка использовались 4 линзы МЛ-7 и отклоняющий магнит СП-40. В конце магнитного канала располагалась камера в магните СП-40, который был переделан так, что позволял смонтировать камеру внутри межполюсного зазора (Рис.2.)

Условия получения пучка отрицательных Π мезонов.

Ускоренные до максимальной энергии протоны сбрасывались на бериллиевую мишень. Сброс осуществлялся выключением ускоряющей высокой частоты при продолжающемся росте магнитного поля. При таком режиме протоны переходили со средней орбиты на орбиту меньшего радиуса и через 4,5 - 5 миллисекунд попадали на мишень. Бериллиевая мишень ставилась в пучное положение спе-

СХЕМА
РАСПОЛОЖЕНИЯ 24-ЛИТРОВОЙ ПРОПАНОВОЙ ПЫЗЬРЬКОВОЙ
КАПЕРЫ В МАГИСТРЕ СП-40



Обозначения

- 1 - обверев от ТС-15
- 2 - пучек
- 3 - обверев от ТС-15
- 4 - наполнение углекислотой $P_p = 15 \text{ атм.}$
- 5 - наполнение пропаном $P_p = 8 \text{ атм.}$
- 6 - наполнение водой $P_p = 24 \text{ атм.}$
- 7 - воздуш. от ресивера
- 8 - подача воды
- 9 - стержень-фото камера

М - Бериллиевая мишень
 К-1, К-2, К-3, К-4 -
 - коллиматоры
 МЛ-7 - магнитная линза
 1СП-40 - поворотный
 магнит
 2СП-40 - магнит, где
 помещена камера
 $C_1 C_2 C_3$ - система сцинтилляционных светочувствителей.

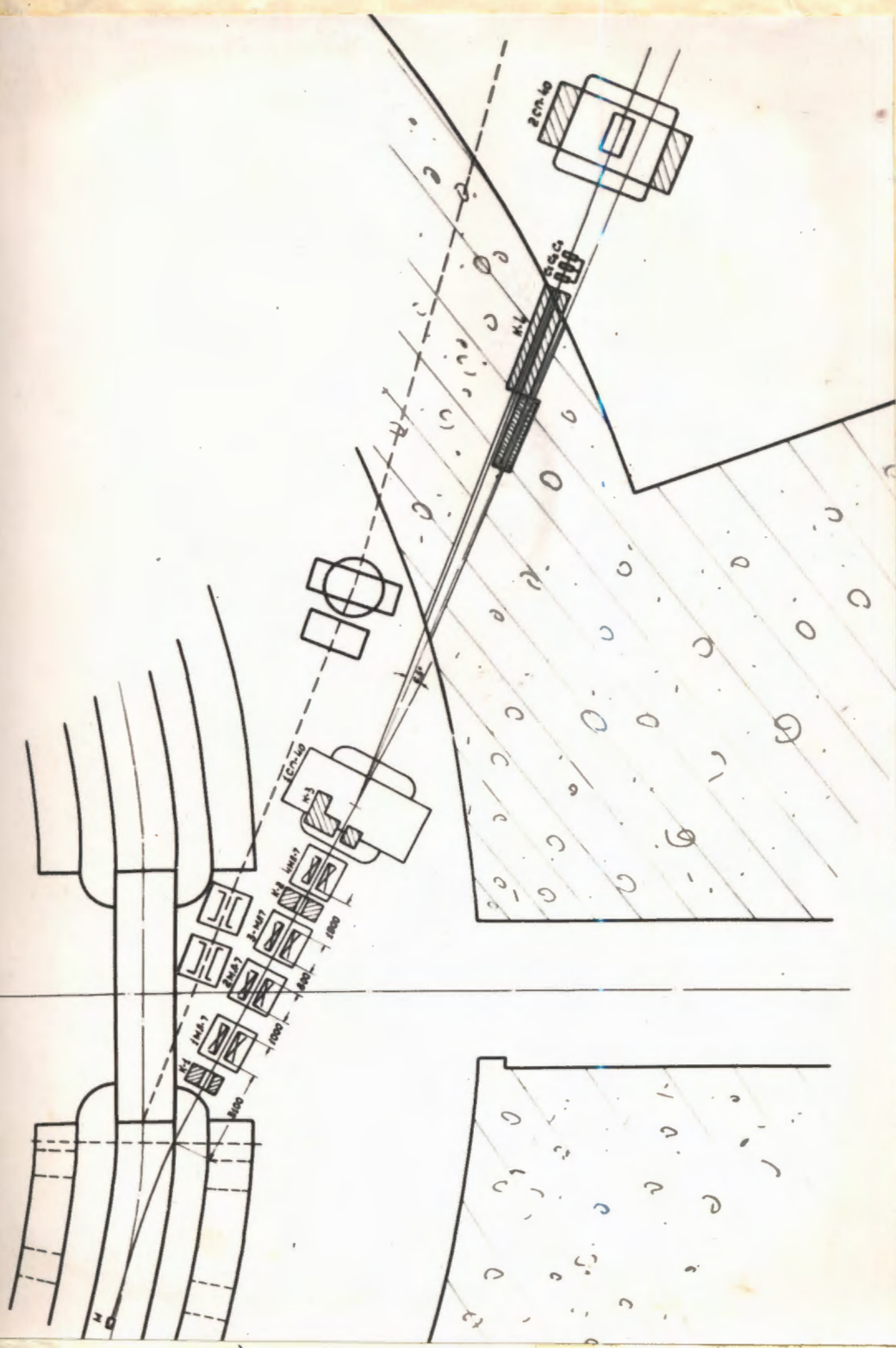


Рис. 1 - Схема расположения аппаратуры

циальной системой [31] за 30-40 микросекунд до выключения высокой ускоряющей частоты. В нашем эксперименте мишень располагалась в вакуумной камере ускорителя на радиусе 27850 мм, т.е. в 150 мм внутрь кольца от центральной орбиты ускорителя. По азимуту мишень находилась на расстоянии 680 мм от центра 71 окна в сторону 70-го. Размер мишени 214x40x20 мм. Пучок проходил по всей длине мишени. Для того, чтобы протоны попадали на середину мишени, на ней был укреплен алюминиевый "флажок". Он устранял возможные дефекты в установке мишени (непараллельность пучку). "Флажок" был рассчитан [32] так, что частицы, проходя через него, при следующем обороте забрасывались на центр мишени.

Магнитное поле ускорителя достаточно хорошо анализировало частицы по импульсу. Величина магнитного поля в конце ускорения - известна и пропорциональна импульсу ускоряемых протонов. Это позволяет производить вывод частиц нужного импульса под определенным углом. В нашем эксперименте путь частиц в поле ускорителя составлял около шести метров [32], следовательно, анализ по импульсу был удовлетворительным. На выходе частиц из вакуумной камеры ускорителя стенка камеры имела незначительную толщину.

Формирование пучка достигается с помощью четырех квадрупольных линз ИЛ-7, четырех коллиматоров и поворотного магнита СП-40. Выведенный из ускорителя пучок отрицательных частиц проходил через свинцовый коллиматор К-1 (длина коллиматора около одного метра) и затем попадал в магнитные квадрупольные линзы.

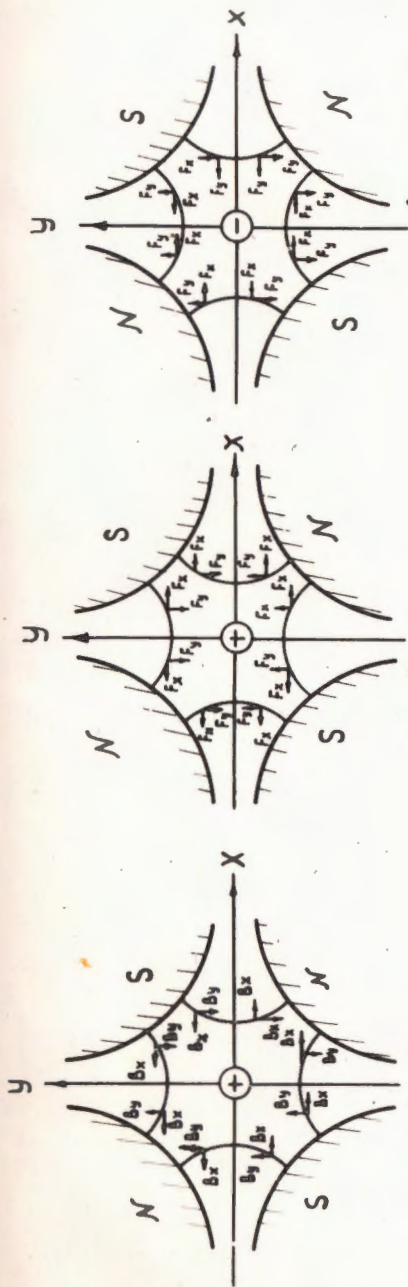
Диаметр отверстия в коллиматоре и рабочая апертура линз 30 см. Между 3^{ей} и 4^{ой} линзами по ходу пучка располагался стальной коллиматор К-2, длина которого равнялась 80 см. После 4-ой линзы перед входом в поворотный магнит была выложена свинцовая защита, образующая коллиматор К-3 (длина по пучку около одного метра). Частицы могли проходить только через отверстие в защите (коллиматора). И, наконец, в аэрауре железобетонной стены, отделяющей зал ускорителя от измерительного павильона, где располагалась камера, был установлен четвертый стальной коллиматор К-4, длиной 3,5 метра с отверстием 120x40 мм на входе и 125x45 мм на выходе.

Для фокусировки использовались 4 линзы МЛ-7. Питание линз импульсное. Лучшие условия при том расположении, которое показано на рис.1, были получены при следующих значениях токов 1400, 800, 1200, 1450 ампер (значения токов в линзах даны по ходу пучка от ускорителя к камере). Схема включения линз показана на рис.3.

Расположение аппаратуры при переходе от 7 к 8 Бэв/с не изменялось. Изменялись только положение мишени и ток в поворотном магните.

Включение линз увеличивало интенсивность раз в двадцать. При работе в пучке 8 Бэв/с с включенными линзами было достаточно $8 \cdot 10^7$ + $1 \cdot 10^8$ протонов в импульсе. При этой интенсивности в камеру попадало 5+15 частиц.

Состав пучка экспериментально не определялся. Были сделаны лишь расчетные оценки. Т.к. мы работали почти с максимальным импульсом отрицательных π -мезонов, то антипротонов в пучке не было. На длине 40 метров примесь K^+ мезонов так же была незначительной. Основной вклад составляли π^- мезоны. Оценка числа



Направление
линий напряженности
магнитного поля.

Действие сил на
положительную
частицу.
Движение от нас.

Действие сил на
отрицательную
частицу.
Движение от нас.

ВКЛЮЧЕНИЕ ЛИНЗ МЛ-7

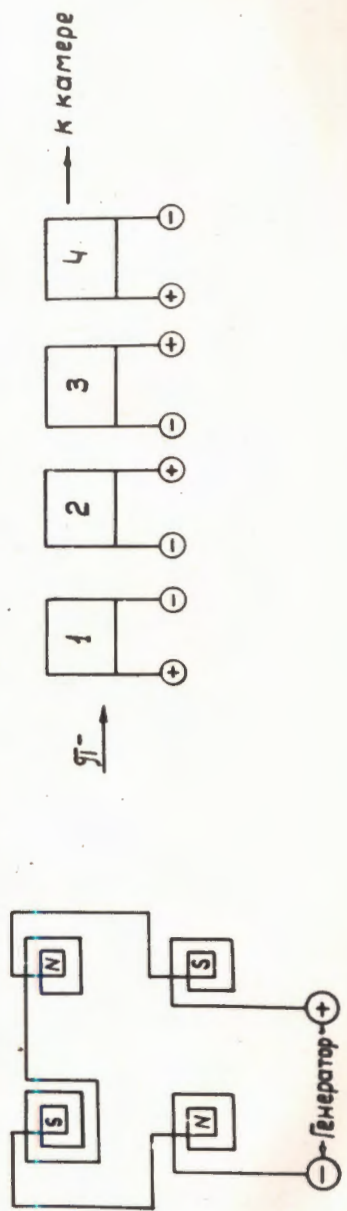


Рис. 3. Схема включения линз МЛ-7

Измерения мезонов проводилась на основании распадной длины и составила $(5 \pm 2)\%$ [33].

Измерения магнитных полей в поворотном и камерном магнитах проводились с помощью вращающейся катушки и мостиковой схемы с балластическим гальванометром [32], а также с помощью прибора, использующего эффект Холла. Измерения градиентов в линзах проводились с помощью двух катушек с параллельными осями, расположенных на расстоянии около 1 см и мостиковой схемы с балластическим гальванометром [32].

Для расположения камеры в магните СП-40 был увеличен зазор до 500 мм и в верхнем полюсе сделано отверстие \varnothing 500 мм. Чтобы увеличить напряженность магнитного поля до 13700 эрстед пришлось поднять ток до 1820 ампер и уменьшить зазор до 425 мм. Однако при этом охлаждающая вода на выходе из обмоток имела температуру около 90⁰С при 18⁰С на входе. Неоднородность поля не превышала $\pm 3\%$ во всем рабочем объеме камеры. Дальнейшее увеличение тока без переделки системы охлаждения было бессмысленным. Поэтому мы работали при максимально возможном токе 1820 ампер, т.е. напряженности 13700 эрстед.

По нашей просьбе электротехнический отдел разработал схему модернизации системы охлаждения. После переделок системы охлаждения обмоток при работе в течение нескольких часов с током 2250 ампер перегрев воды на выходе не превышал 30⁰С над температурой воды на входе.

Синхронизация с ускорителем. - Для пузырьковых камер имеет очень большое значение. Чем короче время сброса тем лучше. Синхронизирующий импульс поступал на электронный пульт управления камерой за 40 микросекунд до выключения высокой частоты ускорения и запуска схемы. Работа схемы управления

описана в дипломе Искитина А.В. и отчете [32].

Однако сброс частиц на мишень не только колебался во времени, но был "длинным" от 1 до 4 миллисекунд. Так как время между первой и последней частицей в камере за цикл расширения было в большинстве случаев около 3 миллисекунд и время роста пузырьков до видимого размера такое же, то это существенно сказывалось на качестве фотографии и в первую очередь на плотности пузырьков. ~~Измерение времени между сбросом частиц и началом расширения~~. Измерение ионизации позволяет разделить частицы одинакового знака, одинакового импульса, но с разными массами, например: протоны, K^+ и P^+ -мезоны. Это очень важный параметр в идентификации частиц. Но растяжка сброса во времени не позволяла везде использовать этот параметр. Измерения можно было проводить только относительно первичного следа, который вызвал данное взаимодействие, а не относительно любого другого. Первичный след не всегда имел достаточную длину. Поэтому измерение ионизации несколько затруднено. Вопрос измерения ионизации в наших условиях изучался С.Отвиновским [34] и И. Врана [35].

24-литровая пропановая пузырьковая камера имеет размеры рабочей области $(95 \times 28 \times 14) \text{ см}^3$. Все характеристики камеры описаны в ПТЭ [29]. Однако в начале эксплуатации в камере были сделаны конструктивные переделки. Система расширения и освещения поменялись местами. В место 8 сильфонов расширительного механизма в этих отверстиях вставлено 8 окон из стекла К-8 для освещения. Освещение рабочего объема камеры производится с помощью импульсных ламп ИРК-120. Каждая лампа имеет свою индукционную катушку для поджига. Все катушки включены последовательно - этим обеспечивается одновременность срабатывания ламп. Через лампы разряжаются емкости 400μ , 300 вольт.

Освещение рабочего объема производится под углом 90° к оси фотографирования. Это позволило применить только одно большое стекло, закрывающее рабочий объем камеры. Фотографирование производится на темном фоне дна камеры. Для получения темного фона мы клали на дно камеры листе черного полированного стекла.

В первом варианте номера освещалась через окна $28 \times 5 \text{ см}^2$, расположенные в передней и задней стенках камеры (по ходу пучка). В настоящее время переднее стеклянное окно заменено окном для пучка; окно сделано из нержавеющей стали 1х18Н9Т с толщиной стенки 4 мм.

Заднее окно для освещения тоже вынуто и вместо него смонтировал расширительный механизм. Расширительный механизм имеет мембрану из маслобензостойкой резины. Эта мембрана разделяет пропановый объем от воды, через которую передается давление.

Электромагнитный клапан и газовая часть расширителя располагались за обмоткой магнита. Давление передавалось от рабочего газа через другую резиновую мембрану и вду по трубе диаметром $\varnothing 75 \text{ мм}$, длиной около одного метра. Выхлопное отверстие для газа имеет диаметр 22,5 мм. Клапан остался той же конструкции, какая описана в ПТЗ [29]. Скорость расширения не изменилась. Схема камеры показана на рис.2.

Фотографирование производилось фотоаппаратом, разработанным и сделанным в ЛИТМО [36]. Фотоаппарат имеет объективы "Руссар-Плазмат" с фокусным расстоянием 61 мм. Фотографирование производится на две независимые пленки шириной 63 мм.

Чаще всего использовали пленку ^Мпакром тип X или тип XI. В Лаборатории производили нарезку из неперфорированной пленки, шириной 190 мм и перфорировали на специальном перфораторе. Перфоратор и станок для нарезки пленки изготовлены в ЛИТМО. Масштаб фотографирования для средней плоскости рабочего объема 1:10. База фотографирования 300 мм. Объективы смонтированы на одной объективной головке. Головка имеет три объектива, расположенные на одной линии. Средний объектив нами не использовался для фотографирования, а был включен в оптическую систему для визуального наблюдения рабочего объема камеры во время работы. На объективной головке смонтированы стекла, к которым прижимается фотографическая пленка. Стекла так же выполняют и другую роль - они входят в расчет оптической системы и компенсируют 85 мм стекла, расположенного перед объективом. Оптические оси объективов параллельны друг другу и перпендикулярны прижимным стеклам. На плоскопараллельных прижимных стеклах награвированы кресты. Кресты на стеклах расположены так, что точка пересечения линий находится на оптической оси объективов. Все измерения координат следов производится относительно оптических осей /крестов/.

Как уже говорилось выше, стекло для прижима пленки входит в расчет оптической системы и компенсирует 85 мм стекла марки К-8. Наша камера имеет два стекла. Большое стекло, закрывающее рабочий объем, имеет толщину 107 мм и стекло, закрывающее верх защитного конуса, имеет толщину 36 мм. Остается не скомпенсированной толщина 58 мм. Эта толщина входит в расчетные формулы и учитывается наравне с переменной толщиной проана при вычислении пространственных координат следов.

В нашем эксперименте высота фотографирования была постоянной. Фотоаппарат фиксировался в определенном положении на верхней части защитного конуса. В защитном конусе находился углекислый газ при давлении 15 атмосфер. Он разгружал большое стекло.

Мы не проводили точных замеров геометрических величин высоты фотографирования. Она была определена экспериментально для нашей фотографической системы. Это было сделано путем измерения координат точек вхождения космических частиц прямо под стеклом, а так же отдельных пузырьков на дне камеры.

Расстояние между дном и стеклом были хорошо известны. Измерения, проведенные для показателя преломления пропана 1,220 и стекла К-8 1,516 дали результаты, совпадающие по глубине с точностью $(0,5 \pm 1)$ мм по всей плоскости камеры.

Найденное отсюда H_0 -эффективное равно 646 мм, несколько отличается от H - геометрического, т.к. оно учитывает особенности фотографической системы, показатель преломления углекислоты при 15 атмосферах и эффект съемки с ближнего расстояния.

Профессор Русинов М.М. показал [37], что обычные формулы стереофотограмметрии для съемок с ближнего расстояния, не пригодны. Он пишет:

" Поэтому для определения величин предметных параллаксов нам надлежит использовать в пространстве предметов в качестве центра проекции центр входного зрачка и высоту съемки определять, как расстояние от центра зрачка до предметной плоскости, но не как высоту над предметной плоскостью для передней узловой точки объектива! А это можно определить только экспериментально, путем правильной передачи масштабов.

Требование к измерениям и результату расчета, правильно передавать масштаб - является обязательным. Для определения дисторсии в разных частях камеры располагались известные масштабы (геометрические тела с острыми гранями, сетка и др.). Фотографирование их производилось, когда в камере не было пропана и в защитном конусе углекислота, когда в защитном конусе была углекислота, а в камере пропана не было и когда в конусе была углекислота и в камере пропан при рабочей температуре $60 \pm 62^{\circ}\text{C}$. Результаты расчетов и измерений так же были в удовлетворительном согласии.

Следует отметить недостаток нашей системы - отсутствие постоянных реперов на большом стекле и на дне камеры. Наличие таких реперов, знание точных расстояний между ними, во многом облегчило бы первичные расчеты и увеличило бы точность измерения.

Наличие реперов позволило бы следить за изменением показателя преломления при изменении температуры и при заполнении другим техническим пропаном (другая смесь). Это нужно будет учесть в конструкциях других камер.

Камера работала синхронно с каждым циклом ускорителя, т.е. около 4 раз в минуту.

Первоначально мы фотографировали рабочий объем камеры после каждого цикла расширения. Но при этом из-за неустойчивой работы линз или линейного ускорителя было много кадров без следов частиц. В дальнейшем была сделана синхронизация фотографирования с пучком. Телескоп из 3-х сцинтилляционных счетчиков, включенных на совпадения, располагался перед камерой на выходе из коллиматора К-4 (См. рис. I.)

Если частиц в канале не было, то не поступало и запускающего импульса от счетчиков на лампы. Лампы не вспыхивали и фотографирование не производилось. Были частицы - был и импульс на поджиг ламп. Фотографирование производилось. Это устройство позволяло экономить фотографическую пленку и контролировать качество работы ускорителя. Для контроля эффективности работы мы имели механический счетчик, который считал число сделанных кадров.

В кассеты фотоаппарата заряжалось по 60 метров пленки, этого хватало на 1000-1100 кадров, т.е. приблизительно на 4 часа нормальной работы. При хорошей работе ускорителя, камеры, магнитов и др. устройств.

С 24 по 28 апреля 1960 года было получено 20000 кадров. Это была последняя наша экспозиция в пучке Π^+ мезонов.

Полученную пленку мы проявляли в проявочном центре ЛЯП на проявочной машине.

Качество проявки в большинстве случаев было удовлетворительным.

Недостатки в получении статического материала были следующие:

а) Не было одного типа пленки. Фотографирование проводилось на пленку разных типов, разной чувствительности, разного срока выпуска.

б) Во время работы иногда не вспыхивали лампы подсветки крестов, отличающих оптические оси. Такие пленки обрабатывать нельзя.

в) Был неоднородный состав пропана и поэтому несколько разные температурные режимы.

г) Иногда не все лампы вспыхивали одновременно. Некоторые (одна, две) лампы не вспыхивали и это не сразу устранялось. В тех местах, где лампы не вспыхивали - следов не видно.

д) Расположение ламп выше средней плоскости рабочей области камеры привело к тому, что следы, расположенные около дна видны плохо.

е) Следы частиц, проходящие близко к боковой стенке, имеют переменную интенсивность освещения, это так же затрудняет измерение ионизации и иногда даже измерение координат.

ж) Отсутствие короткого сброса частиц на мишень приводит к растяжке пучка, что затрудняет измерение ионизации и идентификацию частиц.

з) Отсутствие реперов в рабочем объеме камеры не позволяет вносить коррекцию на показатель преломления, а так же вносить коррекцию на изменение масштаба из-за усыхания пленки при хранении.

и) Недостаточная напряженность магнитного поля для частиц с импульсом 7-8 Бэв/с и данным размером камеры с прожиговым наполнением.

III. ОТБОР СЛУЧАЕВ.

Просмотр пленки производился на стереолупах и частично на репроекторах. Весь материал, вошедший в статистику, был просмотрен 2-4 раза. Как при первом, так и при втором просмотрах отбирались все интересные случаи: вилки, изломы и т.д. В тетради просмотра зарисовывались все обнаруженные случаи, записывался номер пленки и номер кадра. Вилки, не имеющие точки рождения, так же были зарисованы в тетрадь просмотра. Часть материала была просмотрена третий раз на репроекторе и при этом просмотре так же зарисовывались все обнаруженные вилки. Несколько пленок просматривались 4 раза.

Для удобства обработки мы разбили материал на 3 группы:

- A - 59 пленок, просмотрено 2 или 3 раза
- B - 77 пленок, из них просмотрено 6 пленок 4 раза
 - 34 пленки 3 раза
 - 37 пленок 2 раза
- C - 60 пленок, из них просмотрено 9 пленок 4 раза
 - 49 пленок 3 раза
 - 2 пленки 2 раза.

После просмотра был сделан список всех найденных случаев, затем все эти случаи снова просматривались на стереолупах. При этом отбирались такие вилки, которые удовлетворяли критериям рождения Λ или K^0 , в Π^+p - взаимодействиях:

I. В звезде, к которой принадлежали вилки, число вторичных заряженных частиц должно быть равно нулю или четное, и их суммарный заряд также должен равняться нулю.

2. В звезде не наблюдается коротких черных следов, характерных для продуктов расщепления ядра углерода,

3. Плоскость распада вилки должна вылетать точку рождения (центр звезды),

4. Расстояние от точки рождения до вершины вилки должно быть не менее 3 мм в пространстве объекта и один из двух треков иметь длину, достаточную для измерения - не менее 3 см. Другой трек может быть много короче,

Все эти случаи зарисовывались в тетрадь для измерений. Расположение случая, его вид, по-возможности, изображались похожими на оригинал.

В тетрадь для измерений зарисовывались так же и те случаи, относительно которых нельзя твердо сказать:

1. Компланарно ли событие, т.е. лежит ли точка рождения в плоскости распада вилки на направлении импульса \checkmark^0 - события,

2. Импульсом вторичных частиц или длины треков таковы, что нельзя решить вопрос о знаке заряда для некоторых случаев в звезде, т.е. нельзя решить - равен ли нулю суммарный заряд вторичных частиц,

Эти случаи подлежали измерениям и расчетам. Только после расчетов решался вопрос являются ли случаи результатом столкновения Π^- мезона с водородом.

1) Число идентифицированных баррионов, рожденных в звезде должно быть не больше одного,

2) Угол вылета барриона не должен превышать максимальное значение, допустимое по кинематике $\Pi^- p$ - взаимодействия,

3) Событие должно быть компланарным в пределах точности измерений,

4. Идентифицируемая частица должна удовлетворять кинематиче-
ско распаду Λ, K^0 или $(\Lambda-K^0)$.

Эффективность просмотра играет большую роль в окончатель-
ном результате. Определение эффективности просмотра для случаев,
имеющих разную вероятность наблюдения - задача очень сложная ^{х)}.
Поэтому рассмотрим этот вопрос более подробно:

Введем обозначения:

ε_i - эффективность i -го просмотра

ε_{ij} и ε_{ijk} - эффективность двухкратного (ij) и трехкратного
 (ijk) - просмотра

n_i - число случаев, найденных в i -ом просмотре

n_{ij} - число общих случаев, найденных как в i так и в j просмотре

n_{ijk} - число общих случаев, которые найдены при всех трех
просмотрах

N_{i+j} - полное число случаев, найденных в i и j просмотрах,

$$N_{i+j} = (n_i + n_j) - n_{ij}$$

N_{i+j+k} - полное число случаев, найденных во всех трех просмотрах.

$$N_{i+j+k} = (n_i + n_j + n_k) + n_{ijk} - (n_{ij} + n_{jk} + n_{ki})$$

N_0 - истинное число случаев.

Для выяснения метода вычисления эффективности просмотра
рассмотрим наши экспериментальные результаты.

х) Вопрос эффективности просмотра в нашей Лаборатории изучался
так же Толстовым К.Д. [38] и Подгорецким И.И. и Цыгановым
Э.И. [39].

При трехкратном просмотре 26 пленок на предмет обнаружения V^0 - событий были получены следующие числа:

$n_1 = 470$	$n_{12} = 347$	$N_{1+2} = 534$
$n_2 = 411$	$n_{23} = 272$	$N_{2+3} = 478$
$n_3 = 339$	$n_{31} = 292$	$N_{3+1} = 517$
	$n_{123} = 247$	$N_{1+2+3} = 556$

В литературе описано много разных методов вычисления ε_i , ε_{ij} и ε_{i+j+k} , однако все эти методы основываются на предположении, что вероятность обнаружения отдельного события является постоянной. На практике это предположение не выполняется, т.к. в действительности нет одинаковых вероятностей наблюдения разных событий.

Но мы сначала проведем расчет по обычным формулам равновероятного обнаружения событий и затем без этого предположения.

а) Вероятность обнаружения постоянна.

Возьмем попарно 3 просмотра и вычислим среднюю эффективность обнаружения V^0 - событий. Эти результаты для наглядности запишем в таблицу III.

Таблица III

Просмотр	N_{i+j}	$\varepsilon_1 = \frac{n_{1j}}{n_j}$	$\varepsilon_2 = \frac{n_{2j}}{n_j}$	$\varepsilon_3 = \frac{n_{3j}}{n_j}$	$N_0^{(U)} = \frac{n_i n_j}{n_{ij}}$
1+2	534	0,844	0,738	-	556,7
2+3	478	-	0,802	0,662	512,2
3+1	517	0,861	-	0,621	545,6

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}_1 &= 0,852 \pm 0,02 \\ \bar{\varepsilon}_2 &= 0,770 \pm 0,02 \\ \bar{\varepsilon}_3 &= 0,641 \pm 0,03 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1+2} &= 0,966 \\ \varepsilon_{2+3} &= 0,917 \\ \varepsilon_{3+1} &= 0,947 \end{aligned} \quad (xx)$$

~~Средние значения эффективности просмотра~~

Для эффективности трехкратного просмотра получим:

$$\varepsilon_{1+2+3} = 1 - (1 - \bar{\varepsilon}_1)(1 - \bar{\varepsilon}_2)(1 - \bar{\varepsilon}_3) = 0,988$$

Полученное значение $\varepsilon_{1+2+3} = 0,988$ является завышенным, это ясно даже из того факта, что полное число случаев $N_0^{(ij)}$, вычисленное по двум просмотрам, меньше, чем наблюдаемое число случаев $N_{1+2+3} = 556$.

Значения эффективности просмотра ε_i , так же могут быть вычислены по совместно наблюдаемым случаям n_{ij} , n_{ijk} .

$$\varepsilon_i = \frac{n_{ijk}}{n_{jk}}$$

Проведем расчеты, получим:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= 0,908 \pm 0,016 \\ \varepsilon_2 &= 0,846 \pm 0,025 \\ \varepsilon_3 &= 0,712 \pm 0,024 \end{aligned}$$

$$\varepsilon_{1+2+3} = 0,996 \quad (xx)$$

Все эти значения больше, чем найденные выше $\bar{\varepsilon}_1, \bar{\varepsilon}_2, \bar{\varepsilon}_3, \varepsilon_{1+2+3}$.

(xx) Если $\varepsilon_i = \frac{n_{ij}}{n_j}$

тогда ошибка ^{расчитана} по формуле

$$(\Delta \varepsilon_i)^2 = \frac{\varepsilon_i (1 - \varepsilon_i)}{n_j}$$

Если $\varepsilon_i = \frac{n_{ijk}}{n_{jk}}$, тогда

$$(\Delta \varepsilon_i)^2 = \frac{\varepsilon_i (1 - \varepsilon_i)}{n_{jk}}$$

Было показано, что полное число случаев, вычисленное по двум просмотрам меньше, чем наблюдаемое число случаев.

N_0 - можно так же получить и по другим формулам, например:

$$N_0^{(ij,k)} = \frac{n_{ij} n_k}{n_{ijk}} \quad \text{или} \quad N_0^{(ijk)} = \frac{n_{ij} \cdot n_{jk} \cdot n_{ki}}{(n_{ijk})^2}$$

(мы использовали индексы, чтобы показать из каких формул были получены N_0).

$$N_0^{(23,1)} = 517,6$$

$$N_0^{(31,2)} = 485,6$$

$$N_0^{(12,3)} = 476,2$$

$$N_0^{(123)} = 451,7$$

$$N_0^{(123)} < N_0^{(ij,k)} < N_0^{(ij)} < N_{1+2+3}$$

($N_{1+2+3} = 556$)

И если теперь определим эффективность просмотра ε_{1+2+3} по формуле $\varepsilon_{1+2+3} = \frac{N_{1+2+3}}{N_0}$, то получим парадокс: $\varepsilon_{1+2+3} > 1$ (1)

Это и понятно, т.к. было использовано предположение о постоянстве вероятности обнаружения событий, но при просмотре было установлено, что имеется такая группа случаев, которая может быть обнаружена даже совсем не опытным просмотрщиком. Это очень ясные, четкие v^0 -события. Вероятность найти такие случаи равна 1, они и были найдены каждым просмотрщиком. Но имеется так же и такая группа случаев, вероятность обнаружения которых равна нулю, т.е. они всегда бывают пропущены. Число таких случаев мы не можем установить.

Существование случаев с вероятностью обнаружения равной 1 приводит к тому, что $n_{i;k}$ (и в меньшей степени $n_{i;j}$) дает большее число случаев, чем если бы все случаи имели одинаковую вероятность обнаружения $W = \text{const}$. Это и проявляется в полученном неравенстве:

$$N_0^{(1,2,3)} < N_0^{(i,j,k)} < N_0^{(i,j)} < N_{1+2+3}.$$

б) Вероятность обнаружения разная для разных групп случаев.

Из предыдущего обсуждения видно, что все события можно грубо разделить на две группы:

одна группа имеет вероятность обнаружения V^0 - события, равную единице, другая группа имеет постоянную вероятность обнаружения V^0 - события меньше единицы.

Наша задача состоит в том, чтобы вычислить истинное число случаев в первой группе N_0' и во второй группе N_0'' и на этой основе определить среднюю эффективность просмотра.

Случаи второй группы удовлетворяют условию постоянной вероятности обнаружения и вычисление полного числа случаев можно проводить по вышенаписанным формулам, если выделить случаи второй группы из числа всех наблюдаемых случаев, т.е. вычесть N_0' .

При этом условия формулы для N_0'' запишутся в следующем виде:

$$N_0^{(i,j)''} = \frac{(n_i - N_0') (n_j - N_0')}{(n_{ij} - N_0')}$$

$$N_0^{(i,j,k)''} = \frac{(n_k - N_0') (n_{ij} - N_0')}{(n_{123} - N_0')}$$

$$N_0^{(1,2,3)''} = \frac{(n_1 - N_0') (n_{23} - N_0') (n_{31} - N_0')}{(n_{123} - N_0')}$$

Значения N_0'' надо сравнивать с $(N_{1+2+3} - N_0')$. Обычно $N_0'' > N_{1+2+3} - N_0'$. Согласованные значения $N_0^{(ij)''}$, $N_0^{(ij,k)''}$ и $N_0^{(123)''}$ можно найти путем подбора N_0' .

В таблице IV показаны результаты такого подбора.

Таблица IV.

N_0'	$N_0^{(ij)''}$	$N_0^{(ij,k)''}$	$N_0^{(123)''}$	$N_{1+2+3} - N_0'$
0	538,2	493,2	451,7	556
50	494,1	450,8	411,1	506
80	475,0	427,6	389,7	476
100	454	412	377,5	456
150	416,7	389,5	362,7	406
180	404,0	393,5	383,3	376
190	401,6	402,9	404,2	366
200	400,9	420,4	440,8	356
210	402,9	452,9	508,8	

На рисунке 4 изображены $N_0^{(ij)''}$, $N_0^{(ij,k)''}$ и $N_0^{(123)''}$ в зависимости от N_0' . Очень удивительно, что все 3 кривые пересекаются почти в одной точке.

Очевидно это означает, что наше предположение о разделении всех случаев на 2 группы в какой-то степени оправдано.

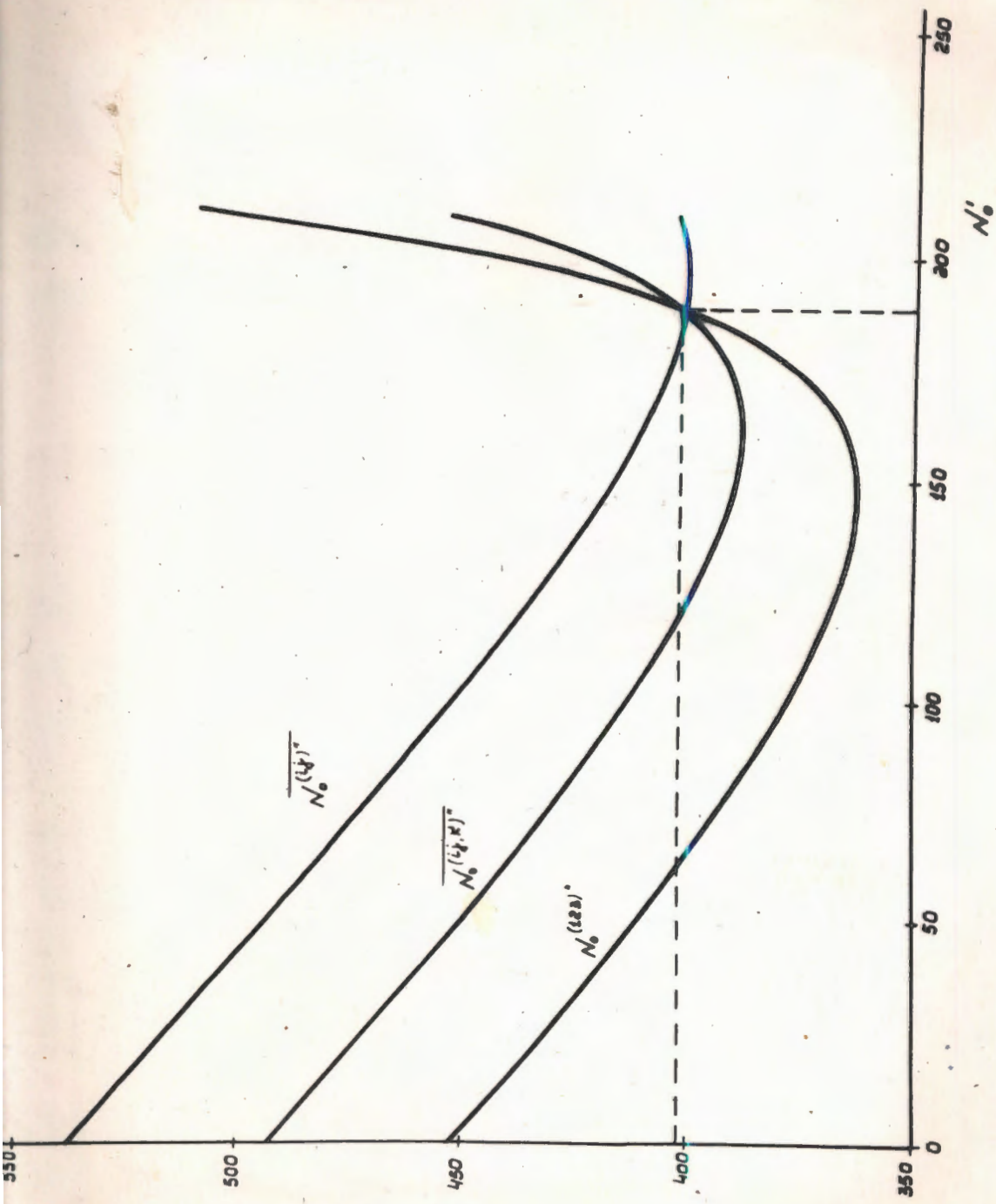


Рис. 4- Графики для определения "истинного" числа событий
(см. объяснение в тексте)

- 24 -

Координаты точки пересечения дадут:

N_0'	= 189	$(\epsilon_{1+2+3}' = 1,000)$
N_0''	= 402	$(\epsilon_{1+2+3}'' = 0,913)$

тогда $N_0 = 591$ и средняя эффективность трехкратного просмотра.

$$\underline{\epsilon_{1+2+3} = 0,941.}$$

Средние эффективности отдельного просмотра и двухкратного просмотра следующие:

$\epsilon_1 = 0,795$	$\epsilon_{1+2} = 0,903$
$\epsilon_2 = 0,695$	$\epsilon_{2+3} = 0,808$
$\epsilon_3 = 0,574$	$\epsilon_{3+1} = 0,874$

Видно, что полученная таким образом эффективность просмотра на (6-10)% меньше того значения, которое следует из предположения о постоянстве обнаружения всех случаев без исключения.

На основе других наборов данных нами получены еще два значения эффективности трехкратного просмотра 0,951 и 0,958. Мы принимаем среднее значение

$\epsilon_{1+2+3} = 0,95 \pm 0,03$	для 3-х кратного просмотра
$\epsilon_{i+j} = 0,86 \pm 0,05$	для 2-х кратного просмотра

Принятые ошибки являются "внутренними", т.е. полученными на основе экспериментальной дисперсии ϵ_{1+2+3} и ϵ_{i+j} .

Знание абсолютного значения эффективности просмотра не так важно, как

В настоящей работе значение относительной эффективности

для разных интересующих нас групп Λ гиперонов:

- а) группа Λ - гиперонов, у которых при распаде протоны летят вперед в системе покоя Λ относительно направления импульса Λ
- б) Группа Λ - гиперонов, у которых протоны летят назад, и
- в) группа Λ - гиперонов с коротким пробегом Π^- мезонов (или протонов) распада.

Мы сравнивали частоту обнаружения Λ - гиперонов разных групп в 3-х кратном просмотре (это можно делать только после идентификации всех V^0 - событий).

Результаты сравнения представлены в таблице У.

Результаты даны только для группы В и С, для группы А систематических данных нет.

Таблица У.

Группа Λ - гиперонов	были обнаружены (в %)		
	3 раза	2 раза	1 раз
Протоны летят вперед (98 случ.)	54 \pm 6	34 \pm 4	12 \pm 2
Протоны летят назад (119 случ.)	53 \pm 5	34 \pm 4	13 \pm 2
След Π^- мезона (или протона) короткий (45 случ.)	43,3 \pm 10	33 \pm 7	24 \pm 4

Видно, что в первых двух группах частоты обнаружения Λ - гиперонов хорошо совпадают, тогда как в группе с короткими следами Π^- (или P) имеется опасность систематического пропуска ~~Λ - гиперонов с короткими следами Π^- или P~~ . Но на основе этих данных трудно определить количество пропущенных случаев.

С целью обнаружения распада Λ - гиперонов с короткими следами Π^- или P был проведен дополнительный специальный просмотр и на 6000 кадров был найден один случай (случай 219-129, $\tau_x = 0,3$ см).

Поправка на распад Λ - гиперонов с коротким Π^- и P будет рассмотрена ниже.

IV. ИЗМЕРЕНИЯ.

При измерениях любых величин вопрос о точности измерения, т.е. учете все возможных ошибок, является основным. На точность определения координат точек в камере, импульсов, углов и других интересующих нас параметров оказывают влияние:

- 1) Возможные искажения оптической системы. *и из-за двукратного*
- 2) Многократное рассеяние частиц в пропане.
- 3) "Шум" пузырьков на следе.
- 4) "Шум" отсчетов (точность измерения).
- 5) Расчеты по приближенным формулам.
- 6) Неоднородность и неопределенность магнитного поля.
- 7) Потери энергии при прохождении частиц в пропане и неопределенность в кривой импульс-пробег.

Все эти причины воздействуют на результат, но, каждая, по-видимому, в разной степени. Точный учет влияния отдельных причин очень труден. Для практических целей можно и достаточно учесть ^{совместное} только влияние некоторых из них.

1) С целью проверки оптической системы, как уже говорилось выше, мы помещали в рабочий объем камеры сетку, масштабы и т.д.

Оказалось, что по всему рабочему объему камеры искажения настолько незначительны, что их можно не рассматривать.

2) Для проверки искажений в рабочих условиях без магнитного поля было сделано несколько сот фотографий космических частиц и Π^+ мезонов с импульсом 7 ± 8 Бэв/с.

Результаты некоторых измерений приведены в таблице У1.

Таблица У1.

частицы	длина следа (см) l	радиус кривизны (м) R	импульс (Bev/c) если было бы поле 13,5 КГ	стрела прогиба c (мм)
космические лучи	17	+38	15	0,095
"	20	-688	278	0,007
"	44	+698	283	0,035
точка	34	+901	364	0,015
"	30	-126	51	0,095
"	28	-205	83	0,043
"	51	+659	266	0,049

Стрела прогиба рассчитывалась по формуле $c = \frac{l^2}{8R}$, где

- длина следа
- радиус кривизны.

Видно, что большинство вторичных частиц от взаимодействий мезонов с импульсом (7-8) Bev/c с нуклонами имеет импульсы от до 4 Bev/c.

Пократное рассеяние заряженных частиц в пропане изменяет направление и радиус кривизны следов. Оценку неопределенности в направлении и кривизне следов мы проводили по методу, описанному в работах [41].

Для пропана с радиационной длиной $\lambda_0 = 110$ см были получены следующие формулы:

$$\sqrt{\theta^2} = \frac{116 \sqrt{e}}{\beta P} \quad ; \quad \sqrt{c^2} = 0,21 \frac{e \sqrt{e}}{\beta P}$$

$$R_s = 0,61 \beta P \sqrt{e} \cdot \cos^2 \alpha$$

где θ - пространственный угол отклонения частицы (в градусах).

e - полная длина следа (в см.)

P - импульс частицы (в Мэв/с/

β - скорость частицы в долях скорости света

c - стрела прогиба - проекционное отклонение в середине следа (в см.).

R_s - радиус кривизны в плоскости x, y , вызванный многократным рассеянием (в см.).

α - угол наклона следа от плоскости x, y

На рисунке 5 изображены $\sqrt{\theta^2}$ и $\sqrt{c^2}$ в зависимости

от e и βP .

В магнитном поле напряженности H (кГ) след имеет радиус кривизны (в плоскости x, y) R_H (в см.)

$$R_H = \frac{P \cdot \cos \alpha}{0,3 H}$$

Относительная неопределенность в импульсе из-за многократного рассеяния определяется формулой

$$\left(\frac{\Delta P}{P}\right)_s = \frac{R_H}{R_s} = \frac{1}{0,183 H \beta \sqrt{e} \cos \alpha}$$

при $H = 13,5$ кГ имеем

$$\left(\frac{\Delta P}{P}\right)_s = \frac{0,40}{\beta \sqrt{e} \cdot \cos \alpha}$$

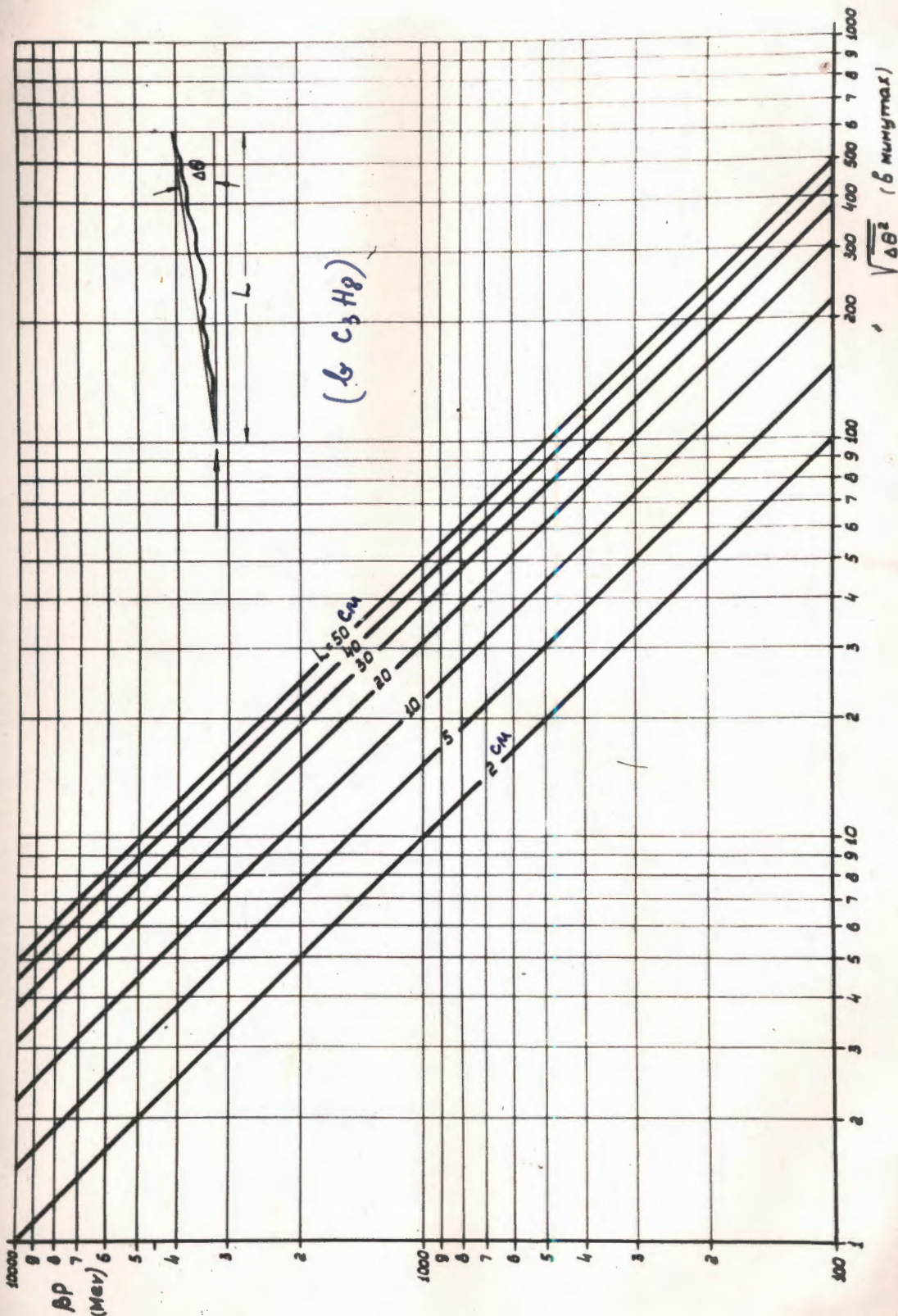


Рис. 5а - Уровне откритием сиеда изза многократного рассеяния в пронице

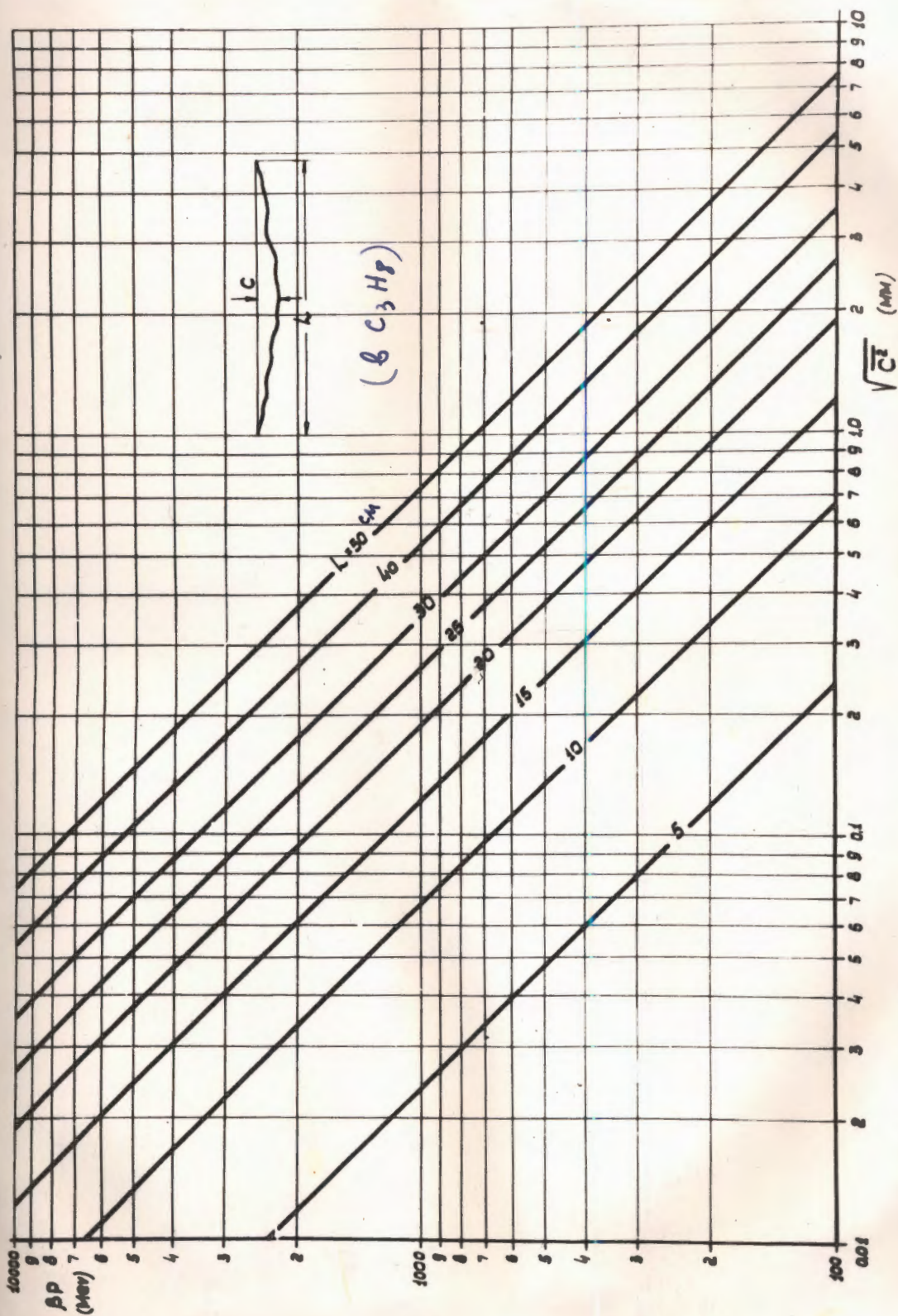


Рис. 56. Отклонение в среднем следа из-за многократного рассеяния в проходе.

Для первичных (пучковых) Π мезонов $\cos \alpha \approx 1$, $l \approx 50$ см
(если взаимодействия нет) и $(\frac{\Delta p}{p})_s \approx 6\%$.

Для большинства вторичных следов

$$(\frac{\Delta p}{p})_s = (10 \div 20)\%$$

Особенно большое влияние многократное рассеяние оказывает на останавливающиеся частицы *и.е.* частицы с малым импульсом.

На рисунке 6 показаны измеренные по кривизне импульсы частиц, останавливающиеся в камере.

Сплошные кривые - вычисленные по формулам импульс-пробег для Π^\pm , K^\pm мезонов и протонов. Из сравнения видно, что все точки имеют широкий интервал разброса и большинство измеренных импульсов имеет меньшее значение, чем импульс определенный по длине пробега до остановки. Этот факт объясняется тем, что в процессе измерения и расчета величины импульса мы берем только среднее значение и не учитываем ионизационных потерь в пропане. Ионизационные потери растут с уменьшением скорости частиц^{х)}

~~Умножив измеренный импульс на коэффициент 1,28-1,35, получим импульс, соответствующий длине пробега до остановки.~~

х) Связь между средним и начальным импульсом частицы, которая останавлилась в камере, можно учесть следующим образом

$$\bar{p} = \frac{\int_0^L p(l) dl}{L}, \text{ где } L - \text{ пробег частицы, но } p(l) \text{ выражается через остаточный пробег } p(l) = f(l), \text{ тогда}$$
$$\bar{p} = \frac{\int_0^L f(l) dl}{L} \quad \text{и} \quad \frac{p}{\bar{p}} = \frac{\int_0^L f(l) dl}{L f(l)}$$

практически для очень широкого интервала

$$p = (1,28 \div 1,35) \bar{p}$$

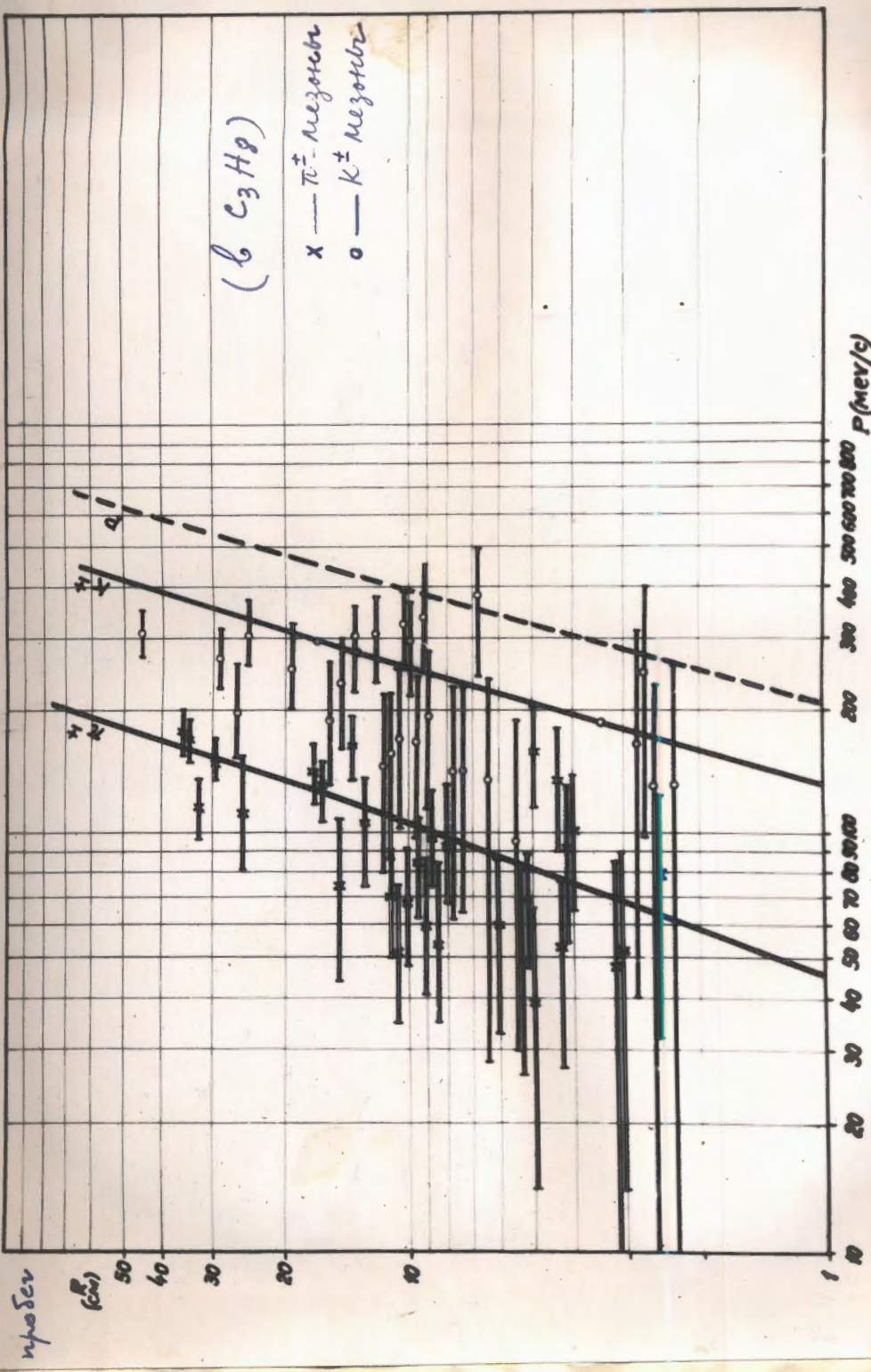


Рис. 6а. Зависимость количества мезонов π^+ и K^+ от потока первичных частиц при изотермическом режиме в камере. Кривые — теоретическая зависимость количества мезонов и потока средов в камере. Кривые — температурная зависимость количества мезонов и потока.

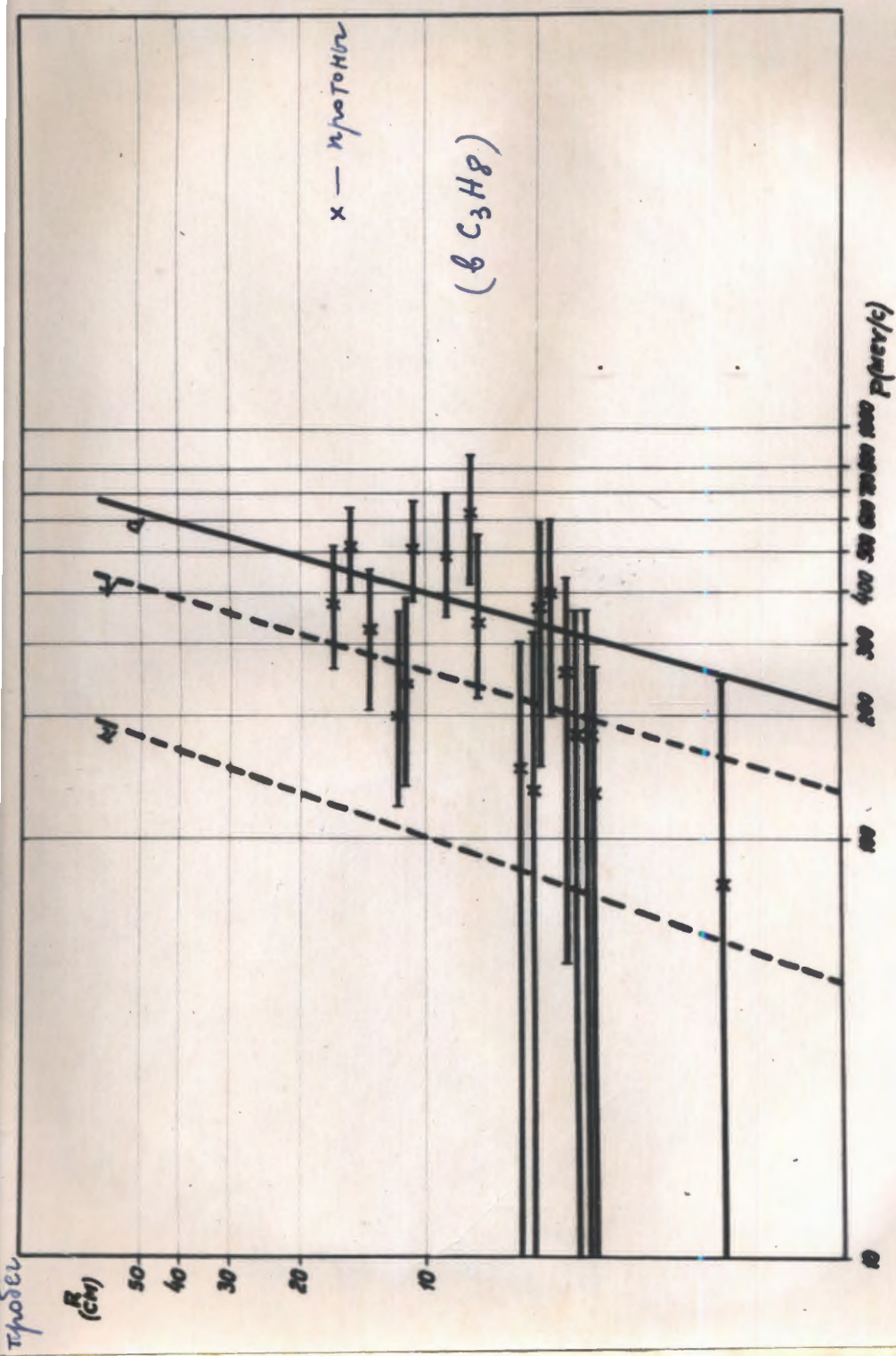


Рис. 6.6. Зависимость количества проб от протонов в пробе

(объяснение как на рис. 6.а)

~~Выводы из измерений~~
~~показывают, что~~
~~различия в~~

3) "Шум" пузырьков отдельно не определялись и входили в результат измерения вместе с " шумом"^{отсчета}. При измерениях на микроскопе визирный крест окуляра устанавливали не на центре отдельного пузырька, а на участке следа. Это снижало шум отдельных пузырьков. Расчет следа производился по методу наименьших квадратов с аппроксимацией кривизны следа параболой.

Ошибки в определении координат пузырьков при измерении на микроскопах (т.е. шум отсчета) были определены повторными измерениями.

для X 1,8 м
для y 2,6 м на пленке.

4). Применявшиеся нами формулы для расчета пространственных координат X, y, z являются приближенными [42]

$$X = \frac{B}{P} x_n, \quad Y = \frac{B}{P} y_n$$
$$Z = \left[\frac{B}{P} V - H_0 + d \left[1 - \frac{1}{\sqrt{n_g^2 + (n_g^2 - 1) \tan^2 \varphi_n}} \right] \right] \sqrt{n_g^2 + (n_g^2 - 1) \tan^2 \varphi_n}$$

где d = 58 мм, толщина нескомпенсированного стекла

B = 300мм, база, расстояние между оптическими осями.

V = 67,35 мм, расстояние от задней главной плоскости до пленки.

H₀ = 646 мм, эффективное расстояние от нижней плоскости стекла до передней гл.плоскости или плоскости центра зрачка объектива

n_г = 1,516, показатель преломления стекла марки К-8

n_п = 1,220 показатель преломления пропана в рабочих усло-

При измерениях на микроскопе пленки стереопары выставлялись по реперам.

Выражение для паралакса

$$\rho = x_1 + |x_{cp}| \frac{y_1}{y_{np}}$$

упрощалось $\rho = x_1 + |x_{cp}|$, т.к. y_1 полагаем равным y_{cp} .

Выражение для $tg^2 \varphi$ так же является приближенным. Однако все сделанные упрощения не ведут к грубым ошибкам, т.к. нам нужны не абсолютные величины x, y, z , а их относительные значения.

Как уже говорилось выше n_0 и n_{cp} были определены экспериментально по измерениям пузырьков и масштабов с известными значениями z . ~~Чтобы удостовериться, не зависима ли ошибка при измерениях, были проведены специальные, повторные измерения $\Delta x, \Delta y, \Delta z$, но при этом оказалось, что ошибки, определенные таким образом, меньше, чем при обычных измерениях реальных событий.~~

Тогда мы воспользовались результатами обычных двукратных измерений многочисленных ^{точек} взаимодействий и точек распада Λ и K^0 . Было сделано предположение, что координаты других точек измерения с такой же точностью (однако это предположение не является существенным, т.к. оно практически нигде не использовалось).

На рис. 7 приведено распределение $|\Delta x| = |x_1 - x_2|$, $|\Delta y| = |y_1 - y_2|$ и $\Delta z = |z_1 - z_2|$, где индексы 1 и 2 относятся к первому и второму измерениям. Считая, что все измерения сделаны с одинаковой точностью (усредняя по всем измерениям и всем измерителям) получаем следующие выражения для дисперсии x)

x) Мы благодарим Подгорецкого М.И. за обсуждения по этому вопросу.

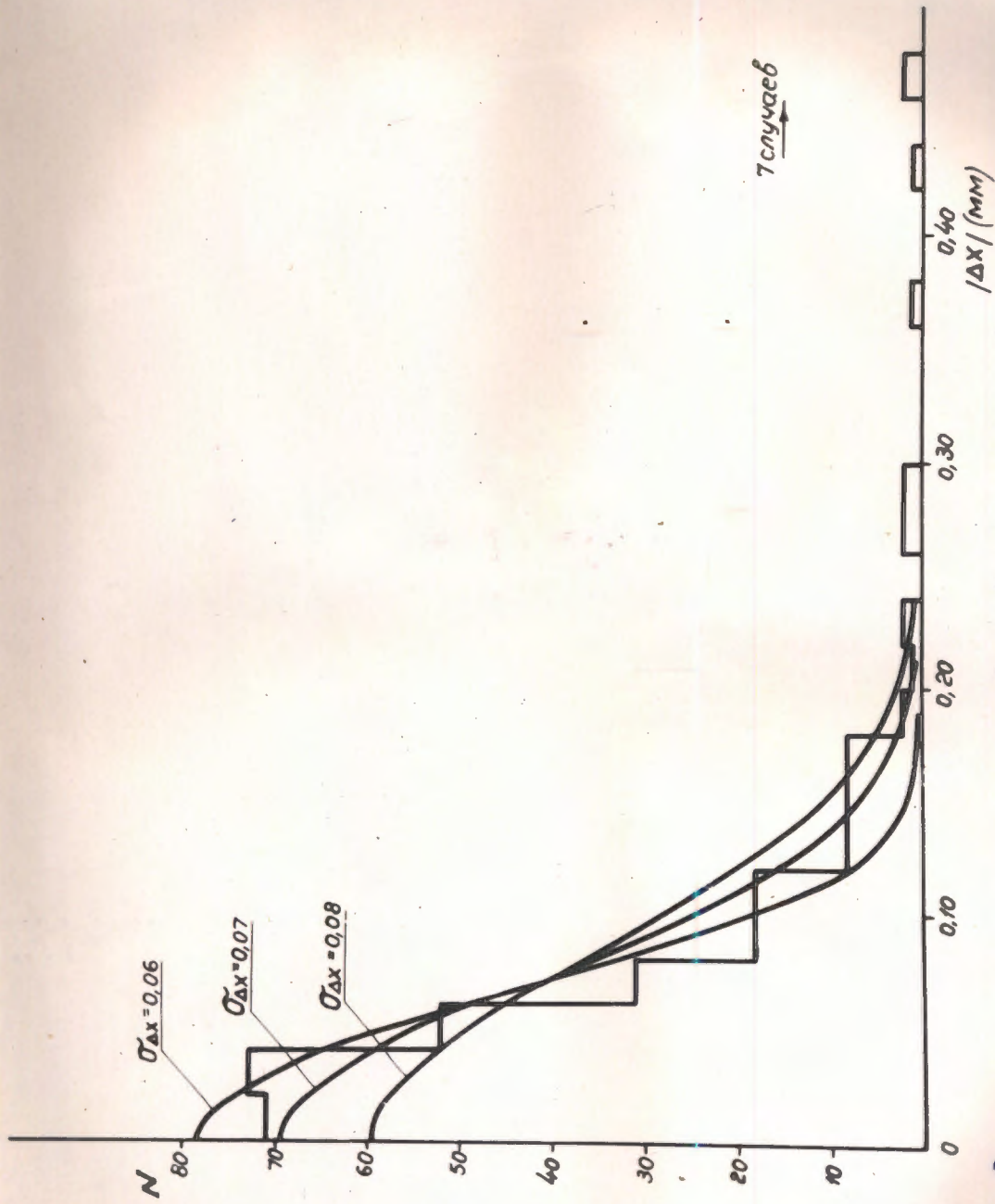


Рис. 7а - Распределение абсолютных значений разности пространственной координаты X при 2-х кратной изверении

Кривые - распределение Гаусса с разными дисперсиями.

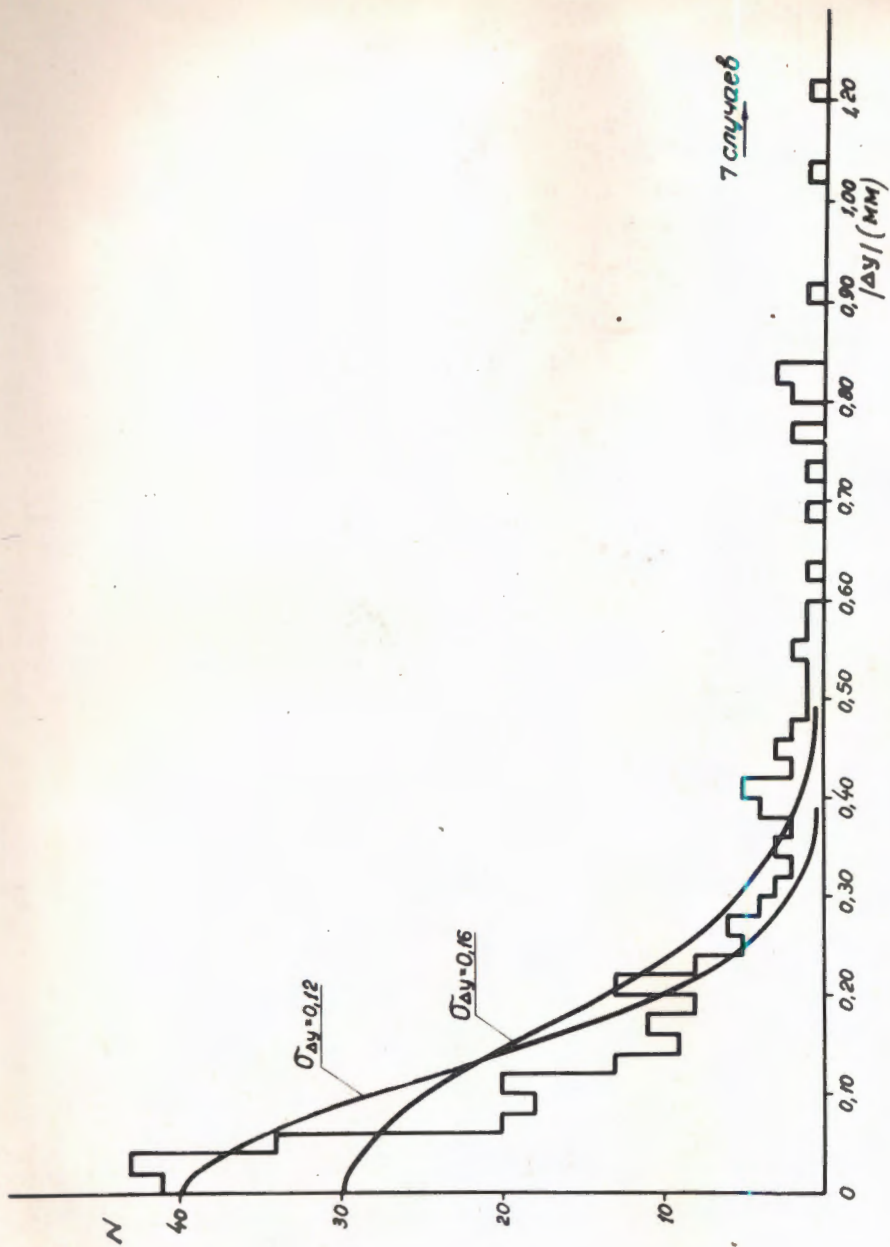


Рис 7б. Распределение $|\Delta y|$ при 2х кратной изнерении

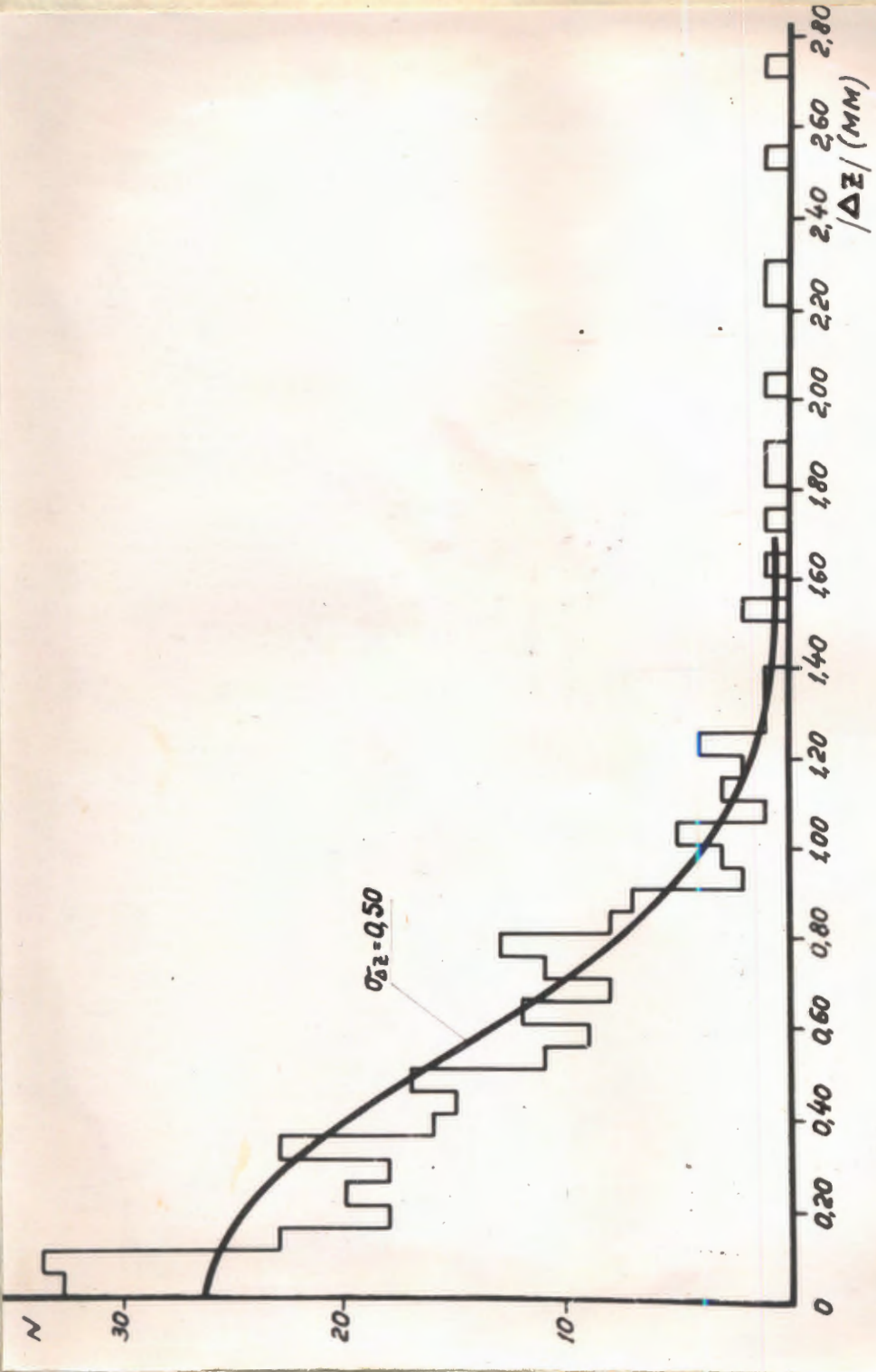


Рис. 7 с -

Рис. 7с - Распределение $|\Delta Z|$ при ΔX кратном измерению.

$$\Delta_{\Delta x_1} = \Delta_{x_1} + \Delta_{x_2} = 2\Delta x \quad , \text{ откуда}$$

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{\Delta_{\Delta x_1}}{2}} \quad , \text{ аналогично}$$

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{\Delta_{\Delta y_1}}{2}}$$

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{\Delta_{\Delta z_1}}{2}}$$

Как видно из рис.7, распределения $|\Delta x|$, $|\Delta y|$ и $|\Delta z|$ не является точно нормальными распределениями с определенными дисперсиями. Это вполне понятно, т.к. предположение об одинаковой точности измерений - приближенно. Необходимо так же заметить, что имеется (2-3)% измерений с очень большой ошибкой. При более подробном анализе оказалось, что такие ошибки были результатом либо неправильных записей, либо неверной установки пленок и т.д. Поэтому мы не включили их в расчет дисперсии. Итак, на основе около 300 случаев найдено:

$$\sigma_x = 0,064 \text{ мм}$$

$$\sigma_y = 0,167 \text{ мм}$$

$$\sigma_z = 0,396 \text{ мм}$$

В эти ошибки так же входят и ошибки в установке реперных точек (крести и черточки).

Для наших целей более важно знать величину ошибки в определении "относительных координат", т.е. относительное расположение точек. С этой целью мы рассмотрели ошибки в измерениях проекций для распада Λ^0 и K^0 на оси x, y, z .

На рис.8 даны распределения

$$|\Delta L_x| = |L_{1x} - L_{2x}|$$

$$|\Delta L_y| = |L_{1y} - L_{2y}|$$

$$|\Delta L_z| = |L_{1z} - L_{2z}|$$

, где индексом 1 и 2 относятся так же к первому и второму измерениям

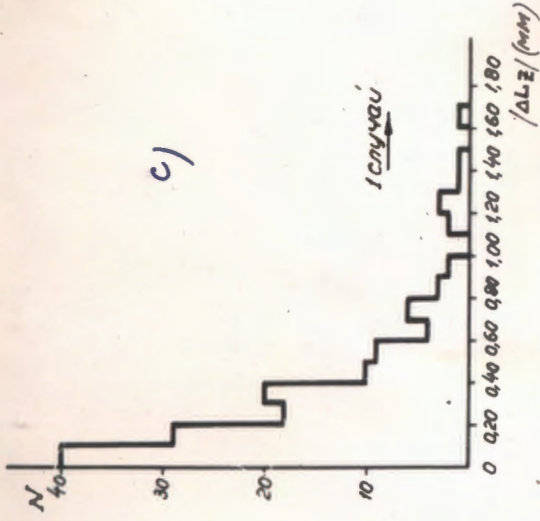
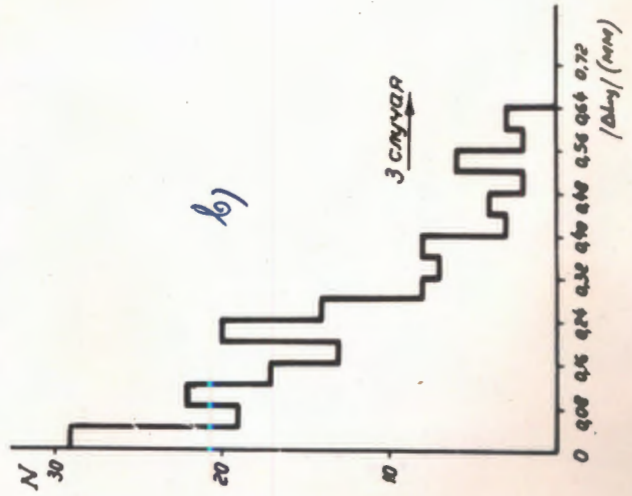
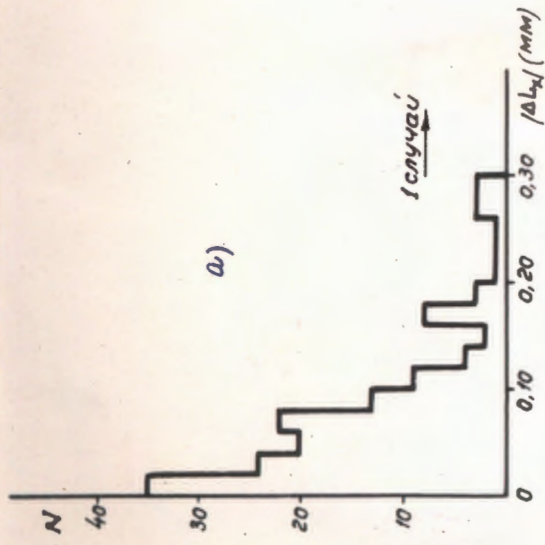


Рис. 8. - Распределение $|\Delta L_x|$; $|\Delta L_y|$ и $|\Delta L_z|$ при 2х кратном измерении. L_x , L_y и L_z — проекции длины образца в°-растущей на оси X, Y, Z.

$$L_x = X_A - X_0$$

$$L_y = Y_A - Y_0$$

$$L_z = Z_A - Z_0$$

где X_0, Y_0, Z_0 - координаты точек рождения, X_A, Y_A, Z_A - координаты точек распада

Λ^0 и K^0 , как и выше, мы получили

$$\sigma_{L_x} = \sqrt{\sigma_{\Delta L_x}^2} / 2$$

$$\sigma_{L_y} = \sqrt{\sigma_{\Delta L_y}^2} / 2$$

$$\sigma_{L_z} = \sqrt{\sigma_{\Delta L_z}^2} / 2$$

На основе 180 случаев найдено

$$\sigma_{L_x} = 0,071 \text{ мм}$$

$$\sigma_{L_y} = 0,178 \text{ мм}$$

$$\sigma_{L_z} = 0,330 \text{ мм}$$

Сравнивая $\sigma_x(\sigma_y, \sigma_z)$ и $\sigma_{L_x}(\sigma_{L_y}, \sigma_{L_z})$, видим, что $X_0(Y_0, Z_0)$ и $X_A(Y_A, Z_A)$ не являются независимыми. В действительности имеем

$$|\Delta L_x| = |\Delta X_A - \Delta X_0|, \text{ отсюда}$$

$$\sigma_{\Delta L_x}^2 = \sigma_{\Delta X_A}^2 + \sigma_{\Delta X_0}^2 - 2 \overline{\Delta X_A \cdot \Delta X_0}$$

или

$$\sigma_{L_x}^2 = 2\sigma_x^2 - \overline{\Delta X_A \cdot \Delta X_0}$$

$$(\text{т.е. } \sigma_{\Delta X_A} = \sigma_{\Delta X_0} = 2\sigma_x, \sigma_{\Delta L_x} = 2\sigma_{L_x}).$$

Если X_0 и X_A являются независимыми, тогда $\overline{\Delta X_A \cdot \Delta X_0} = 0$

и должно быть:

$$\sigma_{L_x} = \sqrt{2} \sigma_x$$

$$\sigma_{L_y} = \sqrt{2} \sigma_y$$

$$\sigma_{L_z} = \sqrt{2} \sigma_z$$

, но это не имеет места

в нашем случае.

Эта зависимость может быть объяснена как систематическое отклонение координат всех измеренных точек из-за смещения реперных точек.

На основе знания ошибок в измерении координат можно вычислить ошибки в измерении углов. Однако для практических целей их более удобно получать прямо из измерений, хотя при этом имеет место усреднение по всем измерениям вне зависимости от направлений сторон углов ^{x)}. Углы между двумя заряженными частицами могут быть определены точнее, чем между заряженными частицами и направлением нейтральной частицы, т.к. на следах заряженных частиц измеряется (8±20) точек, в то время как направление нейтральной частицы определяется только двумя точками (точка рождения и точка распада). Подавляющее большинство следов заряженных частиц имеет длину более 5 см и ошибки в измерении углов между следами слабо зависят от их длины. Напротив, ошибки в измерении углов между направлением нейтральной частицы и направлением продуктов ее распада сильно зависят от длины распада V^0 -частицы. Метод определения ошибок в измерении углов такой же, как для определения ошибок в измерении координат.

На рис. 9 показано распределение $|\Delta\theta| = |\theta_1 - \theta_2|$, где θ_1 и θ_2 углы разлета заряженных продуктов распада V^0 -частицы в первом и втором измерениях. Как и раньше, имеем

$$\sigma_\theta = \sqrt{\frac{2|\Delta\theta|^2}{2}}$$

На основе 300 случаев мы получили

$$\sigma_\theta = 34'.$$

На рис. 10 представлено распределение $|\Delta\theta_{\pm}| = |\theta_{\pm 1} - \theta_{\pm 2}|$ в зависимости от длины распада V^0 -частицы L_{V^0} , где $\theta_{\pm} (\theta_{\pm})$ - углы между V^0 частицей и ее положительным (отрицательным) продуктом распада. Индексы 1 и 2 относятся к

x) Ошибки в измерении углов должны зависеть от направления сторон углов, т.к.

$$\sigma_x \neq \sigma_y \neq \sigma_z$$

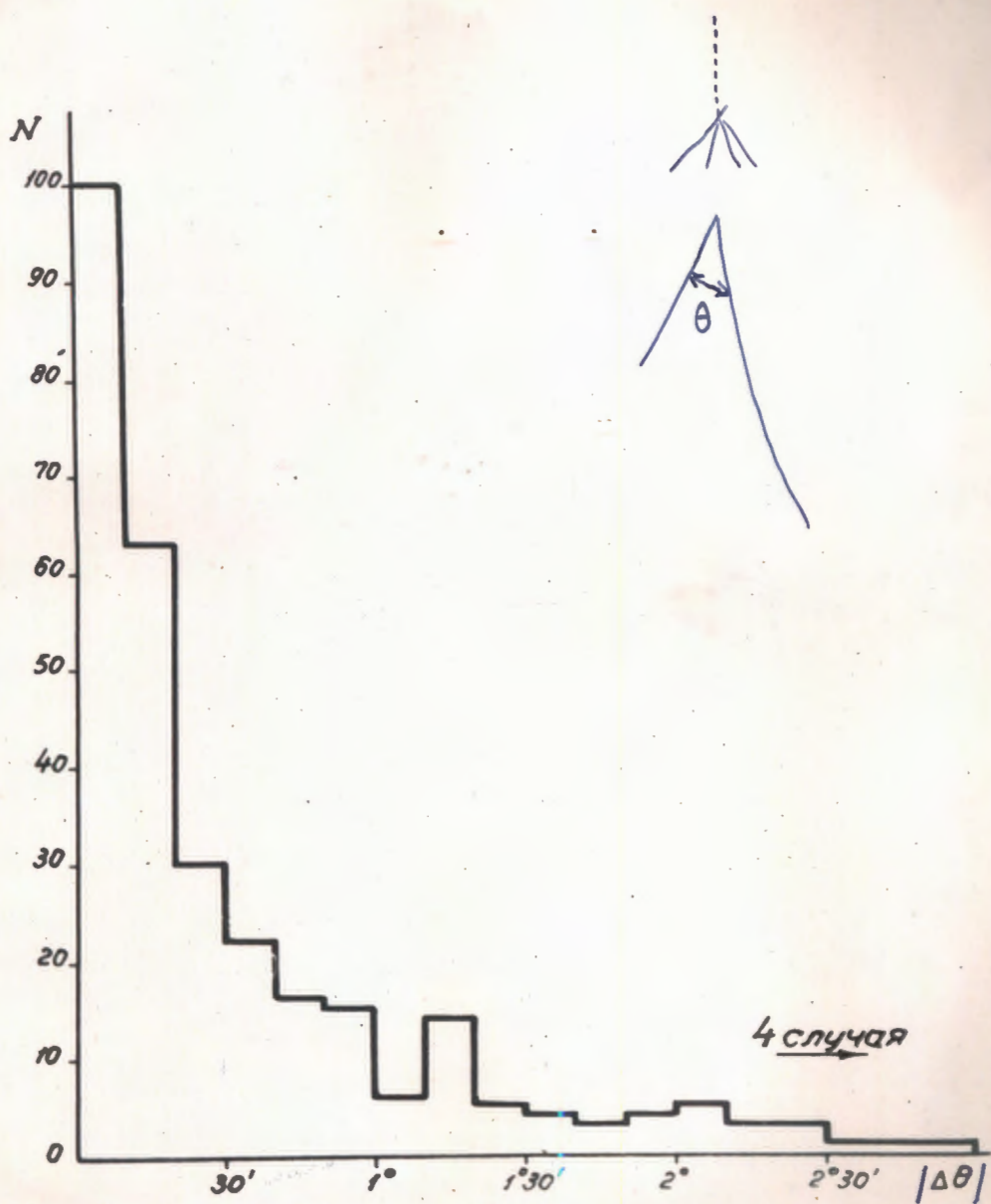


Рис. 9- Распределение абсолютных значений разности угла θ между положительной и отрицательной частицей от распада V^0 частицы при 2-кратном измерении.

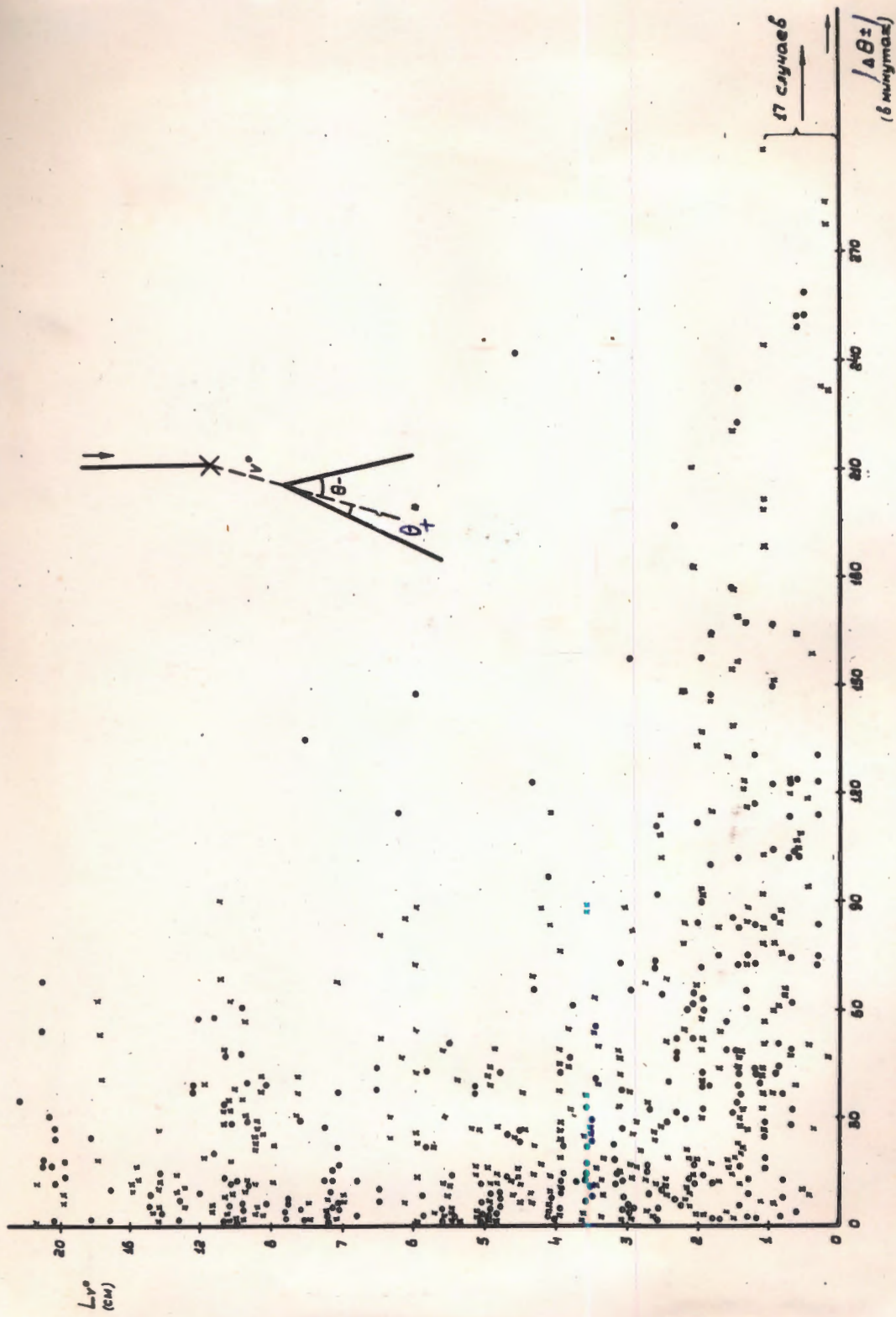


Рис. 10. $|\Delta\theta \pm|$ в зависимости от длины пробега (L_p) в направлении при
 2-х кратном измерении

первому и второму измерению. На основе этого распределения (600 случаев) можно вычислить $\sigma_{\theta \pm}$ в зависимости от L_{v^0} . Результаты этих вычислений изображены на рис. II. Значения σ_{\pm} хорошо аппроксимируются формулой

$$\sigma_{\theta \pm} = \sqrt{\left(\frac{90}{L_{v^0}}\right)^2 + (25)^2} \quad (\text{в минутах}),$$

где L_{v^0} - длина распада v^0 - частицы в см.

Первый член - это ошибка, вызванная неточностью в определении направления v^0 - частицы (она обратно пропорциональна длине распада), а второй член - ошибка, вызванная неточностью в определении направления заряженной частицы (она равна 25 минутам). Следует так же заметить, что в вычислении как σ_{θ} , так и $\sigma_{\theta \pm}$, отклонение от "истинного угла" из-за многократного рассеяния не было полностью учтено. Когда частица имеет малый импульс и достаточно большую длину следа, отклонения из-за многократного рассеяния становятся заметными. Эти отклонения необходимо учитывать. Ошибки в измерении импульсов заряженных частиц так же влияют на σ_{θ} и $\sigma_{\theta \pm}$, но их мы уже учли, включив в сам процесс определения σ_{θ} и $\sigma_{\theta \pm}$.

Мы считаем, что ошибка в измерении угла ζ , характеризующего компланарность события, может быть выражена приближенной формулой

$$\Delta \zeta \approx (1+2) (\Delta \theta_{\pm})_{\max}.$$

На рис. 12 изображено распределение углов ζ для $\sim 800 v^0$ -событий.

Точность измерения в целом была проверена на разном материале (в разных работах):

1) При изучении упругого πp рассеяния [33] было построено распределение экспериментальных точек по углам рассеяния Π^+ мезонов θ_{π^+} и углам рассеяния протонов θ_p . Все точки

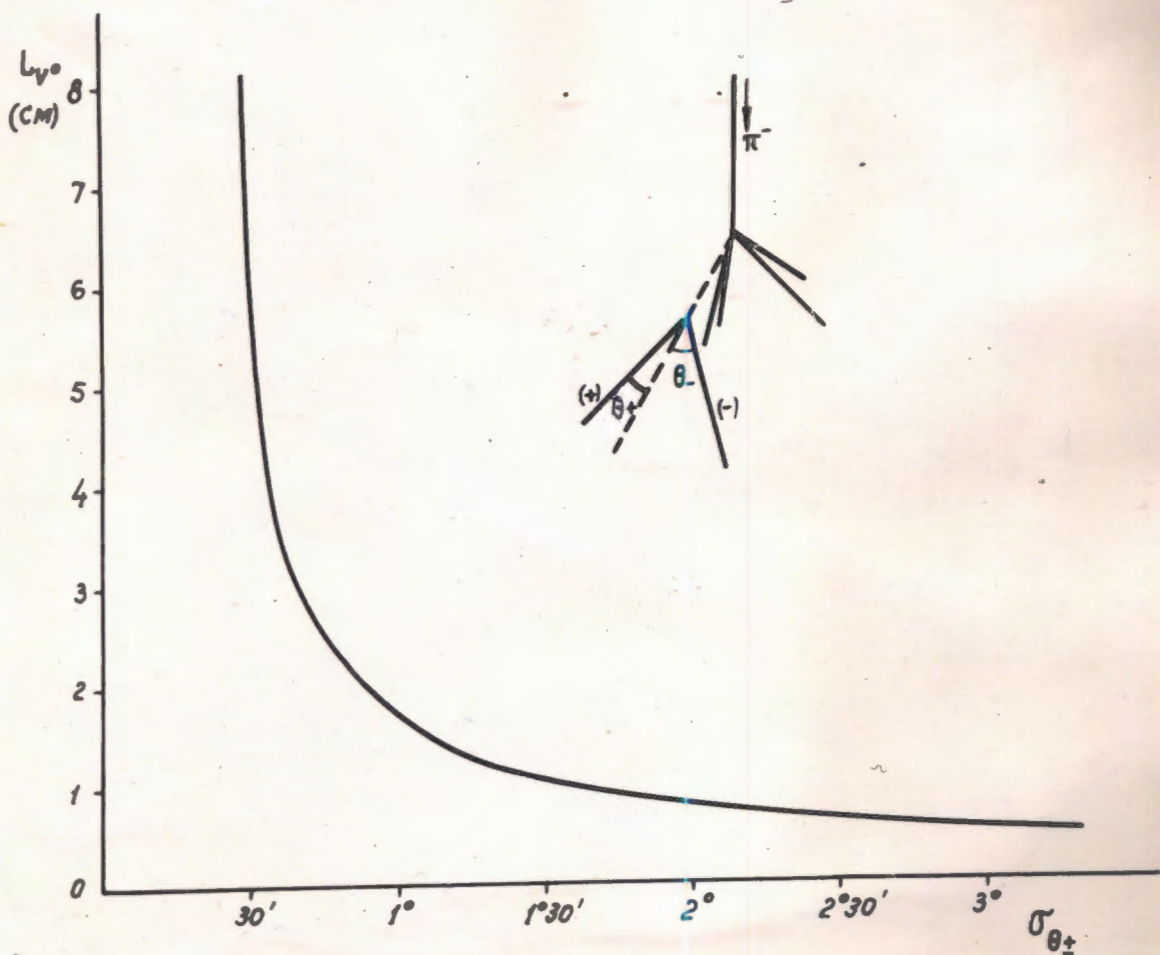


Рис. 11 -

Средне-квадратичная ошибка в измерении θ_{\pm}
 в зависимости от длины распада ν^0 -частицы

~~хорошо~~ хорошо группируется около кривой, рассчитанной из кинематики упругого πp - рассеяния для π^- мезонов с импульсом $6,8 \text{ Bev/c}$ (рис.13) В последствии были измерены импульсы первичных π^- мезонов, оказалось, что средний импульс равен $6,8 \text{ Bev/c}$ (с попуширитой $0,6 \text{ Bev/c}$)

Распределение измеренных в камере пучковых частиц изображено на рис.14,

2) Были специально отобраны случаи распада остановившихся в камере K^+ мезонов. Остановки K^+ определялись по ионизации и зависимости импульса от пробега. Измерялись импульсы положительных частиц от распада K^+ . Импульсное распределение продуктов распада K^+ дано на рис.15. Распределение содержит как μ^+ мезоны от распада $K_{M_2}^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ ($P_{\mu^+} = 236 \text{ MeV/c}$), так и π^+ мезоны от распада $K_{M_2}^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ ($\pi^+ = 205$). Известно, что $\frac{W(K_{M_2})}{W(K_{M_1})} = 1/3$, и мы можем построить теоретические кривые (кривые а, в, с) и сравнить их с экспериментальным распределением. Хорошее совпадение получается при следующих параметрах

$$P_{\mu^+} = 234 \pm 5 \text{ MeV/c} \quad (15 \text{ случаев})$$

$$P_{\pi^+} = 198 \pm 9 \text{ MeV/c} \quad (5 \text{ случаев}),$$

что в пределах ошибок согласуется с $P_{\mu^+} = 236$ и

$$P_{\pi^+} = 205. \quad \text{MeV/c}$$

К сожалению, мы имеем очень малую статистику и не можем сделать более точного сравнения.

3) Было построено распределение (рис.16а)

Q - значения Λ^- гиперонов, рассчитанное на основе измерения импульсов протонов P_+ , π^- мезонов P_- и углов θ между ними.

$$Q = \sqrt{2 \left[(P_+^2 + M^2)^{1/2} (P_-^2 + \mu^2)^{1/2} - P_+ P_- \cos \theta \right] + M^2 + \mu^2 - (M + \mu)},$$

где M и μ - массы протона и π^- мезона.

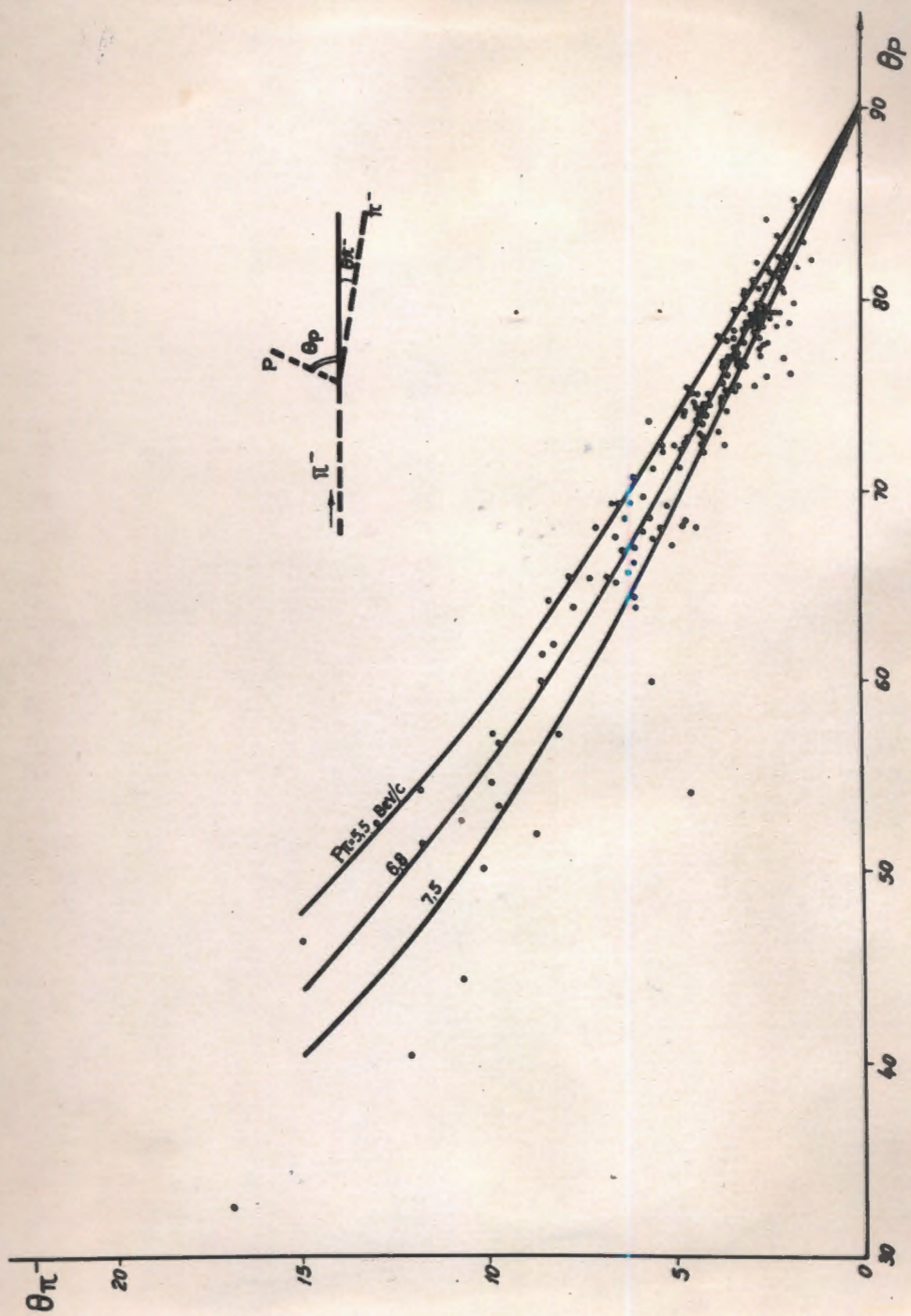


Рис. 13. Угловая корреляция в пр. упругой рассеянии [33]
 (Обозначения см. из рисунка).

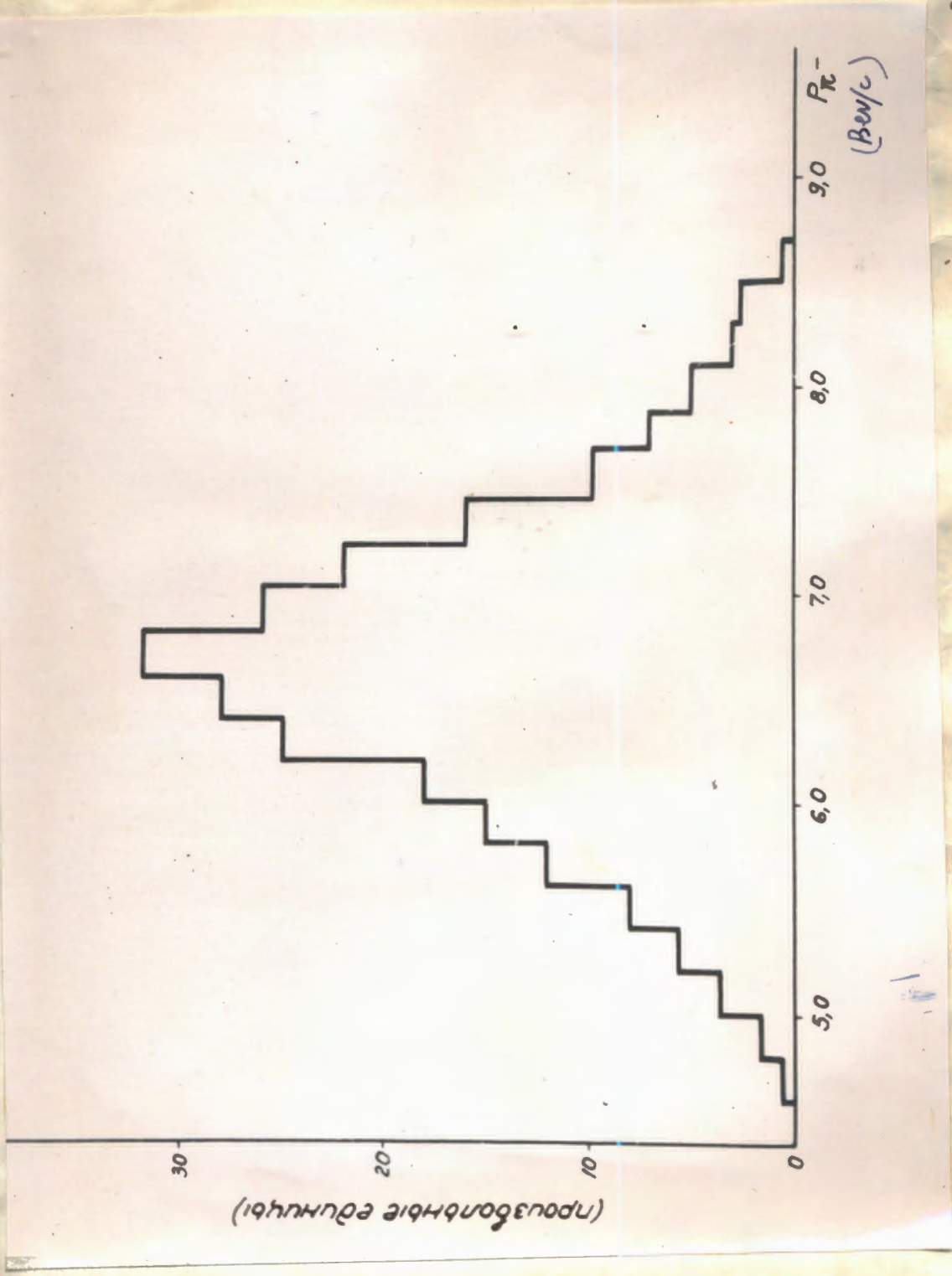


Рис. 14 - Умножитель спектра первичных π -квантов (118 средов) [33]

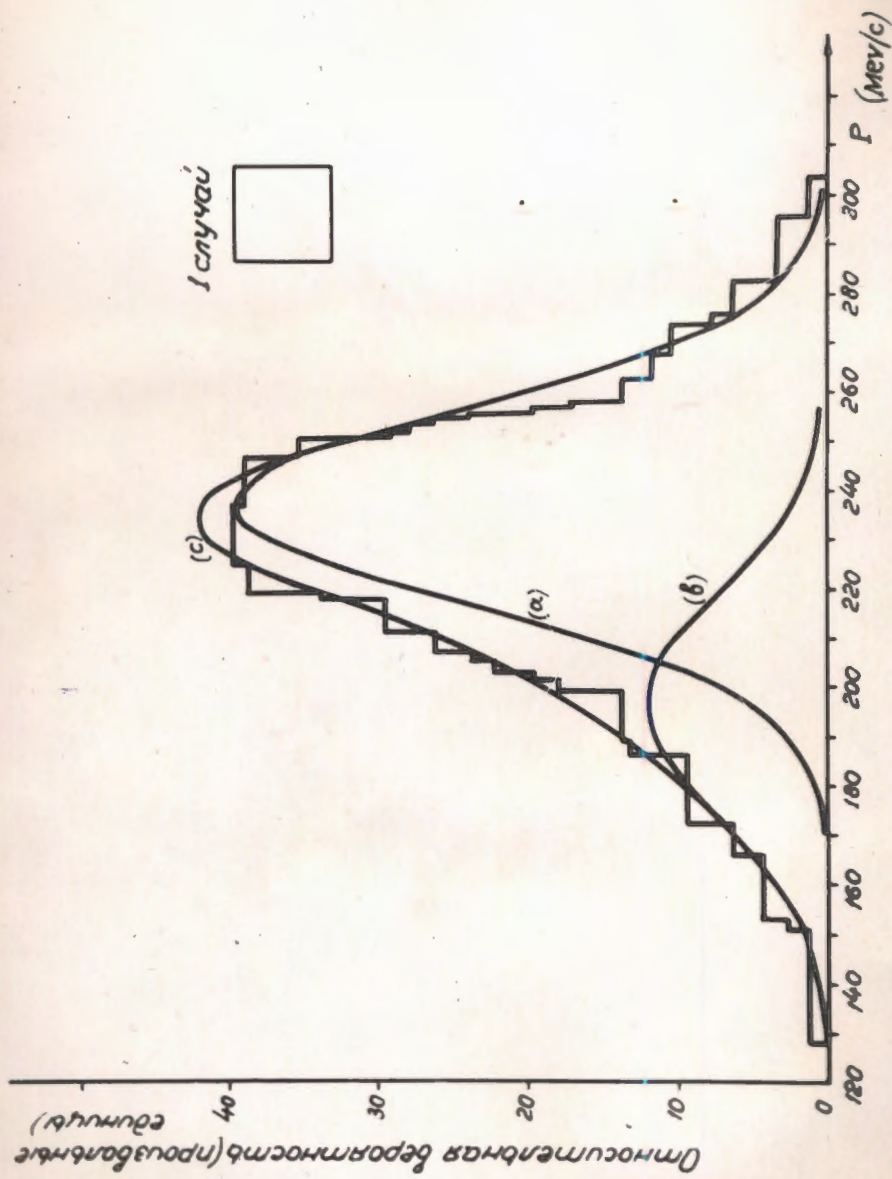


Рис. 15. Однограммы и многограммы для распределения частиц от распада K^+ -мезонов, оставшихся в камере. Кривая (a) — Теоретическое ипунное распределение π^+ -мезонов от распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu$; (b) — распределение π^+ -мезонов от распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$; (c) — суммарное распределение.

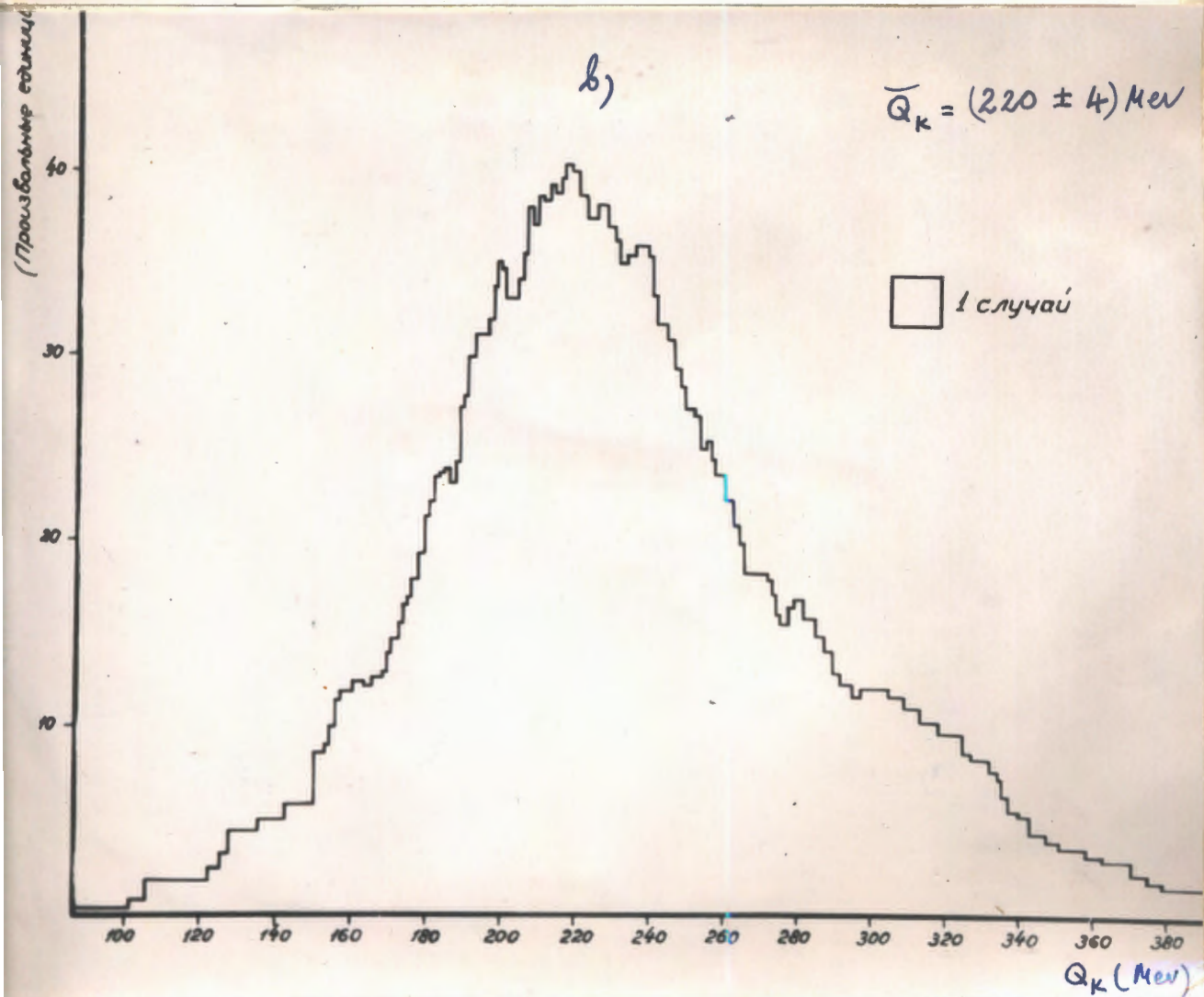
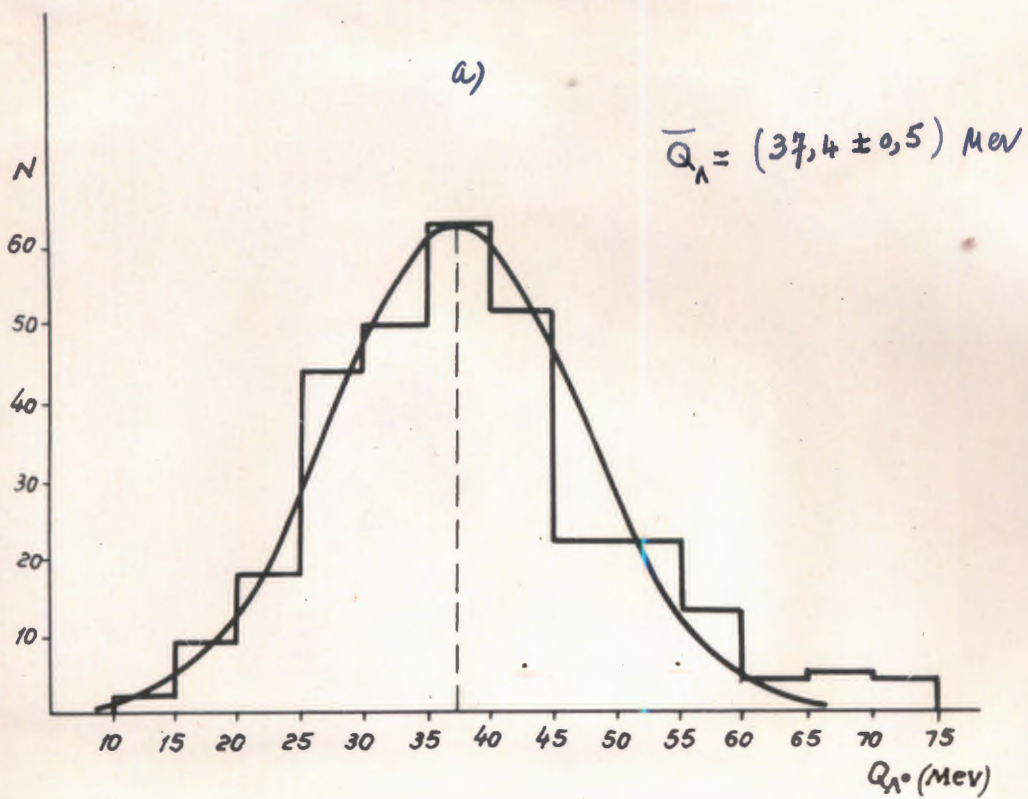


Рис. 16. Распределение Q -значений

а) Λ -гиперонов (308 событий)

б) K^0 -мезонов (117 событий)

Сплошная кривая является Гауссовым распределением с отклонением $\sigma = 9,6 \text{ мэв}$. Полученное экспериментальное распределение $Q = (37,38 \pm 0,55) \text{ мэв}$ хорошо согласуется со значением $(37,56 \pm 0,15) \text{ мэв}$, приведенным в работе [43].

Однако следует отметить, что Q — значение мало чувствительно к ошибкам в импульсах. В нашей работе при систематической 10% ошибке в измерении импульсов среднее значение Q смещается всего на (2-3) мэв. На рис 165 представлено распределение $Q_n (Q_n = 220 \pm 9) \text{ MeV}$

Итак, все эти проверки еще раз показывают, что систематических ошибок либо нет, либо, если они и есть, они много меньше, чем другие случайные ошибки.

Б. Неоднородность и неопределенность магнитного поля влияет на точность измерения импульсов частиц. Однако неоднородность магнитного поля в нашем эксперименте не превышала $\pm 3\%$ от среднего значения для всего рабочего объема камеры. В неопределенность $\pm 3\%$ входит так же неточность измерения поля, т.к. наши приборы позволяли делать измерения магнитного поля с ошибкой около 1%. Неточность измерения поля и неопределенность по всему рабочему объему камеры влияют на величину импульса гораздо меньше, чем ошибка в измерении импульса, обусловленная многократным рассеянием частиц в пропане. Поэтому специальная коррекция на неопределенность магнитного поля для разных частей камеры не проводилась.

Величина поля контролировалась по току. Стабилизирующее устройство поддерживало ток постоянным, отклонения не превышали 0,1%. С такой же точностью поддерживался ток в поворотном магните. Величина тока в поворотном магните определена при прощупывании пучка с помощью токонесущей иглы для выбранного импульса и направления.

в. Проверка кривой пробег-энергия. Пробег заряженных частиц в пропане рассчитывался по теоретическим формулам [40].

Для электронов (позитронов)

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi \frac{N_2}{A} r_e^2 \left\{ \ln \left(\frac{\pi^2 m_e^2}{(1-\beta^2)^{3/2} I^2} \right) - a \right\}, \text{ где}$$

$$\beta \approx 1$$

$$a = 2,9 \quad \text{для } e^-$$

$$a = 3,6 \quad \text{для } e^+$$

Для других частиц $\mu^\pm, \pi^\pm, K^\pm, \rho^\pm, \Sigma^\pm, \Xi^\pm$

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{N_2}{A} r_e^2 \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \beta^2}{(1-\beta^2) I^2} \right) - \beta^2 \right]$$

и пробег равен

$$L(E) = \int_0^E \frac{dx}{dE} dE \quad \text{в см}^2$$

E - кинетическая энергия рассматриваемой частицы.

Для пропана

$$C_3H_8 \quad \bar{Z} = 2,36$$

$$\bar{A} = 4,0$$

$$I \approx 13,55 \bar{Z} = 32,0 \text{ эВ}$$

$$\rho = 0,43 \text{ г/см}^3.$$

С учетом характеристик пропана получим для e^\pm :

$$-\frac{dE}{dx} = 0,211 \left[\ln \left(\frac{2,52 \cdot 10^9}{(1-\beta^2)^{3/2}} \right) - a \right] \text{ мэВ/см} \quad (\beta \approx 1)$$

для других частиц

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{0,421}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{3,19 \cdot 10^4 \beta^2}{1-\beta^2} \right) - \beta^2 \right] \text{ мэВ/см}.$$

Кроме приближенного ~~результата~~ связанного с выводом формул, мы

так же внесли некоторую ошибку в значения I, ρ , т.к. не знаем их точно и не делали поправки на эффект экранирования.

Мы оценили, что несмотря на приближенный характер расчетов,

импульс частиц может определяться с точностью $\pm 5\%$. Для проверки

расчетов энергия- пробег были отобраны и рассчитаны массы

τ - мезонов и Λ - гиперонов, когда все продукты их распада остаются в камере.

$$M_{\tau} = (493,6 \pm 0,5) \text{ мэв}$$

$$M_{\Lambda} = (1116,1 \pm 0,8) \text{ мэв.}$$

В ошибку M_{τ} входит только неточность в измерении длины пробега частиц в камере. В ошибку M_{Λ} входит еще и неточность в измерении углов разлета π^{-} и протона.

По данным [43]:

$$M_{K^{\pm}} = (493,9 \pm 0,2) \text{ мэв}$$

$$M_{\Lambda} = (1115,36 \pm 0,14) \text{ мэв.}$$

Видно, что результаты являются вполне удовлетворительными, несмотря на приближенный характер расчета кривой пробег-энергия.

У. РАСЧЕТЫ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ

Вычисления пространственных координат, углов, импульсов, а так же расчеты кинематики событий и т.д. проводились на электронно-счетных машинах "Урал", "Киев" и "М-20". Программа создавалась в процессе работы. Поэтому расчеты проводились по трем отдельным программам [44]. Рассмотрим их более подробно:

1) Первая программа позволяет вычислять только характеристики отдельного следа: пространственные координаты x, y, z измеренных точек, радиус кривизны следа R , ошибку в определении радиуса кривизны $\frac{\Delta R}{R}$, импульс частицы P и направляющие косинусы ℓ, m, n в начале или в конце следа.^(u)

Радиус кривизны следа рассчитывался по методу наименьших квадратов, проекция следа на плоскость xy аппроксимировалась параболой. Это упрощает расчет, но зато приводит к дополнительной ошибке в R . На рис. 17 приводится относительная

ошибка R параболы $\frac{R}{R}$ округности 100% в зависимости

от R и длины следа L .
для большинства случаев $\frac{L}{R} \leq 0,2$.
Так как в нашей камере $\frac{L}{R} \leq 0,2$, то видно, что ошибка не превысит 1%. Но если камера ~~будет~~ будет иметь большой размер, то тогда такая аппроксимация недопустима, ~~и~~ ^и необходимо учитывать и потери энергии частицей на ионизацию и неоднородность магнитного поля в эффективной области камеры.

Ниже мы приводим пример расчета ~~аппроксимации~~ по первой программе на электронно-счетной машине "Урал", "Киев" и "И-20".

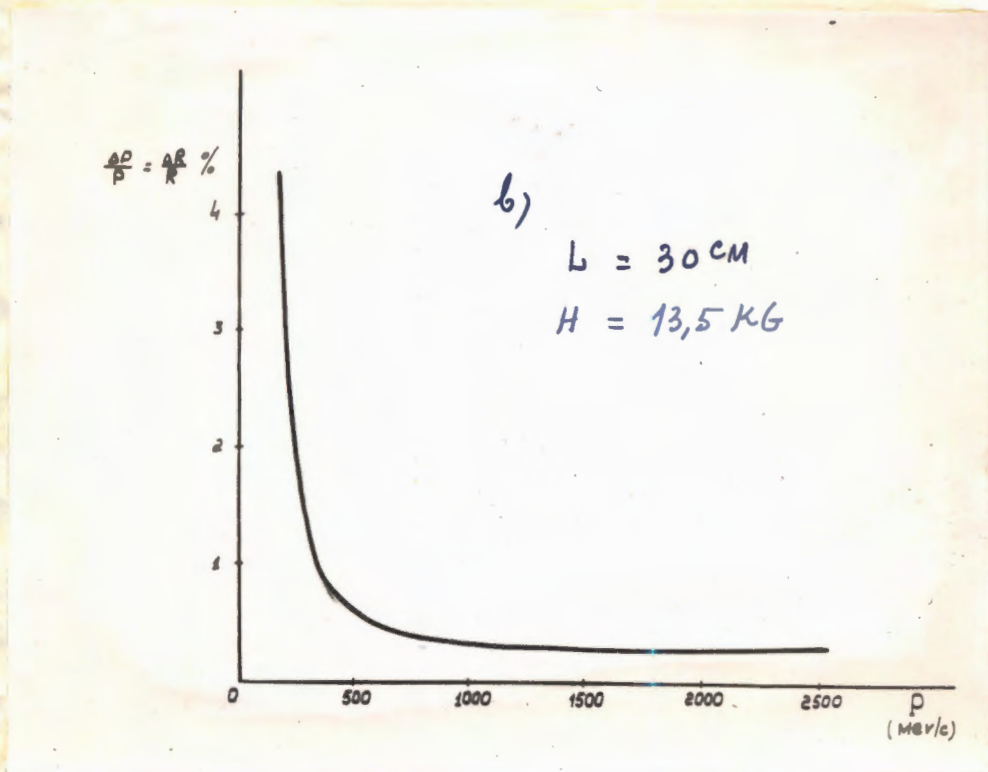
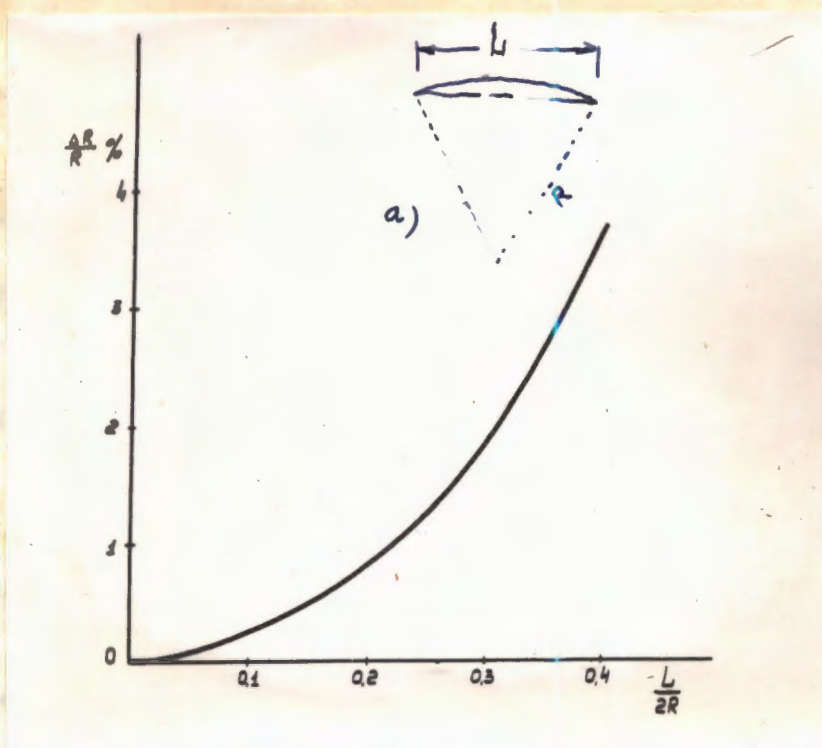


Рис. 17- Относительная ошибка радиуса кривизны следа при аппроксимации следа параболой вместо окружности

a) $\frac{\Delta R}{R} \sim \frac{L}{2R}$

b) $\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta p}{p} \sim \frac{1}{p}$ при длине следа $L = 30 \text{ cm}$.

"Урал I" - первая программа

Результаты расчета
на электронно-счетной
машине "Урал I"

Пояснения к полученным
результатам

299077030	NN	пленки (299)	кадра (077)	следа (3)
073363182	X_n	7,3 см	(начальная точка)	
-162278606	Y_n	-16,2 см		
005508742	Z_n	5,5 см		
.....	⋮			
.....				
.....				
048240138	X_g			
-092136926	Y_g			
002949746	Z_g			
.....	⋮			
.....				
.....				
029997182	X_k	} Конечная точка		
-030128666	Y_k			
000772914	Z_k			
300000000	-----	порядок		
120411382	R	120,4 см	(радиус кривизны) $R = \frac{1}{2a}$	
-300000000	-----	порядок		
154093240	σ_a	0,000154 см ⁻¹		
-100000000	-----	порядок		
371091598	$\frac{\sigma_a}{a}$	0,037 (3,7%)		
300000000	-----	порядок		
119384280	X_c	119,4 см	} центр окружности	
200000000	порядок			
278605658	Y_c	27,9 см		
-000000000	-----	порядок		
341074768	$tg \alpha$	0,34	(α - угол наклона следа)	
300000000	-----	порядок		
515251480	P	- 515,3	Мев/с (импульс)	
322814404	n_n	-0,32	} направляющие косинусы следа в начальной точке	
346549958	l_n	-0,34		
-880734912	m_n	+0,88		



"Киев" - первая программа

результаты расчета
машины "Киев"

Пояснения к полученным
результатам

I4608I0200
9684567940
2I8I2I4440
-9499I99902
39448I3202
- I187I87703
II5362II43
- 2739I2974I
I2I3599440
- 4843388303
9504862440
2864636840
I204759940

NN
m_k
l_k
x_i
y_c
R
σ_a
σ_α
tg α
P
m_n
l_n
n_n

плёнки (146) кадры (081) следа (2)

предпоследняя

цифра: знак порядка,

0 соответствует +

4 -

Последняя цифра:

порядок чисел

I86772II33

x_n

.....

.....

I959248I49

x_i

.....

.....

2082632079

x_n

5I8977I89

y_n

.....

838I73347

y_i

.....

.....

I336285986

y_k

запятая на втором месте слева

запятая на 3-ем месте слева.

28370296

z_n

.....

.....

24414999

z_i

.....

.....

18080919

z_k

Запятая на 3-ем месте слева

"М-20" первая программа.

Результаты расчета на
машине "М-20"

Пояснения к полученным
результатам

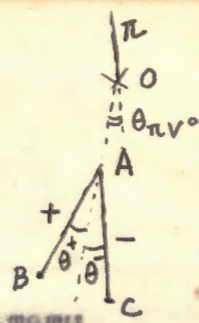
Результаты расчета на машине "М-20"	Пояснения к полученным результатам
++02 141202050	<p>пленки (141) кадра(202) следа (5)</p>
++03 177811334	
++01 142453731	
++03 190513690	
++04 323125527	
++01 123119711	
++01 543690969	
++03 772720035	
++01 542897136	
++00 998248616	
++01 235016236	<p>1-й знак слева - ничего не обозначает.</p>
++02 126493029	
.....	<p>2-ой знак - знак числа (положительный или отрицательный)</p>
++02 127004303	
.....	<p>3-ий знак - знак порядка</p>
++02 122778659	
.....	<p>Следующие две цифры - число порядка</p>
++01 305945197	
.....	<p></p>
.....	
++00 969872884	<p></p>
.....	
.....	<p></p>
++02 141322887	
.....	<p></p>
++01 618548505	
.....	<p></p>
++01 591913785	
.....	<p></p>
++01 524653412	
.....	
.....	

Прежде чем использовать результаты первой программы в дальнейших расчетах, необходимо проверить их правильность, т.к. в самой программе не предусмотрена проверка обнаружения излома следа, проверка на $(\ell^2 + m^2 + n^2 = 1)$. Иногда машина неправильно печатает значения направляющих косинусов, иногда неверно считает. При проверке делается сравнение значений $\frac{\sigma_a}{a} \approx \frac{\Delta R}{R}$, полученных с машины, со значениями $\frac{\Delta R}{R}$ из графика. (см. [44]) Если $(\frac{\Delta R}{R})$ сосчитанное $> (\frac{\Delta R}{R})$ из графика, тогда производится более подробный анализ для выяснения причин расхождения: неверные измерения, излом следа из-за взаимодействия частицы, неверно сосчитала счетная машина и т.д. В зависимости от причин ищется заключение - нужно ли перемерять весь след или только до излома или после излома, нужно ли производить расчет заново и т.д. При нормальной работе электронно-счетной машины проверку $\ell^2 + m^2 + n^2 = 1$ можно не делать. Но во всех случаях следует обращать внимание на знаки ℓ, m, n , т.к. машина не выдает этого признака.

2) Вторая программа

Относится к распаду V^0 - частицы в целом, и выдает все необходимые параметры для идентификации события. Для иллюстрации приведем ~~свой~~ пример расчета по второй программе с бланком для записи исходных данных и результатов расчета. (событие приведенное на стр. 43 было идентифицировано как Λ -гиперон, а на стр. 44 - как K^0 -мезон))

II-ая программа (на И-20)



исполнение бланка для
расчета по второй
программе

Результаты
вычислений

Слич. знак	знак	значение
		2322522310
X ₀		11,5441
Y ₀	-	1,7941
Z ₀		7,382
X _A		9,6749
Y _A		2,6309
Z _A		6,761
X _B		6,2588
Y _B		8,7601
Z _B		5,965
X _C		13,8241
Y _C		23,0006
Z _C		4,500
l ₊	-	0,468514
m ₊	+	0,875373
n ₊	-	0,119229
l ₋	+	0,022479
m ₋	+	0,994111
n ₋	-	0,106006
l _π	+	0,063262
m _π	+	0,997921
n _π	-	0,012295
P ₊		839
P ₋		239
(σ _{z/a}) ₊		0,1214
(σ _{z/a}) ₋		0,0086

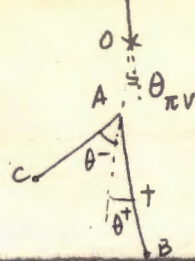
2322522310	NN
4842571501	L _v ⁰
7063154301	L ₊
2091007302	L ₋
-3854584240	l ₀
9137707040	m ₀
-1282376540	n ₀
8723251940	ω θ ₊₋
9957725240	ω θ ₊
9133187540	ω θ ₋
8890627840	ω θ _{πv} ⁰
8354531403	P ₊
2173698603	P ₋
7706517102	P ₊ [⊥]
9692441602	P ₋ [⊥]
2082009903	ΔP _P
1605673003	ΔP _{π+}
2413810002	ΔP _{π-}
1116269704	M _Λ ⁰
3826975002	Q _Λ
8866260001	ΔQ _Λ
4007064403	M _K ⁰
1207064403	Q _K ⁰
2611346002	ΔQ _K ⁰
9204536642	sin η (Кол- планарности)

Предпоследняя цифра: знак
порядка, 0 соответствует +

4

Последняя цифра: порядок чисел

II-ая программа (из "Киев").



Заполнение бланка для
расчетов по второй
программе

Результаты вычислений

Исх. знак	Знак	Значение	
			242155234 NN
			096901738 L_{V^0}
			278052266 L_+
			160015722 L_-
			-057449948 b_0
			997918104 m_0
			029308034 n_0
X_0		152142	964889696 $\omega \theta_{+-}$
Y_0	-	147128	995123362 $\omega \theta_+$
Z_0		004753	986073834 $\omega \theta_-$
X_A		146575	994647452 $\omega \theta_{\pi V^0}$
Y_A	-	050428	003625732 $\sin \eta$
Z_A		005037	208378832 P_+^{\parallel}
X_B		138195	109552802 P_-^{\parallel}
Y_B		227088	020654838 P_+^{\perp}
Z_B		003528	018476830 P_-^{\perp}
X_C		126260	-000000000
Y_C		106205	170703868 ΔP_{π^+}
Z_C		007603	-000000000
l_+	-	003299	183448684 ΔP_p
m_+	+	998574	-000000000
n_+	-	053270	117671836 ΔP_{π^-}
l_-	-	155400	-000000000
m_-	+	974416	499829526 M_{K^0}
n_-	+	162370	-000000000
l_{π}	+	041251	219829526 Q_{K^0}
m_{π}	+	999147	-100000000
n_{π}	-	001691	259420218 ΔQ_{K^0}
P_+		2094	100000000
P_-		1111	124443306 M_{Λ}
$(\sigma_a/a)_+$		0218	-000000000
$(\sigma_a/a)_-$		0357	166433072 Q_{Λ}
			-200000000
			992175248 ΔQ_{Λ}

В первой стадии работы, когда программа для идентификации не была еще готова, все необходимые данные от первой и второй программы переписывались на "паспорт" события. Каждое взаимодействие с рождением и распадом V^0 -частицы имело "паспорт". На рис.18 показан вид такого паспорта и примерное заполнение. Проверка правильности данных по второй программе так же должна производиться до того, как ^{будем} использовать данные для идентификации. Если $\zeta > (2, \pm 3) \Delta \theta_{\pm}$ или Q - значение выходит за пределы $(2, \pm 3) \Delta Q$, тогда такие случаи откладывались для более подробного анализа. Все случаи измерялись обычно по 2 раза. Если результат по первой и второй программам обоих измерений совпадает в пределах ошибок, но $\zeta > (2, \pm 3) \Delta \theta_{\pm}$, а так же нет баланса в поперечных импульсах продуктов распада V^0 , тогда такие V^0 -частицы мы считали как "не смотрящие в звезду" и их не включали в статистику.

3) Третья программа - программа идентификации. Более подробно она изложена в сообщении Т.Хофмоля на совещании по методике обработки ^{камерных} ~~поворотных~~ фотографий [44]. Здесь мы ограничимся только несколькими замечаниями.

Λ°	Номер											
	Пленка 252											
	Кадр 252											
Картина	№	№	№	θ_i	ρ	ρ_\perp	ρ	L	t	T	ϵ	η
	I	2	π^-	$24^\circ 02'$	239 ± 24	97	20,9					
		3	p	$5^\circ 16'$	840 ± 200	77	7,1					
		ν^-		$29^\circ 16'$				4,84	14,4	1,40	4,16	1,23
	I	ν^-										
	I	ν^-										
x	y	z										
1	11,544	-1,794	7,383									
ν^-	9,675	2,631	6,761									

№	$\frac{E}{m}$	l	m	n	θ_i	ρ	ρ_\perp	l°	m°	n°	θ°	ρ°	ϕ
1	π^-	0,06326	0,99792	-0,01229									
ν^-	Λ°	-0,36546	0,91377	-0,12624	$27^\circ 15'$	1289	590	-0,5441	-0,8212	+0,1720	$145^\circ 12'$	1043	$+14^\circ 50'$
4	π^-	0,3178	0,9472	0,0425	$16^\circ 24'$	4290 ± 507	1142	0,6503	0,5027	0,1561	$59^\circ 50'$	1318 ± 185	$-160^\circ 40'$
5	+	-0,2887	0,9574	-0,0087	$20^\circ 18'$	1456 ± 185	505	-0,9689	0,2473	-0,0098	$75^\circ 41'$	520 ± 52	$-30'$
1	π^-	0,06070	0,99808	-0,01229									

Идентификация					
Вилка <input type="checkbox"/> ν^-		Вилка <input type="checkbox"/>			
ρ° / K°	ρ° / K°	ρ° / K°	ρ° / K°		
X^2	1,32	24,9			
Q	$38,3 \pm 8,9$	121 ± 26			
ρ_\perp	1073	1434			
ρ_\perp	243	309			
θ_+	$5^\circ 17'$	$5^\circ 10'$			
θ_-	$24^\circ 6'$	$24^\circ 42'$			
θ	$29^\circ 24'$	$29^\circ 55'$			
ρ_ν	1289	1799			
l°	-0,5441	-0,9319			
m°	-0,8212	-0,2113			
n°	+0,1720	+0,2946			
ρ°	1043	807			
$\cos \theta^\circ$	-0,1530	+0,7781			
$\cos \psi$	+0,2440	+0,1515			
$\cos \chi$	-0,9676	-0,6796			
θ°	$98^\circ 48'$	$38^\circ 54'$			

Замечания:

а) Следы 3 и 4 имеют взаимодействия

б) След 3 короткий, о ионизации ничего сказать нельзя.

Подобрано по таблицам:

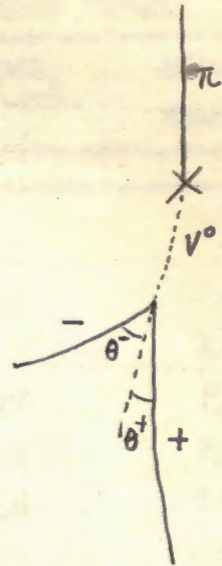
Λ°	K°
(1300 / 100°)	(1750 / 40°)
$5^\circ 14'$ 1078	$5^\circ 9'$ 1456
$23^\circ 26'$ 248	$23^\circ 37'$ 327
$28^\circ 40'$	$28^\circ 46'$

Много лучше подходит к Λ° -гиперону.

Рис. 18 - "Паспорт" ν^- -события.

Заполнение бланка для расчетов по II-ей программе.

Величина признак	знак	значение
N_{π}		232252231
l_{π}		0,060700
m_{π}		0,998080
n_{π}	-	0,012295
l_0	-	0,385458
m_0		0,913770
n_0	-	0,128237
l_-		0,022479
m_-		0,994111
n_-	-	0,106006
$x_1 = P_+$		840
$x_2 = P_-$		239
$x_3 = \omega \theta_+$		0,995772
$x_4 = \omega \theta_-$		0,913318
$x_5 = \omega \theta_{+-}$		0,872325
$\Delta x_1 = \Delta P_{+p}$		208
$\Delta x_2 = \Delta P_-$		24
$\Delta x_3 = \Delta \cos \theta_+$		0,00078
$\Delta x_4 = \Delta \cos \theta_-$		0,00393
$\Delta x_5 = \Delta \cos \theta_{+-}$		0,00582
$\Delta x'_1 = \Delta P_{+\pi}$		160



MeV/c

MeV/c

MeV/c

Результаты расчетов по II-ой программе на машине "И-20"

Счет в предположении, что Λ является Λ -гипероном		Расчет в предположении, что V° является K° -мезоном		объяснение
1		2		3
+++04	125989128 x)	+++03	944621808	...xxx)
+++03	271832495	+++03	452760848	...xxx)
+++01	<u>728711305</u> $\chi^2_{\Lambda} = (7,28)$	+++03	<u>592281507</u> $\chi^2_{K} = (592)$	χ^2
+++03	840881706	+++03	934245342	P_+
+++03	233231442	+++03	430692914	P_-
+++00	993940082	+++00	980513428	$\cos \theta_+$
+++00	917655770	+++00	904658370	$\cos \theta_-$
+++00	868215099	+++00	803314071	$\cos \theta$
+++04	104973745	+++04	130567005	P_V°
+-07	888936685	+-07	681175687	...xxx)
+++00	924402919	+++00	890468359	$\sin \theta_+^*$
+-06	656597404	+-05	216879051
-00	232252231	+-00	232252231	NN
+++04	109845007	---03	636440104	P_V^*
+++02	523031491	+++02	200266800	...xxx)
-00	420694868	+-00	903114361	l_0^*
+++00	897401364	+-00	320744856	m_0^*
-00	132982680	+-00	285476685	n_0^*
-02	996531864	+-01	431693034	...xxx)
-00	234935513	+-00	210729465	$\cos V$
+++00	894122916	+-00	945191047	$\cos \alpha$
-19	551822244	+-19	64460934	...xxx)
+++04	142499568 xx)	+++04	144123813	...xxx)
+++03	279942724	+++03	339704511	...xxx)

Этом расчёте как исходные данные берутся экспериментальные значения P_+ и P_-

как исходные данные берутся экспериментальные значения θ_+ и θ_-

промежуточные данные для внутренней проверки счета машины.

- θ_+^* — угол "вперед-назад"
- V — вверх-вниз
- α — влево-вправо

1	2	3
+++01	132919213	$\chi^2_{\lambda} = 1,33$
+++04	107255241	
+++03	242635382	
+++00	995746667	
+++00	912825659	
+++00	871168533	
+++04	128941303	
+-07	874636069	
+++00	988230076	
+-07	106258200	
+-00	232252232	
+++04	104325342	
--02	488593768	
+-00	544087912	
+-00	821209420	
+++00	171987530	
+-01	169188073	
+++00	244052372	
+-00	957618726	
+-19	628029222	
+++02	249041118	$\chi^2_{\kappa} = 24,9$
+++04	143445856	χ^2
+++03	309682345	P_+
+++00	995919001	P_-
+++00	908424001	$\omega\theta_+$
+++00	866988133	$\omega\theta_-$
+++04	170992709	$\omega\theta$
+-07	875667379	P_{v0}
+++00	628121440	-----
+++06	500173379	$\sin\theta_+^*$
+++00	232252232	-----
		NN
+++03	807684007	P_{v0}^*
+++02	227407009	-----
+-00	931972517	l_0^*
+-00	211253041	m_0^*
+-00	294598820	n_0^*
+-01	443430877	-----
++ 00	151521404	$\cos\nu$
+-00	679623395	$\cos\epsilon$
+-19	780537171	-----

а) В большинстве случаев, когда P_+ и P_- - берутся как исходные данные, электронно-счетная машина не может найти настоящий минимум χ^2 . Это видно из того факта, что мы можем найти по таблицам кинематики распада V^0 - частиц такой набор параметров, который дает меньшее значение χ^2 , чем то, которое выдала машина. С целью обхода этой трудности была включена дополнительная программа, где исходными данными берутся углы θ_+ и θ_- . Машина проводила расчет по обоим параметрам. Мы выбирали тот результат, который давал наименьшее χ^2 . Чаще всего наименьший минимум χ^2 получался тогда, когда исходными были θ_+ и θ_- . Это и понятно, т.к. ^{относительные} ошибки в импульсах бывает много больше, чем в углах. P_+ и P_- могут меняться в очень широком интервале в то время, как углы θ_+ и θ_- находятся вблизи истинной величины, ~~и поэтому~~

б) Если углы θ_+ и θ_- очень малы ($< 3^\circ$), то машина очень долго ищет минимум χ^2 . Для сокращения срока счета можно машину переключить на результат с меньшей точностью. Полученное значение χ^2 хотя и не будет соответствовать настоящему минимуму χ^2 , но все же будет достаточно близко к нему. Оказывалось, что для этих случаев получаемая точность практически достаточна.

в) Для случаев, когда один или два параметра P_+ , P_- , θ_+ , θ_- измерены очень плохо или не могут быть измерены (короткий след, малая длина распада V^0), в исходные данные задавали приближенные значения для распада V^0 с ошибкой 100% и более. Эти параметры не играют никакой роли в процессе идентификации и одновременно уменьшается число степеней свободы. Когда используются все 5 параметров: P_+ , P_- , θ_+ , θ_- , θ , число степеней свободы равно 3)

На рис. 19 показана фотография π^+ в взаимно действии с рождением π^+ и π^-

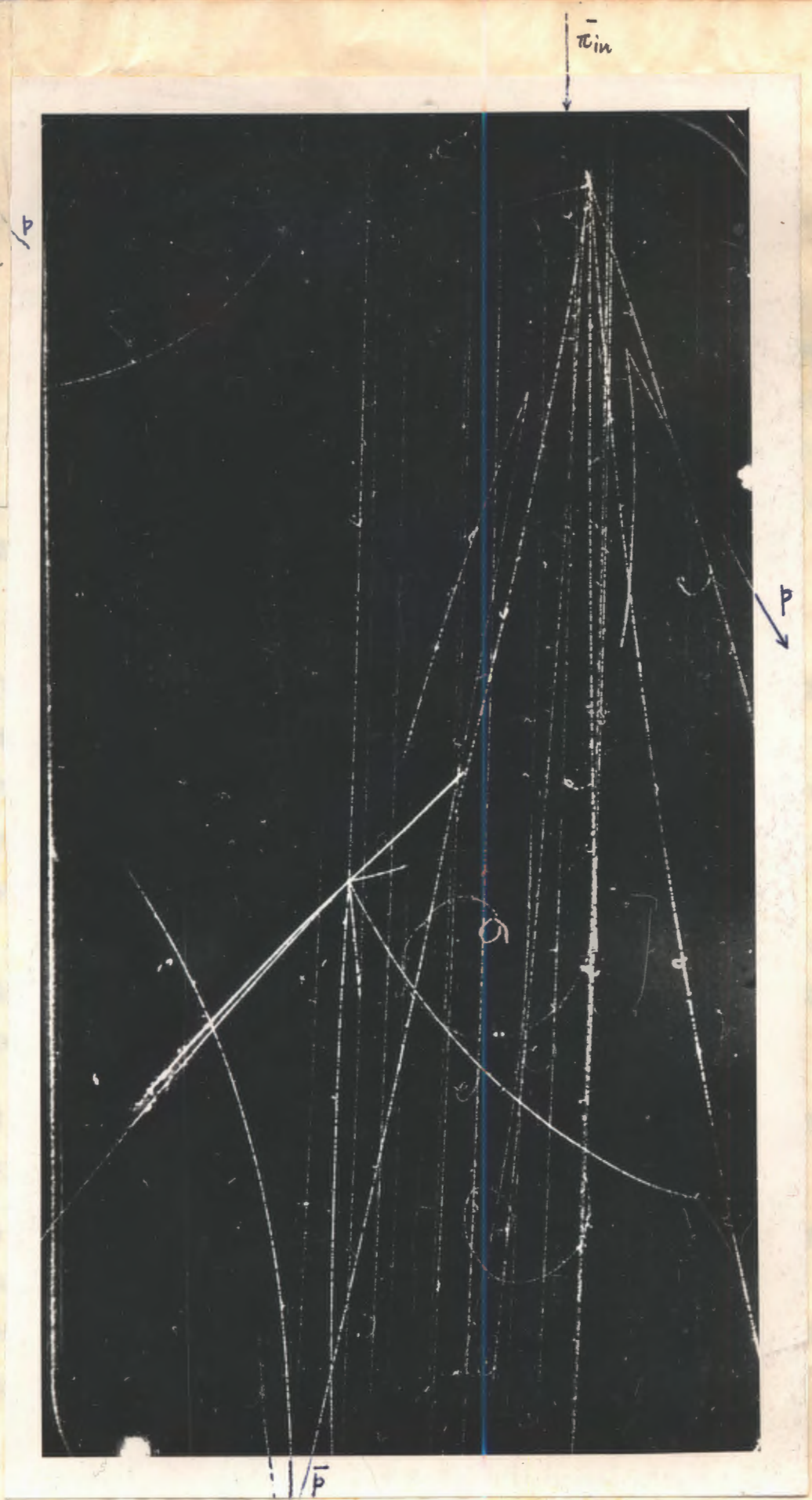
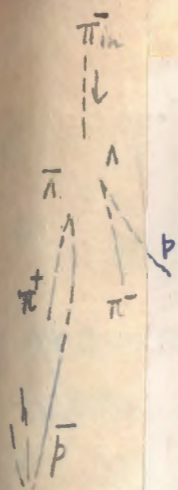


Рис. 19. X Крамер рождения пары $\Lambda + \bar{\Lambda}$ в π^-p взаимодействии

4) Замечания по всем программам.

Мы впервые проводили расчеты на электронно-счетных машинах. Задание на составление программы давалось нами в процессе работы. Программирование производилось в Лаборатории теоретической физики, и мы не могли оперативно делать изменения в программах в сторону их улучшения. Поэтому необходимо отметить ряд недостатков в существующих программах:

В первой программе:

а) Знак импульса не соответствует знаку частицы и знаки направляющих косинусов - настоящим. Это требовало дополнительной проверки и внимания. Ясно, что программу необходимо привести в соответствие с истинной картиной и устранить возможный источник ошибок.

б) Вопрос об исключении отдельных, плохо измеренных точек, в задании на программу был включен, но до сих пор не получил окончательного решения. Нужно его решить.

в) Необходимо иметь проверку $e^2 + m^2 + n^2 = 1$ и сравнение $\frac{\Delta R}{R}$ со средней допустимой ошибкой.

г) При счете на машинах "Киев" и "М-20" имеется возможность аппроксимации следа не параболой, а окружностью или спиралью. (На "Урале" для этого нехватало "памяти"). Вопрос о справедливости аппроксимации следа параболой будет снят.

Во второй программе:

а) Машина выдавала косинусы (или синусы) углов. В процессе идентификации нужно было по таблицам находить сами углы. Поэтому необходимо иметь и косинусы (синусы) и углы.

б) Простой формулой можно включить в программу азимутальный угол V° - частицы, потенциальную длину L_n , эффективность регистрации W_1 .

в) Третья программа:

а) Машина должна печатать только те результаты, которые дают наименьшее значение χ^2 .

б) В программу необходимо включить признаки, которые бы соответствовали: один - результату Λ , другой - результату K^0 . Хотя различие Λ и K^0 , нетрудно установить при рассмотрении результатов, но наличие этих признаков сократит время на анализ.

в) В программе не учтен тот факт, что в нашей намере принята левая система отсчета.

г) Самым серьезным недостатком является то, что машина не давала нужных для нас $\cos \theta_+^*$ с правильным знаком и углом θ_+^* , а давала $\sin \theta_+^*$. Нужно было по таблицам находить $\cos \theta_+^*$ и по кинематике распада V^0 -частицы определять его знак! Это не только требовало значительных затрат времени, но иногда даже служило причиной нежелательных, очень серьезных ошибок, т.к. в работе по изучению поляризации Λ -гиперонов, как раз значение $\cos \theta_+^*$ и его знак являются самыми важными параметрами.

д) Ошибки в значениях импульсов и углов, выдаваемых электронно-счетной машиной, не являются истинными ошибками, а связаны с "загоном" в расчете.

И, наконец, для более быстрого получения результатов нужно объединение всех 3-х программ в одну, т.к. пробивка данных на перфораторах, ввод их в машину, счет по одной программе, печатание результатов, переписка и снова пробивка на перфоленду

для счета по второй программе и так же по третьей - занимает очень много времени и является дополнительным источником ошибок.



В тех случаях, когда кинематика не позволяла идентифицировать V^0 - событие применяли дополнительную информацию; как-то, измерение ионизации ^[3V, 35] и импульсов δ - электронов, образованных заряженными частицами.

Энергия δ - электрона дается формулой

$$E_{\delta} = 2m_e \frac{p^2 \cos^2 \theta}{[m_e + (p^2 + M^2)^{1/2}]^2 - p^2 \cos^2 \theta},$$

где p и M импульс и масса падающей частицы.

m_e и θ масса и угол вылета δ - электрона в лабораторной системе

E_{δ} имеет максимальное значение при $\theta = 0$

и тогда

$$(E_{\delta})_{\max} = \frac{2m_e p^2}{[m_e + (p^2 + M^2)^{1/2}]^2 - p^2} \approx 2m_e \left(\frac{p}{M}\right)^2$$

На рис. 20 изображена ~~зависимость~~ $(E_{\delta})_{\max}$ в зависимости от импульсов падающих частиц π , K и P ~~на рис. 19. Кроме зависимости графика от кинетической энергии электрона в проходе.~~

Как видно из ~~графика~~, рис. 20 $(E_{\delta})_{\max}$ имеет очень большое различие для π - мезонов и протонов и таким образом может помочь в разделении π^+ и p , а также и π^+ и K^+ мезонов

В тех случаях, когда δ - электронов нет, измерить ионизацию тоже не возможно, кинематика не позволяет сделать выбор между Λ и K^0 , а в звезде, где родилось V^0 - событие имеется

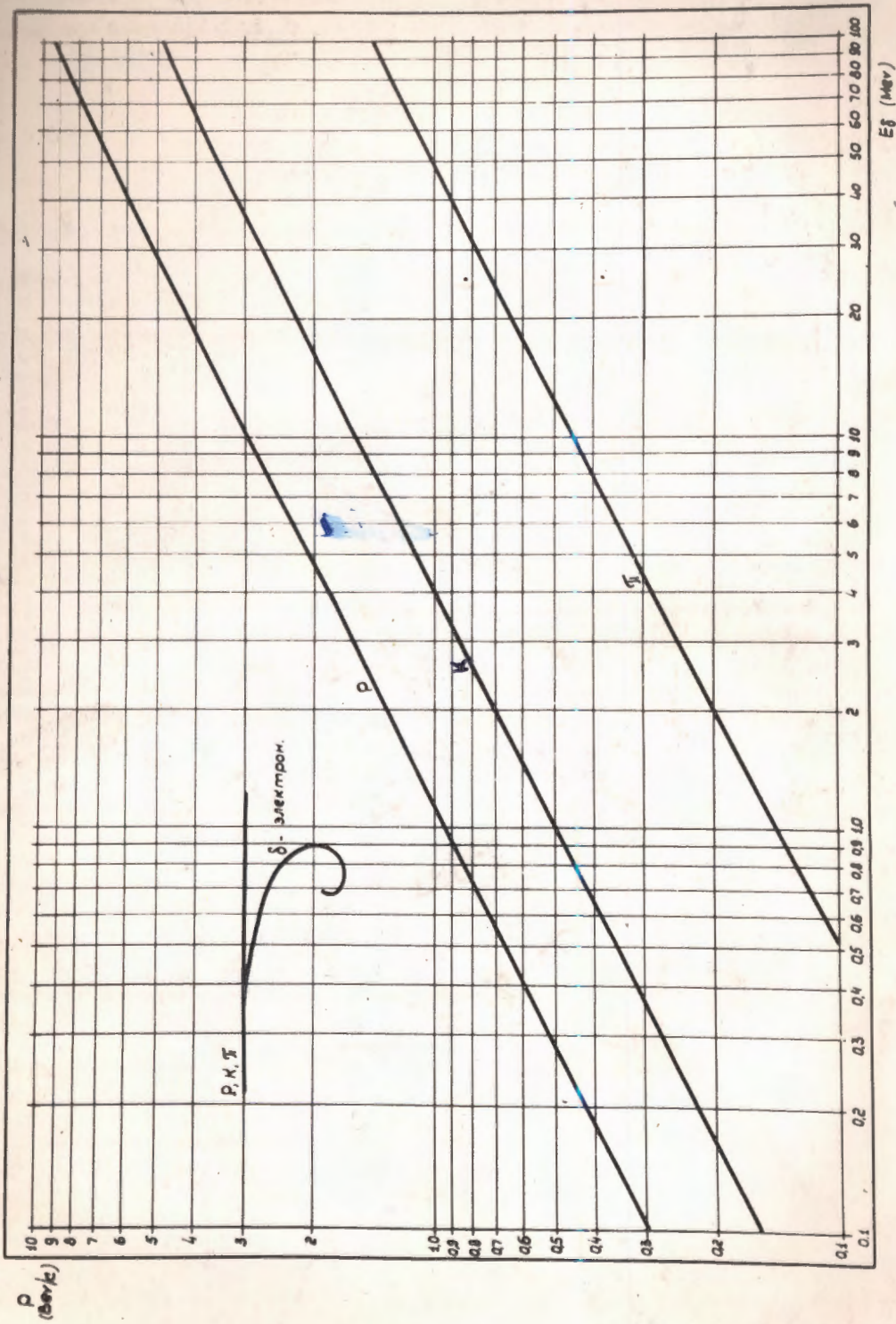


Рис. 20 - Максимальная энергия δ -электрона в зависимости от энергии падающих частиц (π^{\pm} , K^{\pm} и протонов)

хорошо идентифицированный протон, то такое V^0 -событие считалось K^0 -мезоном или относилось к πC -взаимодействию и в статистику Λ от πp - не входило.

Но все же после этих дополнительных рассмотрений оставалась большая часть V^0 -событий, которые невозможно было идентифицировать. Эти случаи мы называли "неразделенными" и обозначали $\Lambda \sim K$. Разделение этих случаев может быть сделано только статистически. Таких событий оставалось 127. Это составляет 12% от всех V^0 -событий. Чтобы более наглядно представить себе в каких именно интервалах импульсов и углов Λ -гипероны и K^0 -мезоны трудно отличить друг от друга, все V^0 -события были изображены нами на плоскости (α, P_{\perp}) (см. рис. 21), где

$$\alpha = \frac{\sin(\theta_- - \theta_+)}{\sin(\theta_- + \theta_+)} = \frac{P_+'' - P_-''}{P_+'' + P_-''}$$

P_{\perp} - поперечный импульс продукта распада

θ_+, P_+'' (θ_-, P_-'') - угол распада и продольный импульс положительной (отрицательной) частицы от распада.

Видно, что только такие V^0 -события могут стать неопределенными, у которых $P_{\perp} \leq 100$ Мэв/с и $\alpha \geq 0,7$.

Статистика V^0 -событий является "полной" - это говорится в том смысле, что были отобраны и измерены все $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ и $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ рожденные в πp -взаимодействиях. Если бы было возможно разделить Λ и K^0 среди неидентифицируемых V^0 -событий, тогда совокупности Λ -гиперонов и K^0 -мезонов стали бы таковыми полными в отдельности.

Известно, что спин K^0 -мезона равен нулю, поэтому для полной совокупности K^0 мезонов π^+ (или π^-)-мезоны от его

● — Λ -шеры

× — Λ или K

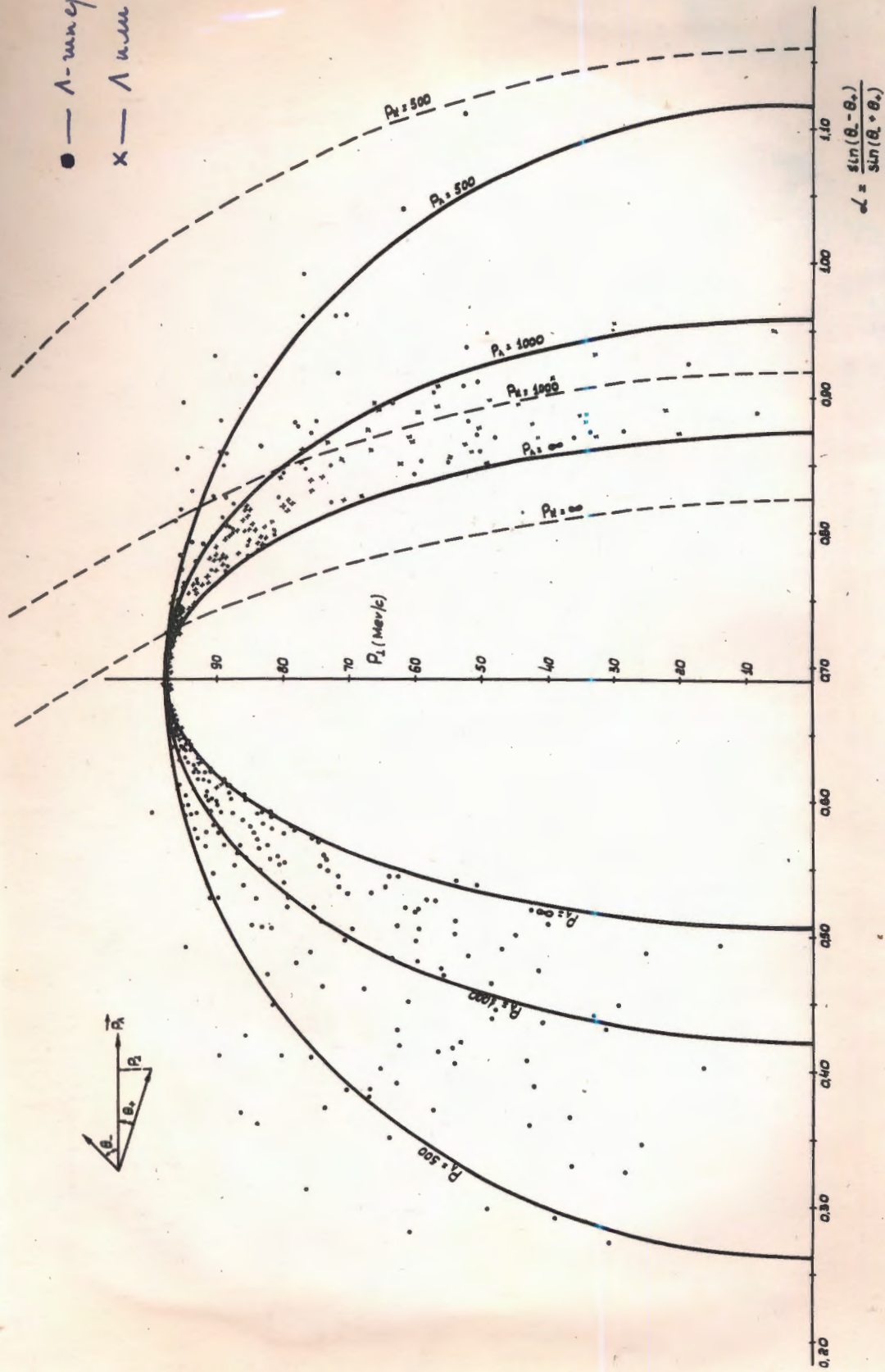


Рис. 21а. Распределение Λ -шеров по (α, P_1) . Сплошные кривые — кинематические кривые распада Λ -шеров с тремя импульсами в л.б. системе; пунктирные — K^0 -мезонов.

• — К⁰-резонанс

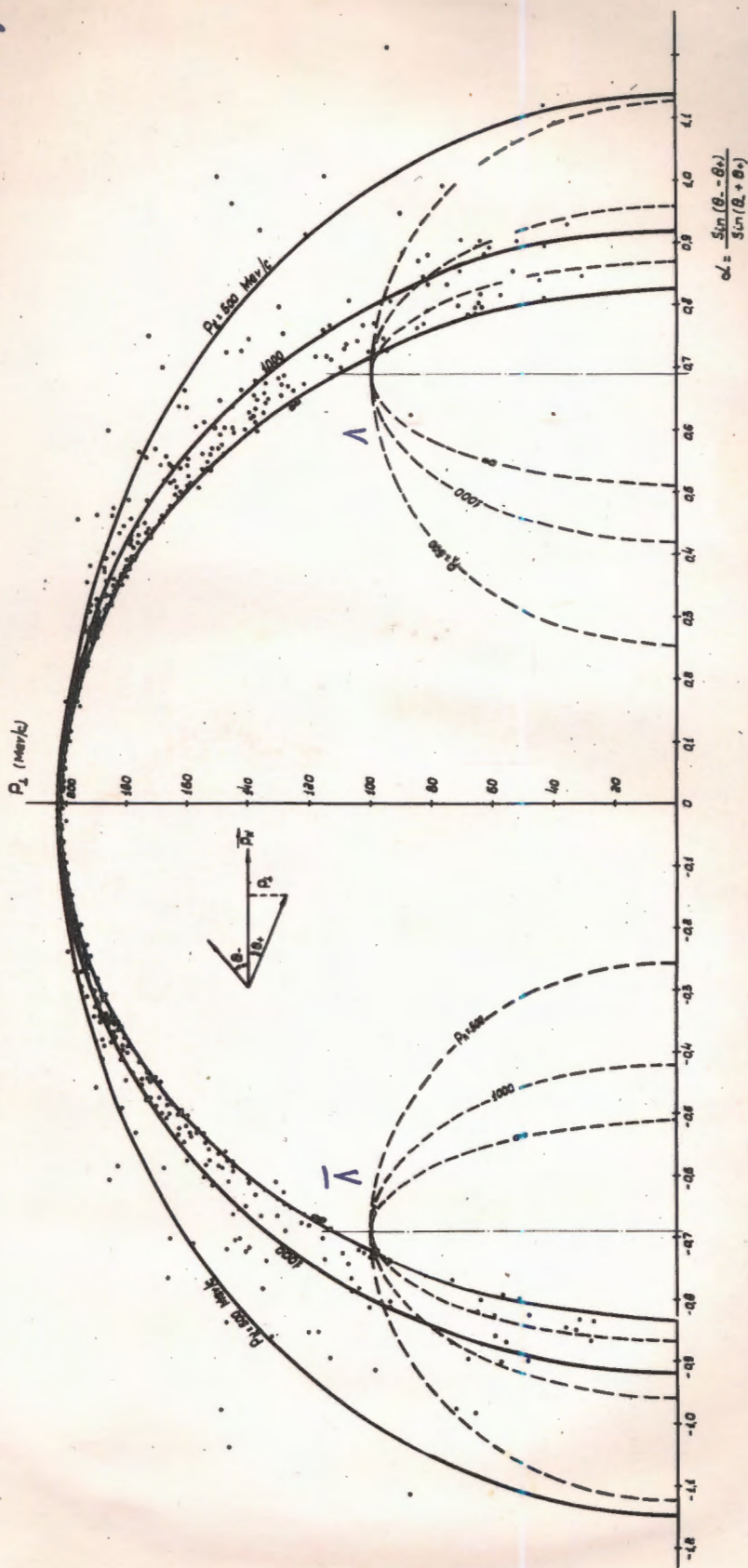


Рис. 216 - Распределение К⁰-мезонов по (α, P₁). Сплошные кривые — Кинематические кривые распада К⁰-мезонов с определенными импульсами в Lab. Syst., пунктирные — Λ(Λ⁺)-мезонов.

распада должны иметь изотропное распределение в системе покоя K^0 . Вероятность того, что π^+ -мезоны имеет поперечный импульс относительно направления K^0 мезонов в интервале P_{\perp} и $P_{\perp} + dP_{\perp}$ равна

$$W(P_{\perp}) dP_{\perp} = \frac{P_{\perp} dP_{\perp}}{P^* \sqrt{P^{*2} - P_{\perp}^2}}, \text{ где}$$

$P^* = 205$ Мэв/с импульс π^+ -мезона в системе покоя K^0 , для распада $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Вероятность того, что π^+ -мезоны имеет P_{\perp} меньше, чем заданное значение $P_0 \leq P^*$, равна:

$$W(P_{\perp} < P_0) = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{P_0}{P^*}\right)^2}$$

Максимальное значение поперечного импульса протона в распаде $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ равно 100 Мэв/с. Только половина тех K^0 -мезонов может быть спутана с Λ -гиперонами, у которых π^+ мезоны имеют $P_{\perp} \leq 100$ Мэв/с (см. рис. 21б). Число таких K^0 -мезонов равно $\frac{1}{2} W(P_{\perp} \leq 100) = 6,3\%$ от числа всех K^0 -мезонов.

Но не все эти K^0 -мезоны нельзя отличить от Λ -гиперонов; как видно из рис. 21 при очень больших импульсах (если ошибка измерения не слишком велика) можно разделить Λ и K^0 по кинематике, а при малых импульсах ($P_{V^0} \leq 1000$ Мэв/с) можно разделить по ионизации. Остается таким образом только около (2-3)% от всех K^0 -мезонов, которые нельзя отличить от Λ .

Мы имеем около 600 K^0 мезонов (см. табл. VIII ^{стр 65}), следовательно, среди 127 неидентифицированных V^0 -событий имеется приблизительно 15 случаев, являющихся K^0 -мезонами.

Можно сделать оценку числа K^0 мезонов среди неидентифицированных V^0 -событий также исходя из экспериментального углового распределения π^+ -мезонов в системе покоя K^0 относительно направ-

ления импульса K^0 -мезона. Это распределение показано на рис. 22

(пунктирная линия относится к неразделенным V^0 -событиям) *или совокупность K^0 -мезонов является* "полной", то распределение должно быть изотропным. Из экспериментального распределения отчетливо видно (рис. 22а), что большинство неразделенных случаев - это Λ -гипероны. Можно оценить число K^0 -мезонов среди 127 неразделенных V^0 -частиц, оно оказывается равным 7 ± 7 .

Применяя вышеописанный метод к разным группам частиц (V^0 -частицы имеют импульс в определенном интервале, или рождаются в звездах с определенным числом заряженных частиц, или наблюдаются парами $\Lambda + K^0$, $K^0 + \bar{K}^0, \dots$) было определено, что максимально (10-20)% V^0 -событий (среди неопределенных) являются K^0 -мезонами, остальные же неразделенные V^0 -события — Λ -гипероны.

На рис. 23 приведено экспериментальное распределение χ^2_Λ и делается его сравнение с теоретическим. При построении теоретической кривой мы исходили из того факта, что 76% событий идентифицировалась по 5 параметрам (т.е. по 3 степеням свободы), 21% по 4 параметрам (2 степени свободы), и 3% по 3 параметрам (1 степень свободы).

Как видно из рис. 23 при $\chi^2 > 1$ совпадение хорошее, при $\chi^2 < 1$, теоретические значения лежат несколько ниже экспериментальных.

Этот факт может быть объяснен следующими причинами:

1. Истинное процентное отношение случаев с разными степенями свободы несколько другое, чем то, которое мы определили.

2. Во всем экспериментальном материале несколько завышена ошибка (10-15)%.

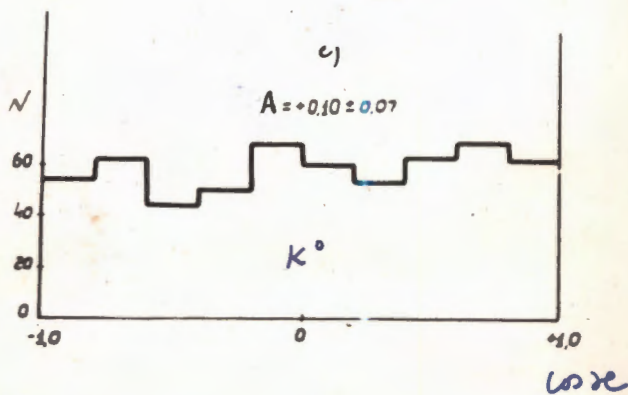
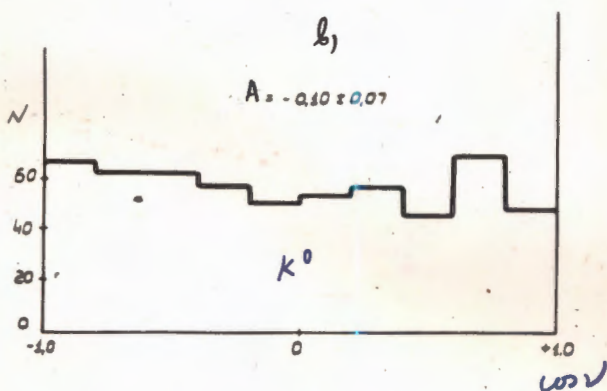
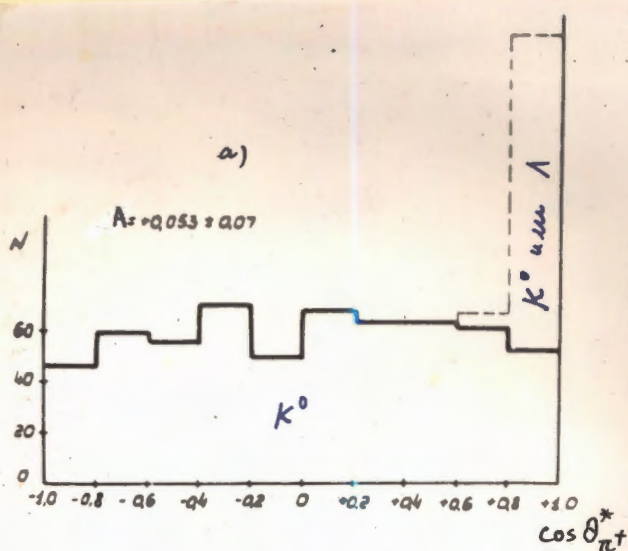


Рис. 22- угловые распределения π^+ от распада K^0 мезонов в системе, где K^0 покоится (см. рис. 51)

а) Распределение вперед-назад (по $\cos \theta_+^*$)

б) распределение вверх-вниз (по $\cos \nu$)

с) распределение влево-вправо (по $\cos \phi$)

"A" — коэффициент асимметрии в распределении.

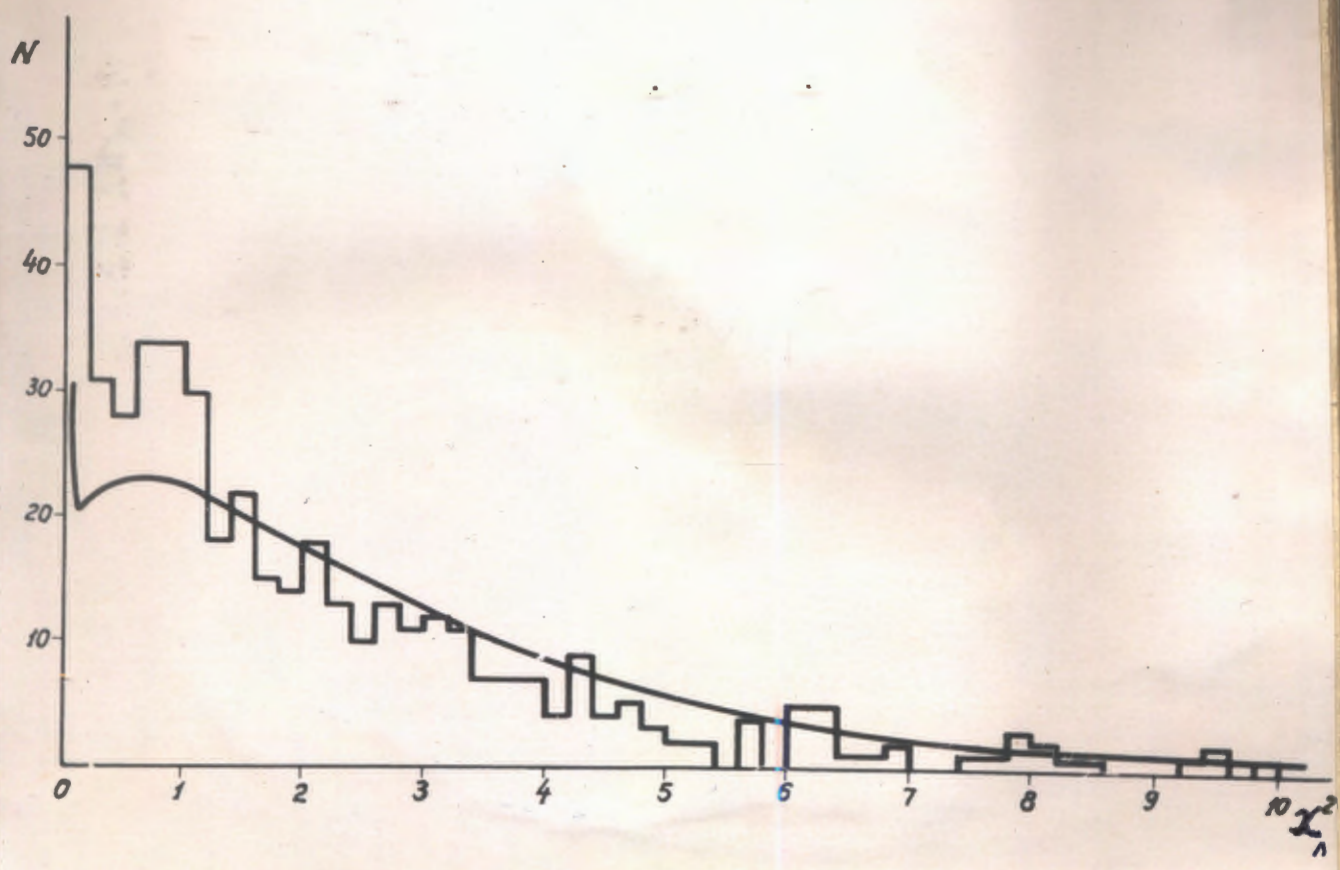


Рис. 23 - Распределение λ -нейтронов по χ^2 .
Кривая получена на основе следующих процентов: 76% случаев с 3-ми степенями свободы; 21% случаев с 2-ми степенями свободы и 3% случаев с одной степенью свободы.

3. Нами принималось, что ошибки имеет нормальное распределение, что не отвечает действительности (выше этот вопрос обсуждался нами подробно).

4. Статистические флуктуации также могут привести к подобному результату.

Выбор какой-то одной причины, как основной, сделать невозможно.

Проведенная нами оценка зависимости от процентного содержания случаев с разными степенями свободы 50%, 30% и 20%, соответствующих 3, 2 и 1 степени свободы, дает очень малое изменение в ходе теоретической кривой.

На основе двукратного измерения и применения результатов I-й программы были рассчитаны средне-квадратичные ошибки для P_{V_0} и θ_+^* . Оказалось, что $\frac{\Delta P_{V_0}}{P_{V_0}}$ почти не зависит от P_{V_0} , а $\Delta \theta_+^*$ слабо зависит от θ_+^* :

$$\sqrt{\left(\frac{\Delta P_{V_0}}{P_{V_0}}\right)^2} = (8-10)\% \quad \text{и} \quad \sqrt{(\Delta \theta_+^*)^2} = (6-9^\circ)$$

На рис. 24, 25 показаны распределения $\left|\frac{\Delta P_{V_0}}{P_{V_0}}\right|$ и $|\Delta \theta_+^*|$ где ΔP_{V_0} и $\Delta \theta_+^*$ являются разностями импульсов P_{V_0} и углов θ_+^* полученных в 2-х независимых измерениях.

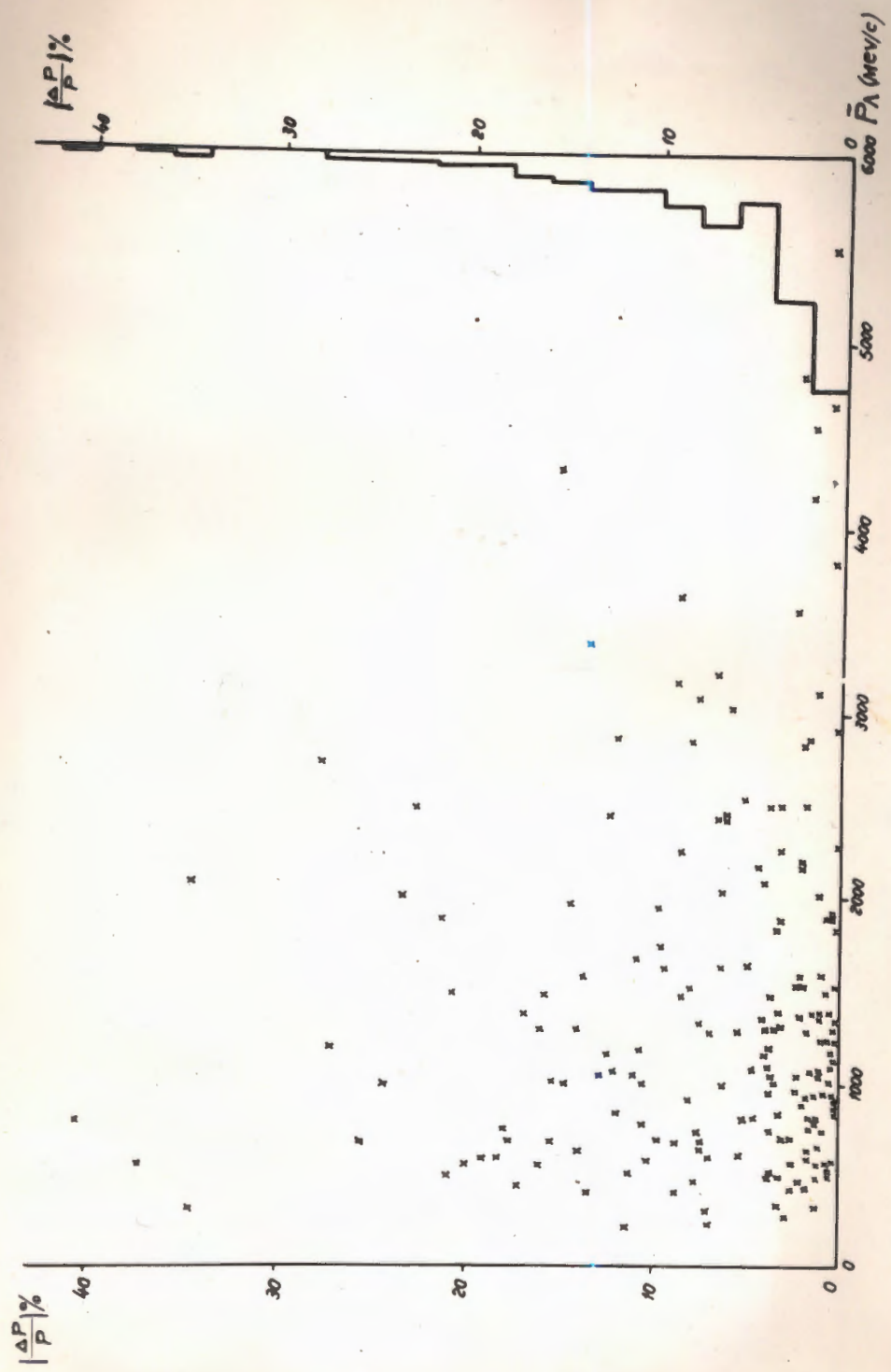


Рис. 24 - Распределение относительной ошибки в определении мюнов
 1-мюонов (в лоб. системе) при 22 кратном из черенки

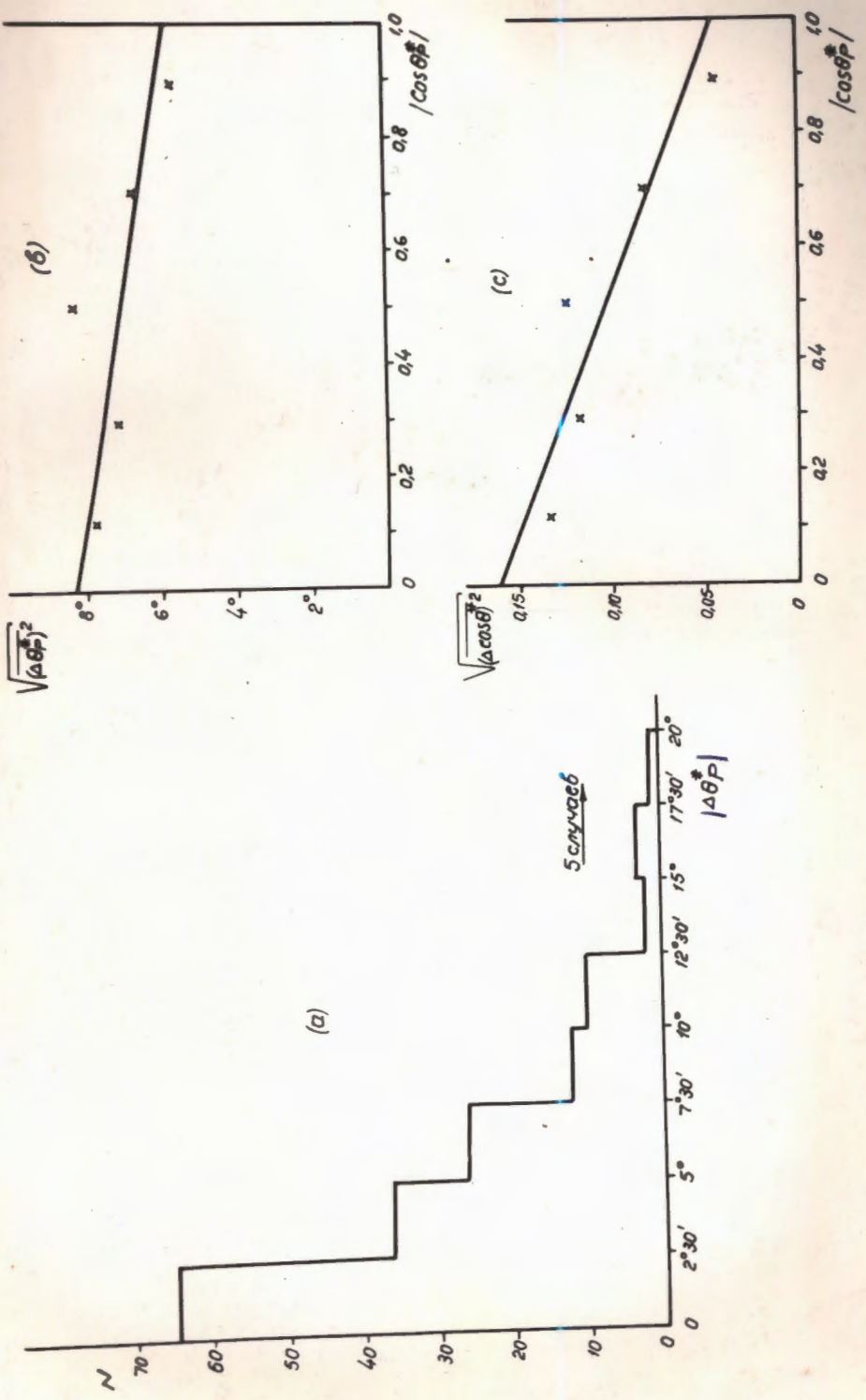


Рис. 25- а) Распределение ошибок в определении угла вращена протоков от распада Λ -шперонов б, и с) Средне-квадратичная ошибка в измерении θ_p^* и $\cos\theta_p^*$ в зависимости от $|\cos\theta_p^*|$. Треника проведена по методу наименьших квадратов.

VI. ПОПРАВКИ

Для получения окончательных результатов необходимо вносить поправки, связанные с эффективностью просмотра, геометрией камеры, кинематикой рождения и распада и т.д.

Эффективность просмотра уже подробно обсуждалась выше. Она влияет только тогда, когда имеется систематический пропуск случаев, дающих вклад в ^{асимметрию} угловое распределение.

Для нестабильных частиц эффективная область, связанная с процессом рождения, и эффективная область, связанная с процессом распада - разные. Эти области могут быть выбраны на основе распределения точек рождения и распада.

Эффективная область, связанная с распадом, выбрана на основе распределения точек распада $800 V^0$ - событий. Это распределение показано на рис.26. В нашей ^{работе опубликованной} работе [45] эффективная область выбрана из условия - минимально необходимой длины для идентификации Λ^0 и K_s^0 . Она заключена в следующих интервалах.

$$\begin{array}{l}
 \text{по } x = (4 \pm 26) \text{ см} \\
 \text{по } y = (-25 \pm 23) \text{ см} \\
 \text{по } z = (0,5 \pm 10) \text{ см.}
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{по } x \\ \text{по } y \\ \text{по } z \end{array}} \right\} I^{\text{эф}} \text{ обл.}$$

при геометрических размерах 28, 55, 14 см соответственно. Эту область в дальнейшем мы будем называть первой эффективной областью для распада.

Паряду с этой была выбрана вторая эффективная область для распада

$$\begin{array}{l}
 \text{по } x = (6 \pm 22) \text{ см} \\
 \text{по } y = (-22 \pm 16) \text{ см} \\
 \text{по } z = (2 \pm 8) \text{ см.}
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{по } x \\ \text{по } y \\ \text{по } z \end{array}} \right\} II^{\text{эф}} \text{ обл.}$$

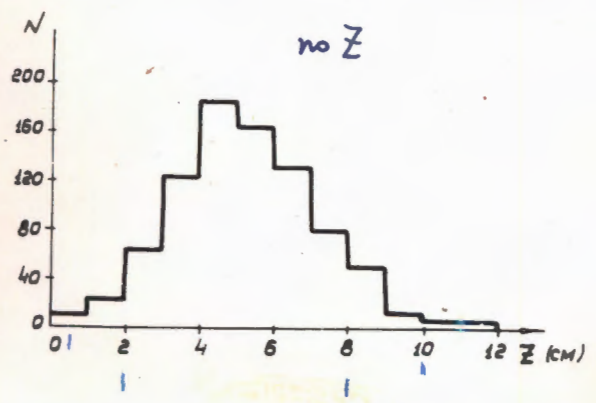
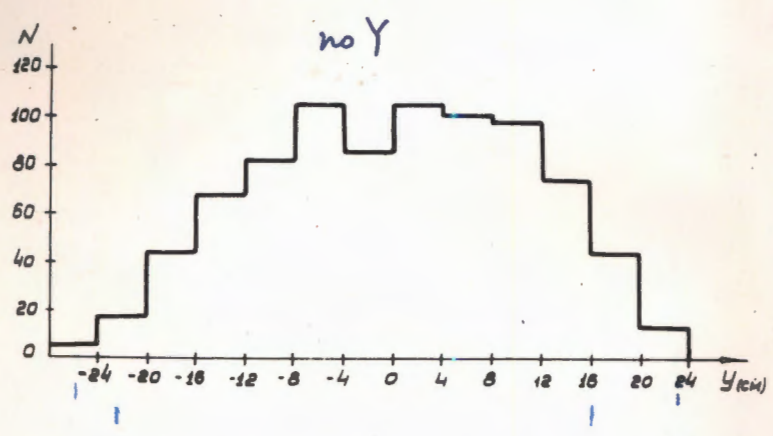
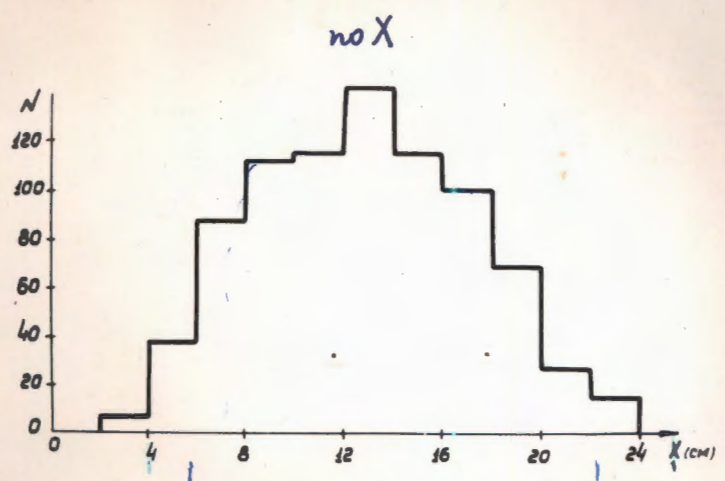
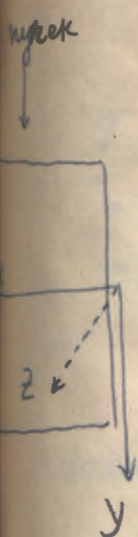


Рис. 26 - Распределение точек распада ν^0 частиц по координатам X, Y, Z.

Во второй эффективной области оказалось 75,4 % всех распадающихся частиц. Для каждого ν^0 события были рассчитаны потенциальная длина распада L_n и поправка на эффективность регистрации W_i .

$$W_i = \frac{1}{1 - e^{-T/\tau\nu^0}}, \text{ где}$$

T - потенциальное время распада.

$$\tau_n = 2,5 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$$

[43].

$$\tau_{K^0} = 1,0 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$$

$$T = \frac{L_n}{\beta\gamma c} = \frac{m_0 L_n}{pc}$$

Были получены следующие средние значения W_i

Таблица VII

	I обл.	II обл.	
		все ν^0	ν^0 рожден. в III обл.
Λ	1,22	1,50	1,34
K^0	1,27	1,52	1,39

Поправка на эффективность регистрации Λ - гиперонов и K^0 - мезонов учитывалась при построении импульсных и угловых распределений ν^0 - частиц.

Эффективная область связана с рождением nuclei для определения сечения рождения ν^0 - частиц. На рис. 27 показано распределение точек рождения $\sim 1000 \nu^0$. (Распределение рождения Λ и K^0 были объединены в одно распределение, т.к. они практически не различаются). На основе этих распределений была выбрана эффективная область для рождения \leftarrow "мишень" в следующих размерах:

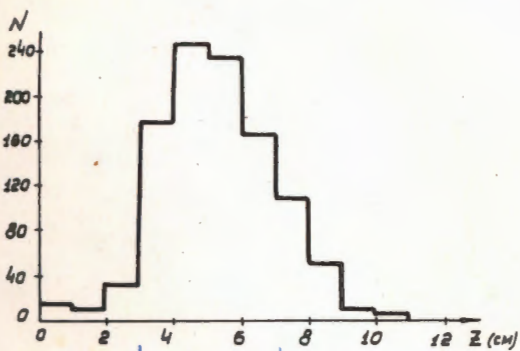
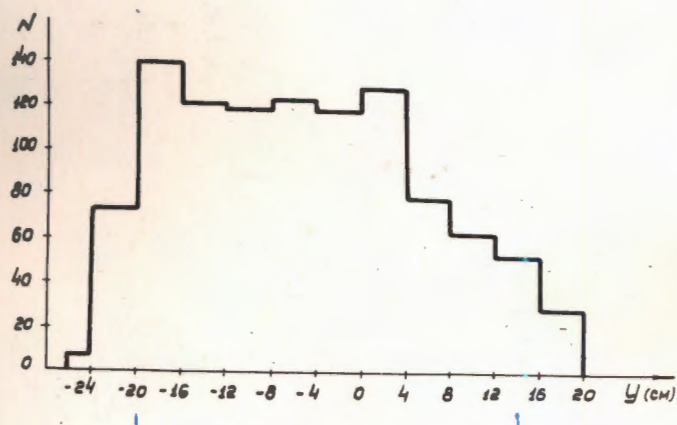
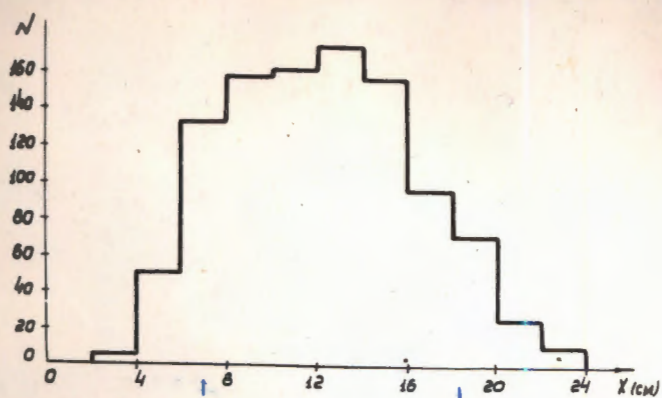


Рис. 27. Распределение толок рождения v^0 -частиц по координатам X, Y, Z .

по $x = (7 \pm 18) \text{ см}$
 по $y = (-20 \pm 14) \text{ см}$
 по $z = (3-7) \text{ см}$ } II обл.

В этой области находится 43,2% всех V^0 -частиц. W_i для этих V^0 -частиц приведены в таблице IV (крайней правой столбец.)

Следующая геометрическая поправка связана с азимутальным распределением. Азимутальный угол V^0 -частиц был рассчитан по формулам:

$$\sin \phi = \frac{n_{\pi} \cos \theta_0 - n_0}{\sin \theta_0 \sqrt{e_{\pi}^2 + m_{\pi}^2}}$$

$$\cos \phi = \frac{e_{\pi} m_0 - m_{\pi} e_0}{\sin \theta_0 \sqrt{e_{\pi}^2 + m_{\pi}^2}}$$

где $e_{\pi}, m_{\pi}, n_{\pi}$ - направляющие косинусы первичного π^- - мезона

e_0, m_0, n_0 - направляющие косинусы V^0

θ_0 - угол между V^0 -частицей и первичным π^- -мезоном.

На рис. 28, ²⁹ показано распределение по ϕ для Λ -гиперонов и K_s^0 -мезонов. Видим, что даже после поправки на эффективность регистрации, распределение не является изотропным.

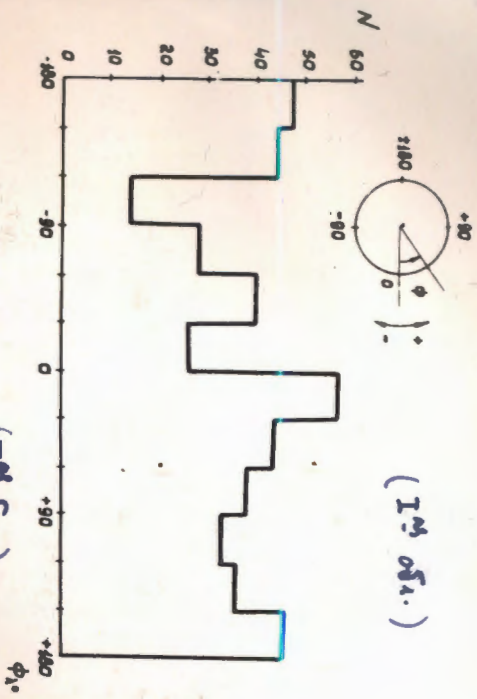
Имеется большая потеря V^0 -событий в интервале углов $225^{\circ} \pm 360^{\circ}$. Это можно объяснить следующими причинами:

1. Плохая освещенность части камеры, которая соответствует интервалу углов $\phi = (225 \pm 360)^{\circ}$.

2. Эффективные области для V^0 -частиц в разных интервалах ϕ - разные. Они смещены в сторону увеличения средней потенциальной длины распада V^0 -частиц, и из-за этого поправка

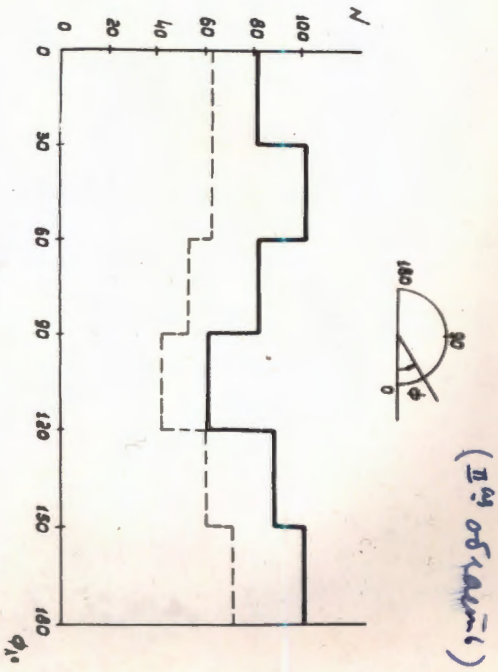
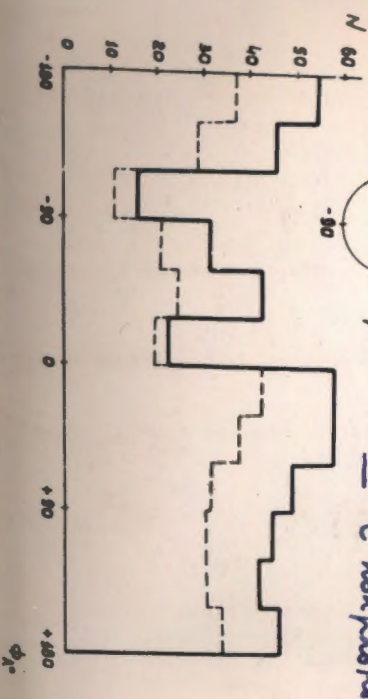
Рис. 28-

Распределение N -мгновенно по азимутальной и
 (вероятности π -клетки темнее к краю)ogram.

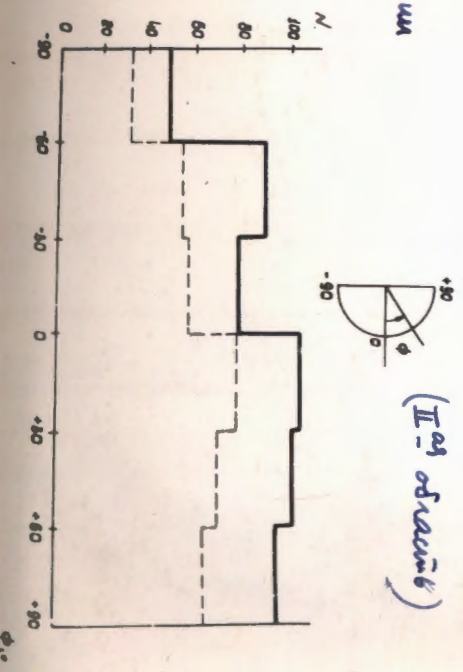


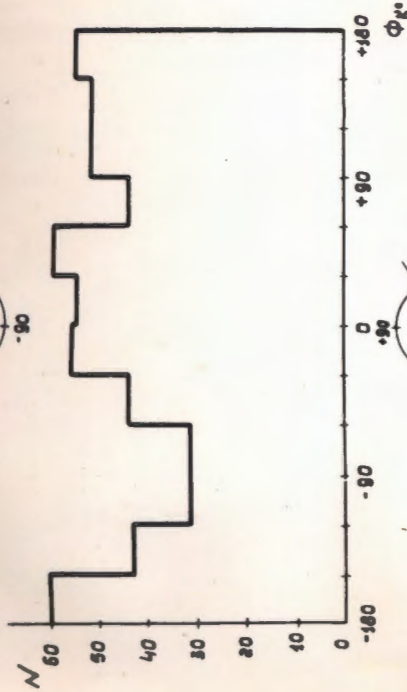
(I^M осн.)

--- сегментация на эфф. перестройку
 --- с помехами



(II^M осн.)





(I область)

--- без поправки на эфф. радиуса
— с поправкой

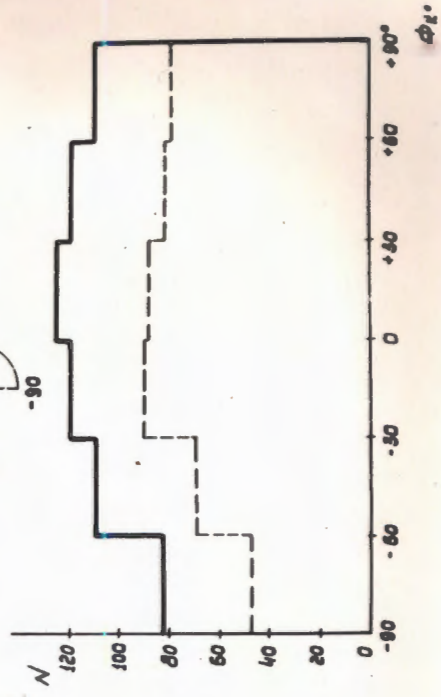
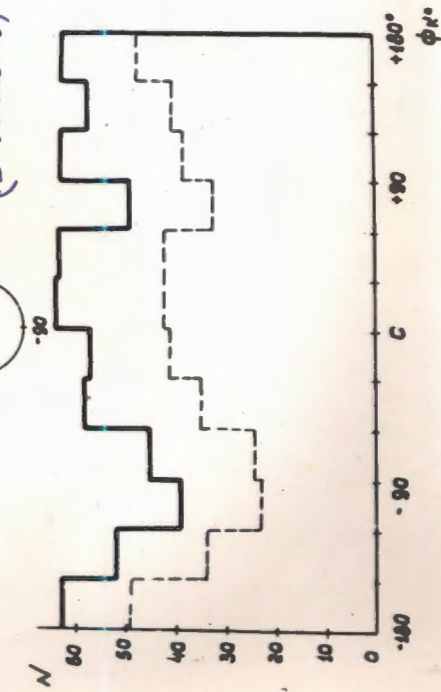
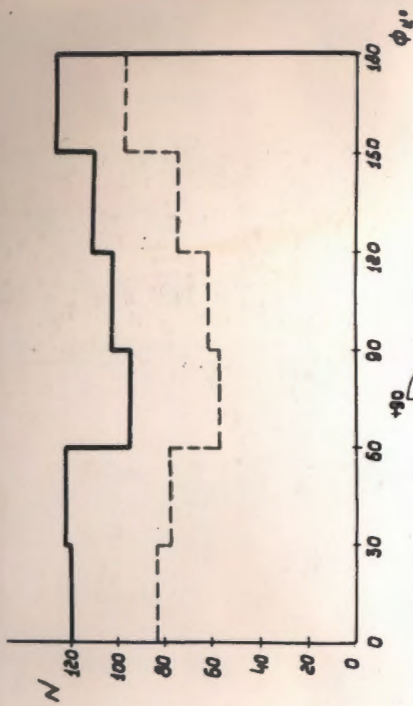
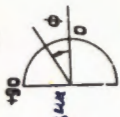


Рис. 29. Распределение К-резонансов по азимутальной окружности
(Первичный К-резонанс идет к нам)

на эффективность регистрации не соответствует истинной поправке на геометрию камеры.

Так как распределение не является изотропным, то, в общем случае, нужно делать поправку по ϕ . Мы обозначили ее W_2 . Для этих целей мы брали среднее число V^0 в интервале углов около 0^0 и 180^0 и на этой основе нашли полное число V^0 частиц.

$$W_2 = \frac{\text{полное число } V^0}{\text{наблюдаемое число } V^0}$$

Получили для Λ , $W_2^\Lambda = (1,26 \pm 0,09)$

для K_1^0 , $W_2^{K_1^0} = (1,24 \pm 0,10)$

Если мы выделим V^0 , которые рождаются в II области:

$$x = (7-18) \text{ см}$$

$$y = (-20 - (+14)) \text{ см}$$

$$z = (3-7) \text{ см.}, \text{ то для поправки по углу } \phi$$

будем иметь для Λ $W_2^\Lambda = 1,18$

для K_1^0 $W_2^{K_1^0} = 1,15$.

Для наших целей очень важно сделать правильно поправки на распады Λ - гиперонов с коротким пробегом π^- или p , а также на малые углы между положительной и отрицательной частицами при распаде V^0 . Такие "аномальные" случаи ^(см рис 30) очень легко пропустить при просмотре, гораздо легче, чем обычные распады Λ - гиперонов и K_1^0 - мезонов. Но как раз эти-то аномальные случаи, если они будут пропущены, вызовут систематическую ошибку в угловом распределении протонов от распада Λ - гиперонов "вперед-назад" относительно направления импульса Λ - гиперона в системе его покоя. Это хорошо видно на рис. 31, 32, 33

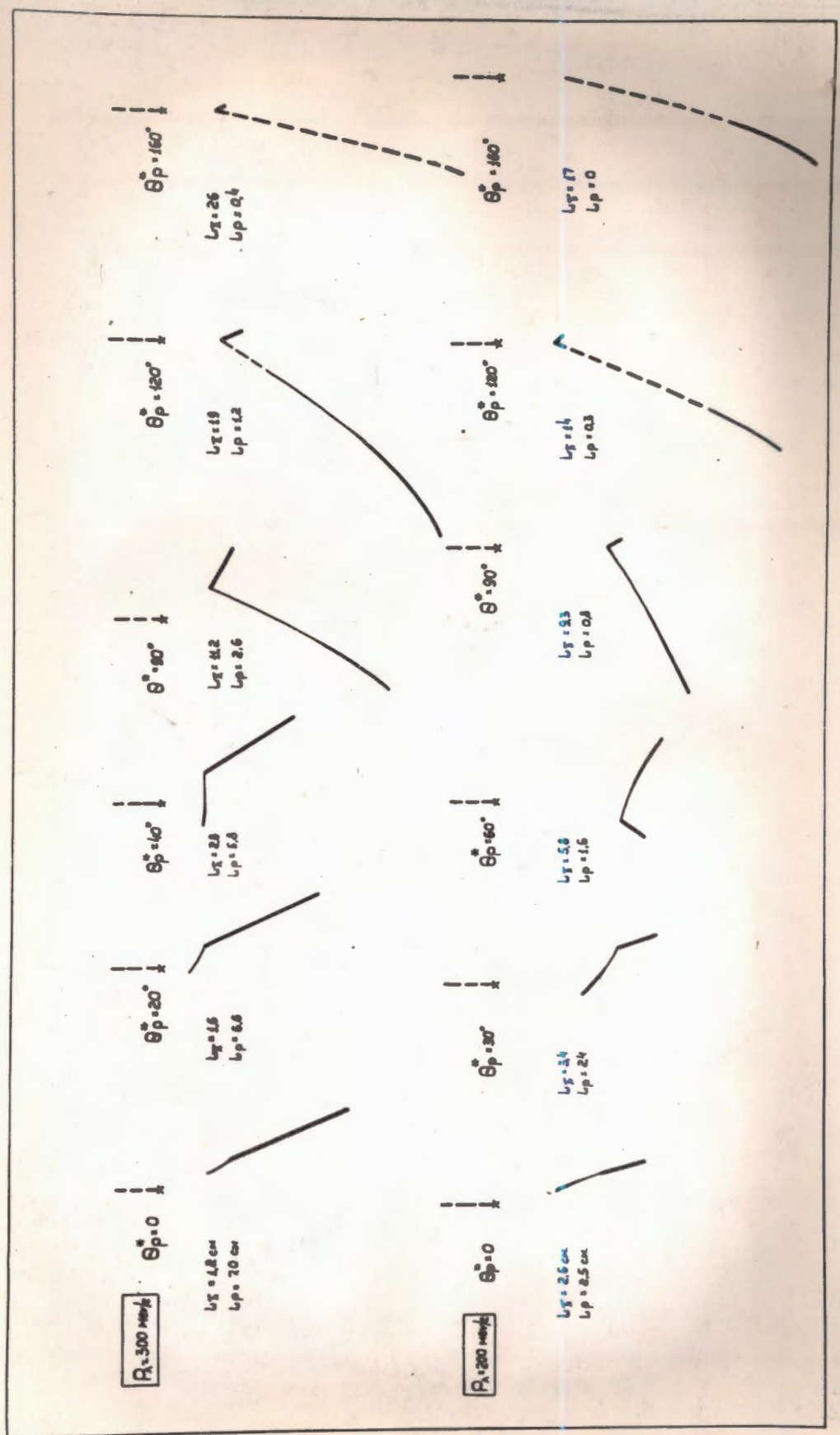


Рис. 30а. Вугли радіусів R_1 - використовують з профемією в профемію T_1 - використовують усе використання. (вміст використання) $R_1 = 200 \text{ mm}$ у 300 mm
 не збільшено

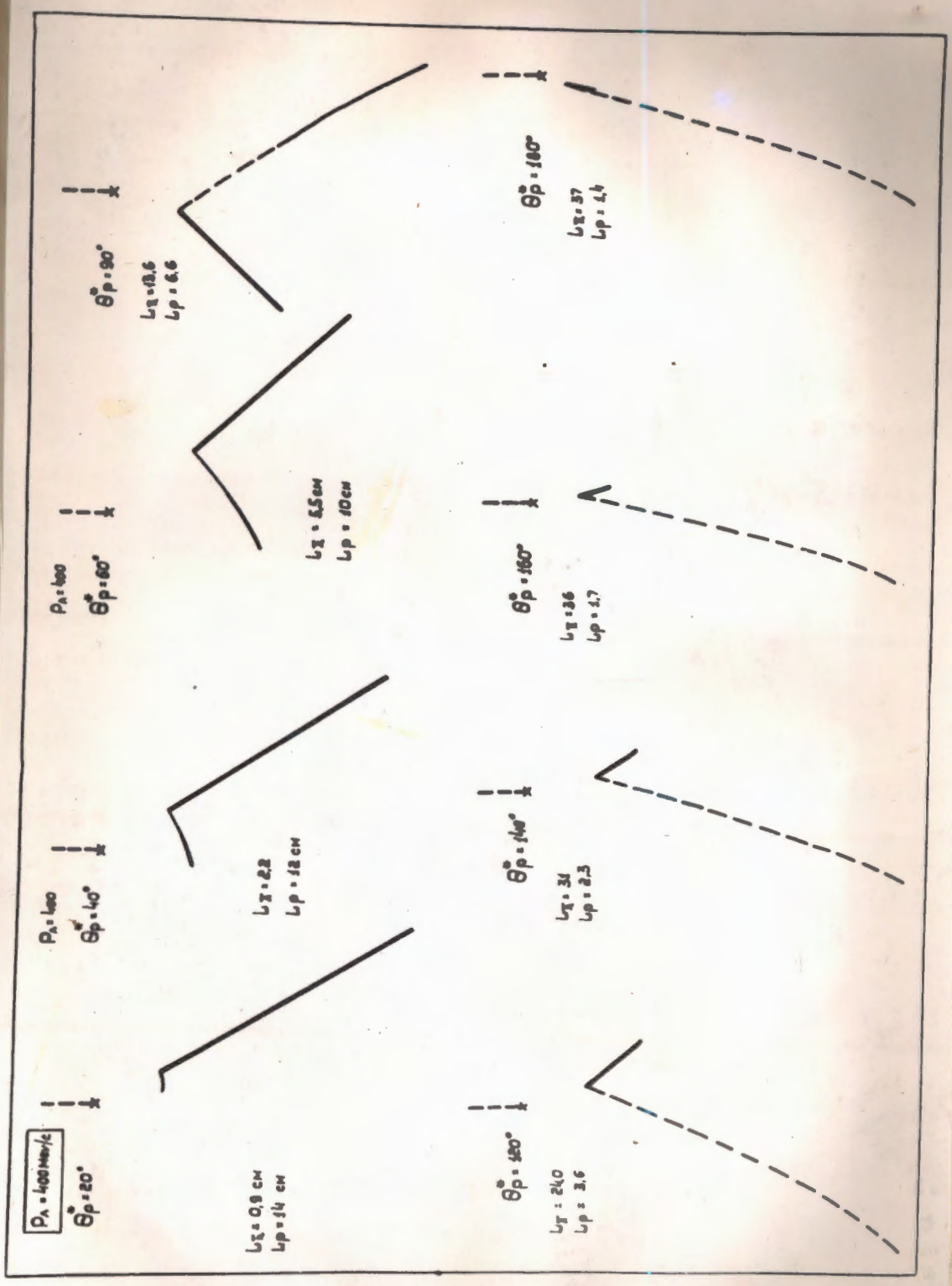


Рис. 306 - Рядок А. измерений с помощью прибора π^- или протона
 $P_n = 400 \text{ мкВ/с}$ (с измерением изотопов ^6C карбона)

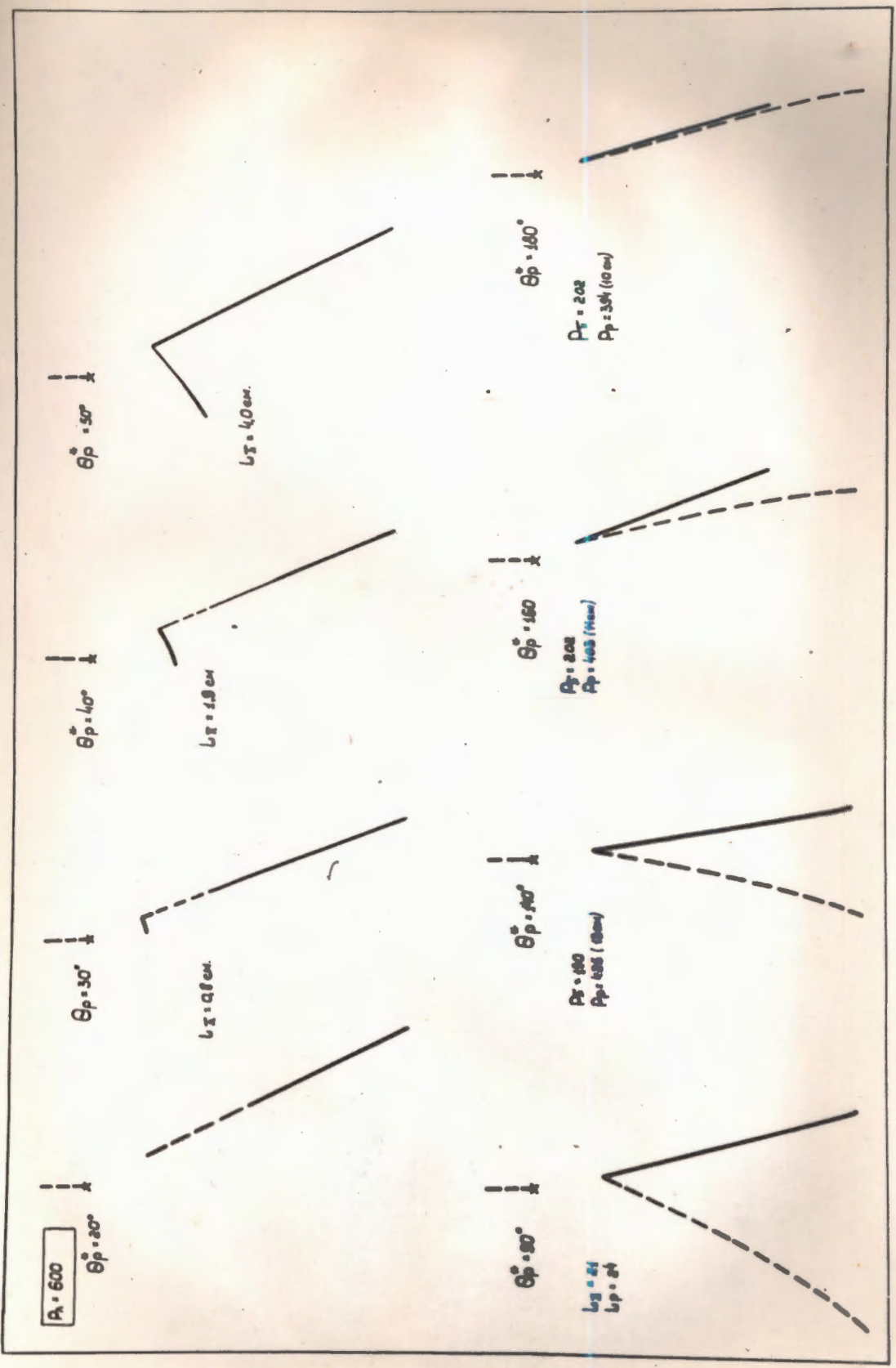


Рис. 30с. "Аномальные" видя параллель. А-внепрямой (в проекциях) вычеркивание. Камера
 $P_1 = 600 \text{ мм}$

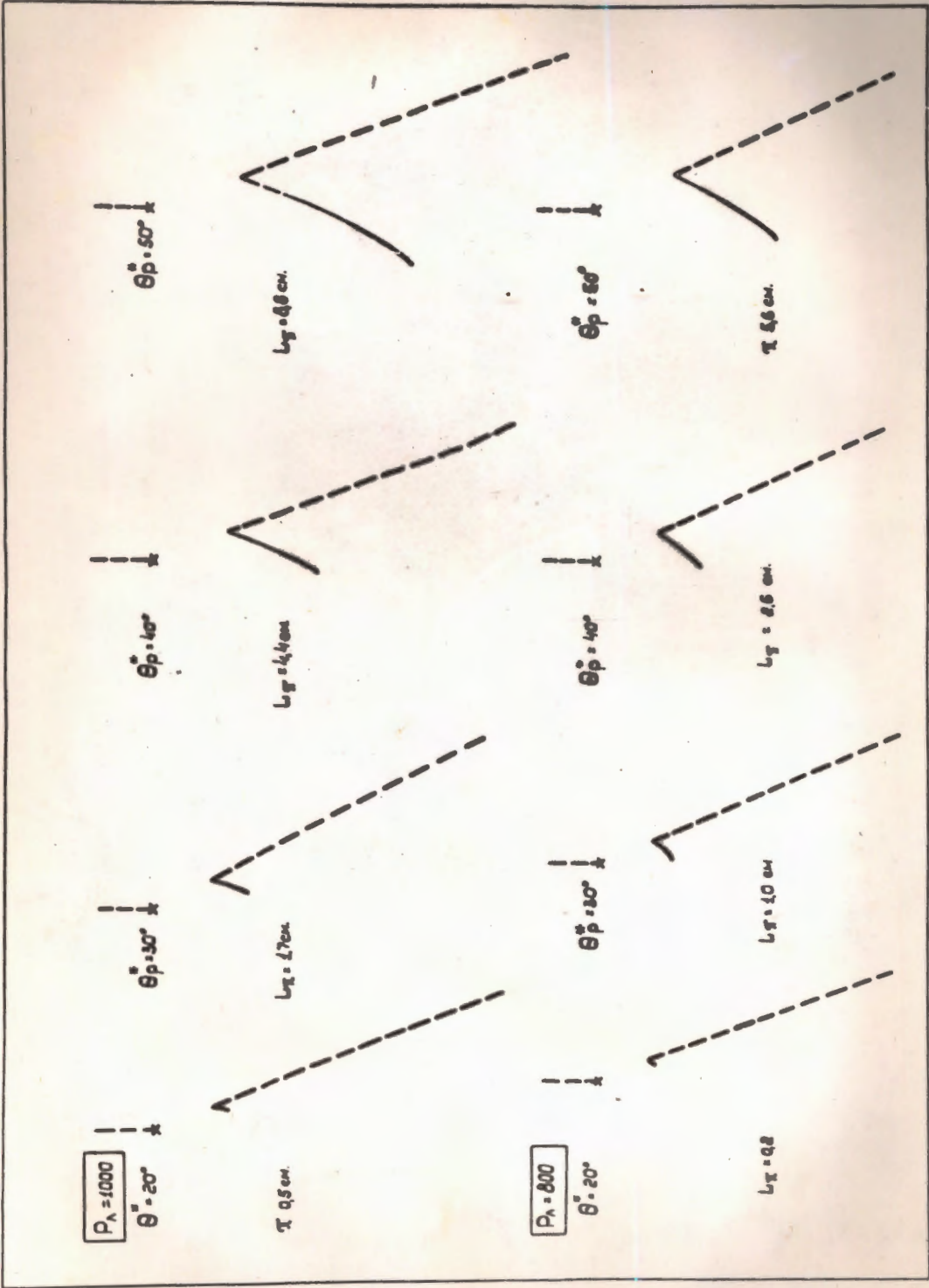
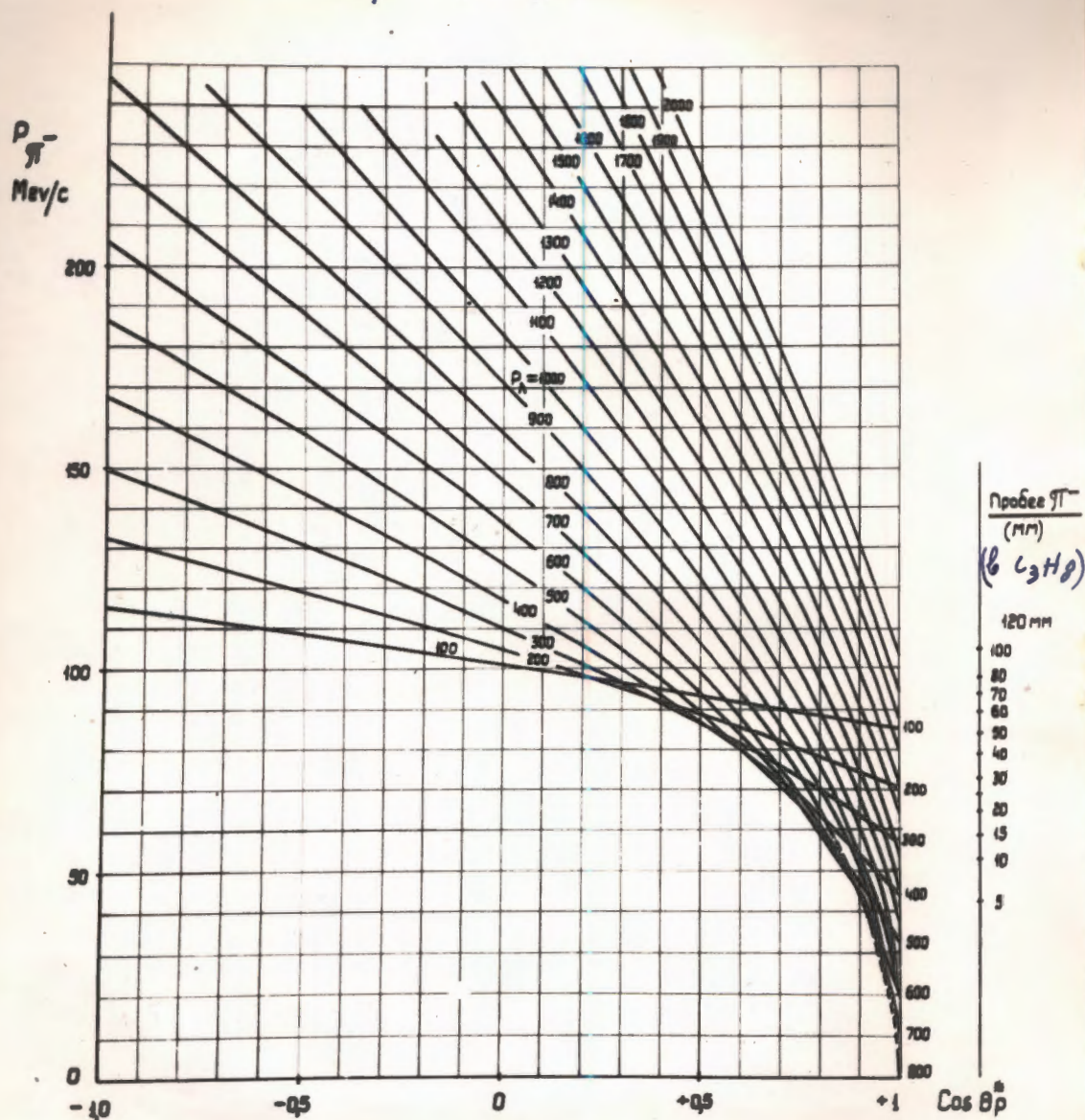


Рис. 30 д - "Атомнабири" бнд парнадоб А-рунепароб (б иронатороб и ззвиробобон
 Кауеуе)
 $P_A = 800 \text{ меге}$ и 1000 меге

$$\cos \theta_p^* \sim P_\Lambda \text{ и } P_{\bar{\nu}}$$



x

Рис. 31 - Кинематические кривые распада Λ -шиперонов при постоянном импульсе Λ в лаб. системе.

θ_p^* - угол вылета протона относительно направления Λ (в системе, где Λ покоится).

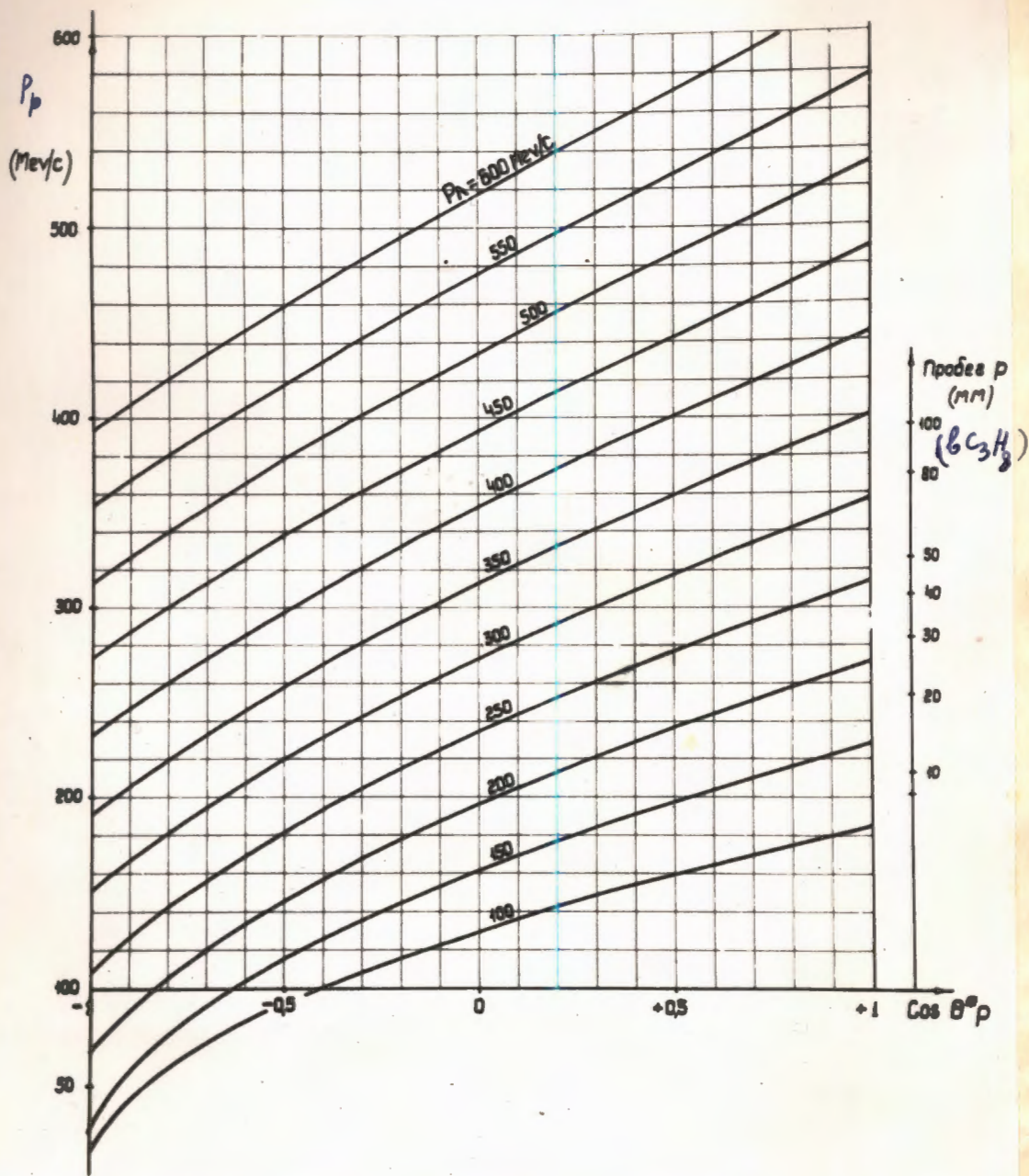


Рис. 32 - Кинематические кривые распада μ -мезонов при постоянной импульсе μ в л.б. системе.

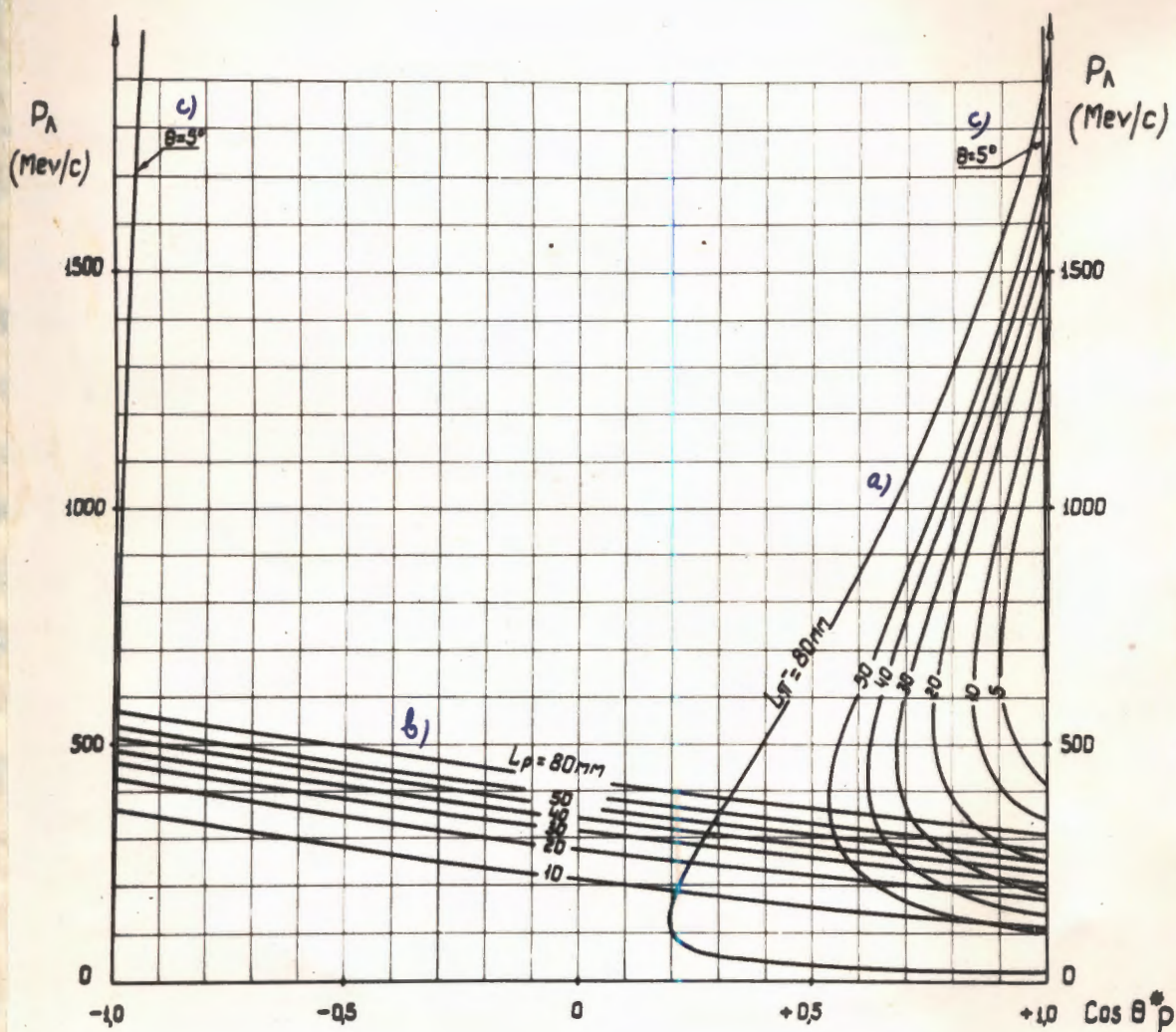


Рис. 33 - Угол вылета протонов в зависимости от

- P_Λ - импульса Λ в л.б. системе и пробега π^- -мезона L_{π^-}
- P_Λ и пробега протона L_p .
- P_Λ и угла между протоном и π^- -мезоном (при $\theta = 5^\circ$)

Кривые построены на основании кинематики распада Λ -гиперонов. Видим, что все Λ -гипероны с коротким пробегом π^- мезона имеют летящие вперед протоны. И чем короче след π^- мезона, тем более вперед летит протон.

Λ -гипероны с коротким пробегом протона, а так же Λ -гипероны с малым углом θ_{\pm} , тоже вызывает несимметричную ошибку. Но эффект от них намного меньше, чем от Λ с коротким пробегом π^- мезона. Поэтому, остановившись более подробно на поправке, связанной с коротким пробегом π^- мезона. Поправка же на случаи с коротким пробегом протона и малые углы θ_{\pm} , проводилась аналогичным образом.

На основе импульсного спектра Λ -частиц в лабораторной системе можно определить число Λ -гиперонов, которые при распаде имеют π^- мезон с пробегом меньше чем заданная длина L_0 . Проведем расчет в предположении, что угловое распределение ρ от распада Λ :

- а) изотропно, т.е. $\alpha_{\pi^-} = 0$.
- б) неизотропно с $\alpha_{\pi^-} = -0,2$

При $\alpha_{\pi^-} = 0$ вероятность, что $L_{\pi^-} \leq L_0$ равна $W_0 = \frac{1 - \cos \theta_{0,p}^*}{2}$

при $\alpha_{\pi^-} = -0,2$ она равна $W_{-0,2} = 0,8W_0 + 0,2W_0^2$

Общая формула

$$W_{\alpha_{\pi^-}} = (1 + \alpha_{\pi^-})W_0 - \alpha_{\pi^-}W_0^2$$

Она получается при интегрировании функции распределения

$$W_{\alpha_{\pi^-}} = \int_{\xi}^{+1} \frac{1}{2} (1 + \alpha_{\pi^-} \xi) d\xi$$

$$\xi = \cos \theta_{p}^*, \quad \xi_0 = \cos \theta_{0,p}^*, \quad W_0 = \frac{1 - \xi_0}{2}$$

• где

$\cos \theta_{op}^*$ - угол вылета p в системе ц.м. Λ - гиперона с определенным импульсом в лабораторной системе, когда π^- мезон имеет пробег равный L_0 (См. рис. 33)

Число Λ - гиперонов с $L_{\pi} \leq L_0$ определялось по формуле

$$N_{\Lambda} = \sum_i N_i \frac{w_i}{1-w_i} \quad , \text{ где}$$

N_i - число Λ - гиперонов в определенном интервале импульсного спектра

w_i - соответствующая вероятность, что $L_{\pi} \leq L_0$

Обычно, чтобы сделать поправку на случай с коротким π^- мезоном, предполагают, что эффективность просмотра равна нулю для обнаружения Λ - гиперонов, если пробег π^- мезона распада меньше, чем произвольно выбранная длина L_{min} , а когда $L_{\pi} > L_{min}$ - эффективность просмотра равна экспериментально найденный для неаномальных случаев. Так например, в работе [18] $L_{min} = 3$ см, в работе [21] $L_{min} = 7$ см, а в работе [22] $L_{min} = 10$ см. Но так как число пропущенных случаев быстро растет с увеличением L_{min} ^(см рис 34) в эти случаи дадут очень большой вклад в $d\rho$ (их $\cos \theta_p^* \approx 1$), то мы считали, что такой подход является неудовлетворительным.

В настоящей работе мы ~~подобрали~~ дифференциальное распределение $\frac{\Delta N_{\Lambda}}{\Delta L_0}$ и сравнили его с экспериментальной гистограммой, рис. 35. Гистограмма построена на основе наблюдаемых Λ - гиперонов, у которых π^- остановились в камере. Сравнение теоретической кривой с экспериментальной имеет смысл только при $L_0 \leq 5$ см, т.к. при $L_0 > 5$ см. большинство π^- выходило из камеры.

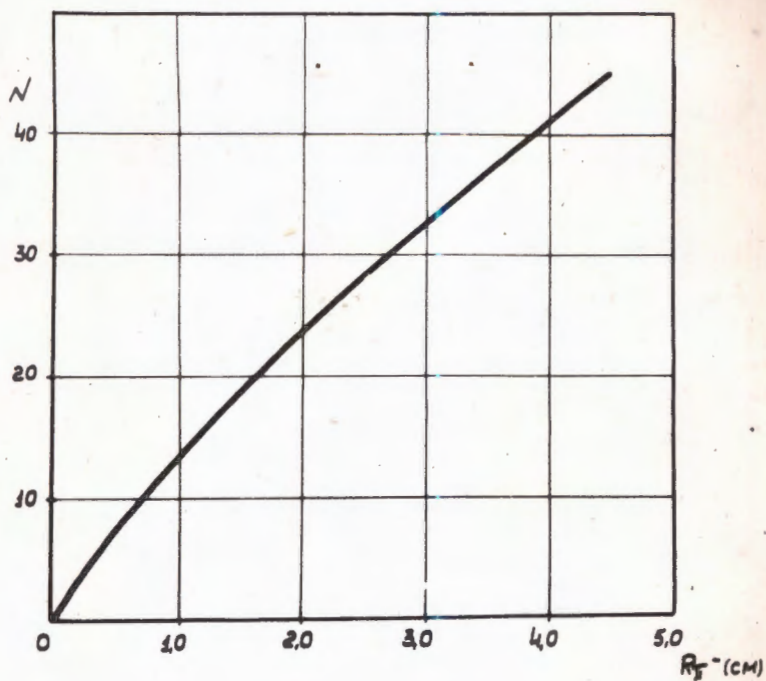
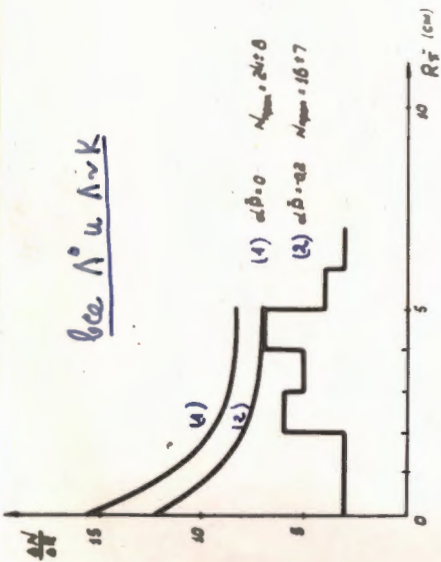
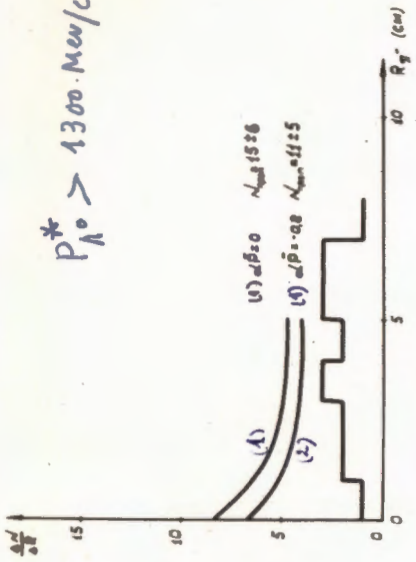


Рис. 34 - Число μ -мезонов с пробегом π^- -мезона $\leq R_{\pi^-}$ в зависимости от R_{π^-} .

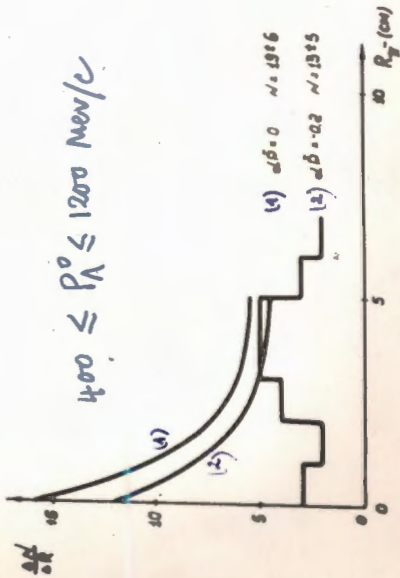
всё Λ^0 и $\Lambda^0 K$



$P_{\Lambda^0}^* > 1300 \text{ MeV/c}$



$400 \leq P_{\Lambda^0} \leq 1200 \text{ MeV/c}$



$N_s = 4; 6$

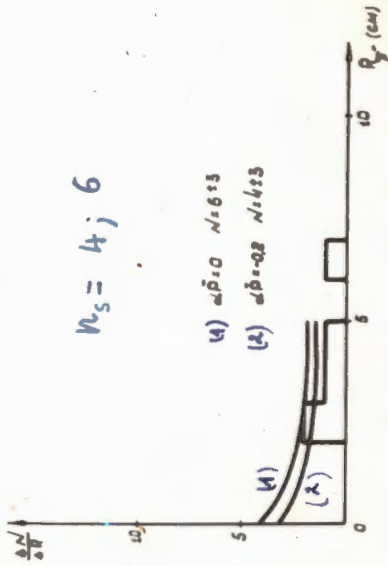


Рис. 35 - Распределение Λ -мезонов с максимумом проборов π -резонанса.
Кривая (1) соответствует бегу $\alpha P = 0$; кривая (2) — $\alpha P = -0,2$. ~~Н~~

Из рисунка 35 видно, что эффективность просмотра *постепенно* растет с увеличением L и достигает значения обычной эффективности просмотра при $L \approx (3+4)$ см. Площадь между теоретической и экспериментальной кривой соответствует пропущенным Λ -гиперонам с коротким пробегом π^- . Так же видно, что поправка необходима даже при отрицательном $d\bar{p}$:

$$\text{При } d\bar{p} = -0,2 \quad N_{\Lambda}(d\bar{p} = -0,2) \approx \frac{2}{3} N_{\Lambda}(d\bar{p} = 0).$$

~~На рис. 28 ~~и 27~~ приведены также ~~те~~ кривые, ~~как и на рис. 27~~ но для разных эффективных областей и в определенных интервалах интересующих нас параметров.~~

Используя рисунки 33 и 35 мы могли оценить не только число пропущенных Λ -гиперонов с коротким пробегом π^- , но так же и распределение их протонов по $\cos\theta_p^*$.

Поправка на Λ -гипероны с коротким пробегом протона проводилась идентичным образом, ~~Замечено~~, что пропущенные Λ -гипероны из-за короткого пробега протона, дают вклад как в область с $\cos\theta_p^* < 0$, так и в область с $\cos\theta_p^* > 0$.

(Рис. 33.)

Для Λ -гиперонов с импульсом > 400 мэв/с.

Эту поправку можно не делать, ~~так как не имеет никакого значения~~. Число пропущенных Λ -гиперонов с коротким пробегом P меньше, чем число Λ -гиперонов с коротким пробегом π^- -мезонов. Это может быть связано с тем фактом, что Λ -гипероны с коротким пробегом протона выглядят более похожими на обычные V^0 -события и эффективность наблюдать такие события выше.

Поправка на пропуск Λ -гиперонов с малыми углами разлета частиц распада проводилась в предположении, что

случаи с $\theta_z < 5^\circ$ пропускаются. Предельный угол был выбран равным 5° , потому, что V° -событие уже отчетливо отличается от γ -кванта. Как видно из рис. 33 эта поправка очень невелика, когда импульс Λ -гиперона небольшой и достигает $\approx 2\%$ при $p_\Lambda = 2000$ мэв/с и находится в интервале $\cos \theta_p^* \approx \pm 1,0$

Λ -гипероны с очень большим углом разлета

$\theta_z \approx (120 \div 180)^\circ$ так же легко могут быть пропущены при просмотре, но отдельную поправку делать не надо, т.к.

Λ -гипероны с большим углом разлета продуктов распада имеют короткий пробег π^- , а на них поправку мы уже сделали.

УП. НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РОЖДЕНИЯ.

После идентификации было получено 1050 V^0 -событий, среди них 327 Λ - гиперонов, 596 K^0 -мезонов и 127 неопределенных (Λ или K^0). В таблице VII представлено распределение Λ и K^0 по числу заряженных частиц, рождающихся вместе с Λ - K^0 -частицами

Т а б л и ц а VII

n_s	0	2	4	6+8	Всего
Λ	45	148	73	10	276
$\Lambda + K^0$	13	27	11	0	51
K^0	62	256	129	14+2	463
$K^0 + \bar{K}^0$	7	21	5	0	33
Λ или K^0	9	64	32	6	111
$(\Lambda$ или $K^0) + K^0$	2	12	2	0	16
всего	138	528	252	32	950
в процентах	14,5%	55,6%	26,5%	3,4%	100%

Средняя множественность заряженных частиц, рождающихся вместе с V^0 -частицами, $\bar{n}_s = 2,38 \pm 0,07$.

Так как в настоящей работе изучение рождения странных частиц не являлось основной задачей, мы не будем обсуждать те вопросы, которые имеют связь с процессом рождения, а приводим только необходимые нам данные.

Как уже показано выше, среди неопределенных V^0 -частиц только (7±7) являются K^0 -мезонами, поэтому в дальнейшем мы будем включать все неопределенные V^0 -события в статистику Λ -гиперонов.

На рис. 36-39 изображены импульсные и угловые распределения Λ и K^0 -частиц в лабораторной системе, а на рисунках 40-43 эти распределения в с.ц.м. ($\bar{x}p$). Все эти распределения были сделаны как для I-ой, так и для II-ой области. Но так как эти распределения почти не отличаются друг от друга, то в дальнейшем мы приводим только те данные, которые относятся к I- области, что совпадает так же с желанием увеличить статистику. В отдельных случаях, когда нужны сведения, которые относятся к II-ой области, мы их приводим с особыми указаниями. Распределения поперечных импульсов Λ и K^0 - частиц изображены на рис. 44+45. В таблице IX представлены средние значения для углов рождения, импульсов и поперечных импульсов Λ и K^0 -частич.

Т а б л и ц а IX. *)

	n_s	$P_{V_0} (M\%c)$	$P_{V_0}^* (M\%c)$	$P_{V_0}^+ (M\%c)$	$\cos \theta_{V_0}^*$	$\cos \theta_{V_0}$
Λ	0	1405	1207	373	-0,665	0,890
	2	1442	981	400	-0,672	0,915
	4+6	1615	800	360	-0,575	0,923
	все	1487 (1616±49)	963	384 ^{±12} (412±17)	-0,642	0,913
K^0	0	2897±221	810±46	451±27	+0,275	0,941
	2	1943	616	384±12	+0,124	0,914
	4+6	1461	499	347±18	-0,002	0,909
	все	1957 (2185±64)	614	384±11 (398±15)	+0,113	0,916

~~Результаты полученные с учетом поправки на эффективность регистрации.~~

*) Без учета поправки на эффективность регистрации. Результаты полученные с учетом поправки написаны в скобках.

P_A л.д.

— П-С
- - - - - П-Р

взаимодейств
" "

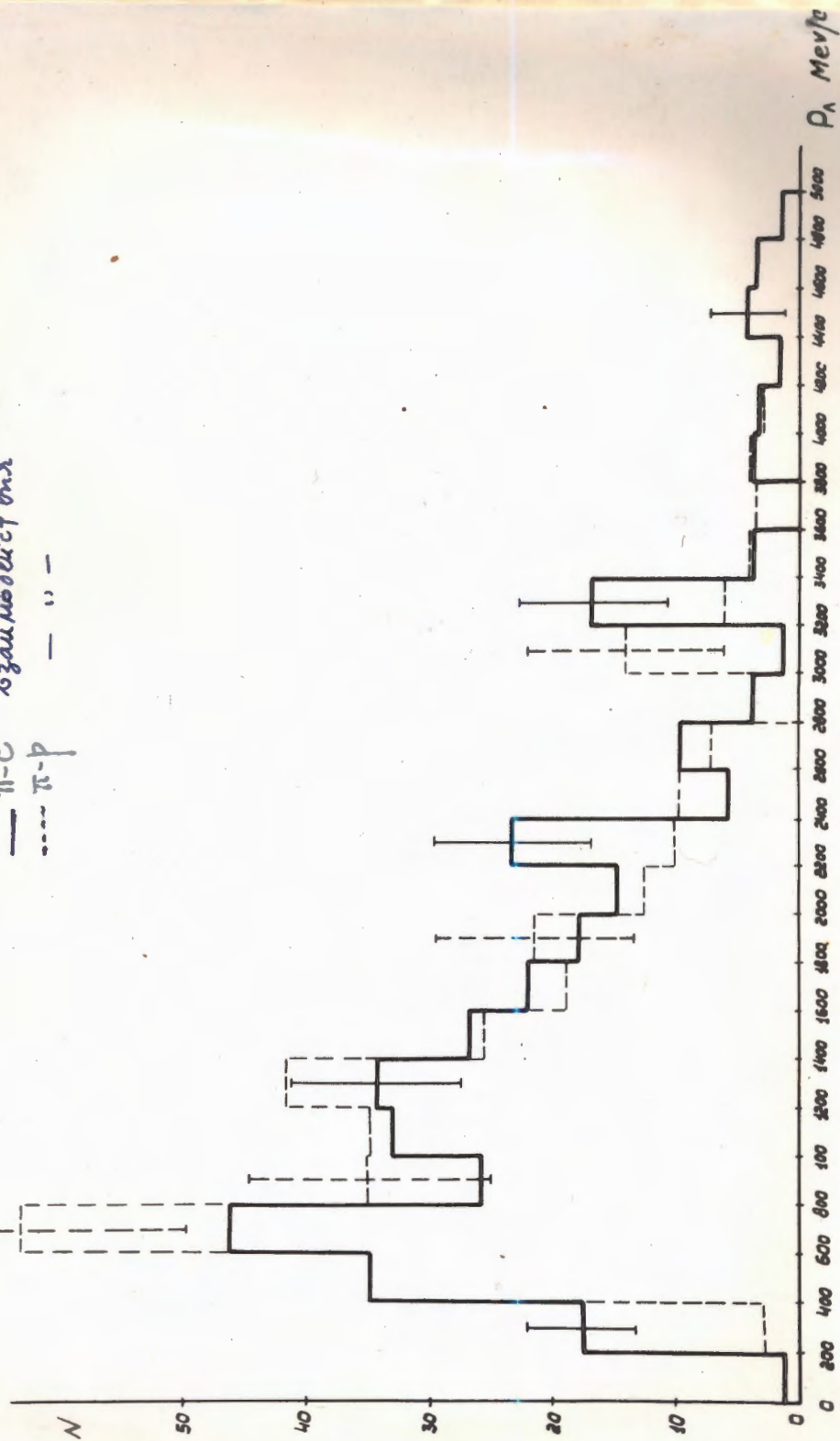


Рис. 36. Импульсное распределение Λ -мезонов в л.д. системе

Рис. 37. Минутное распределение K° высотой 8 км сев. полуш.

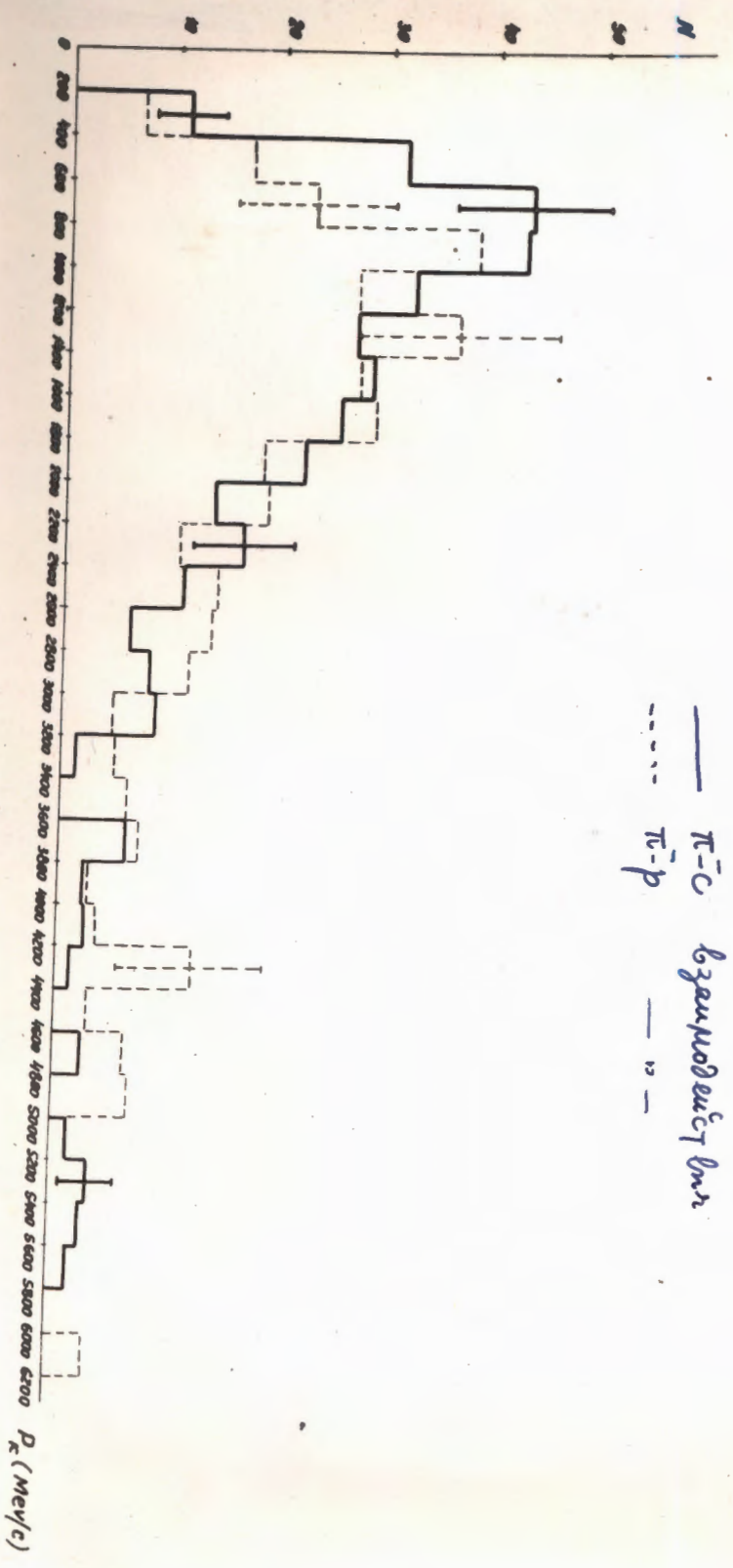


Рис. 37 - Минутное распределение K° высотой 8 км сев. полуш.

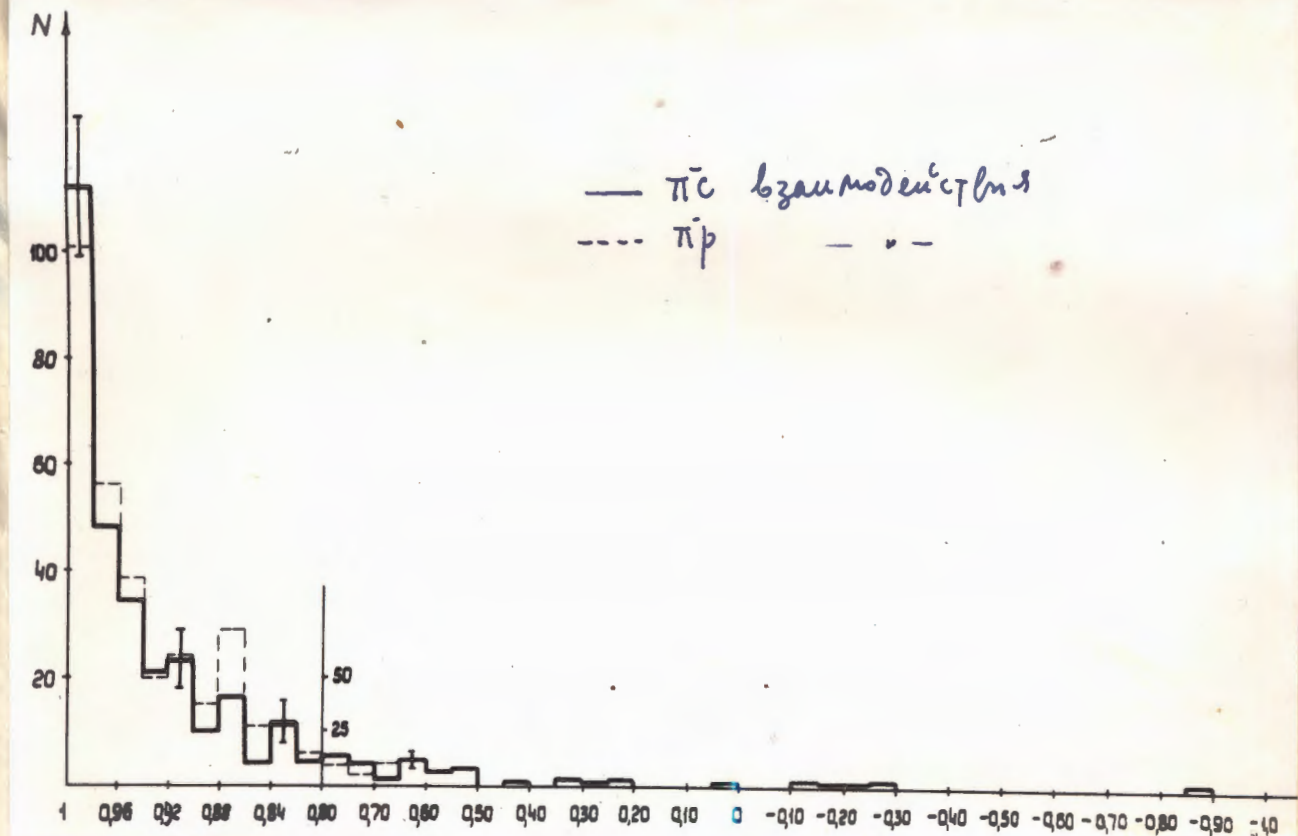


Рис. 38. Угловое распределение λ -мезонов в л.б. системе

$\cos \theta_\lambda$

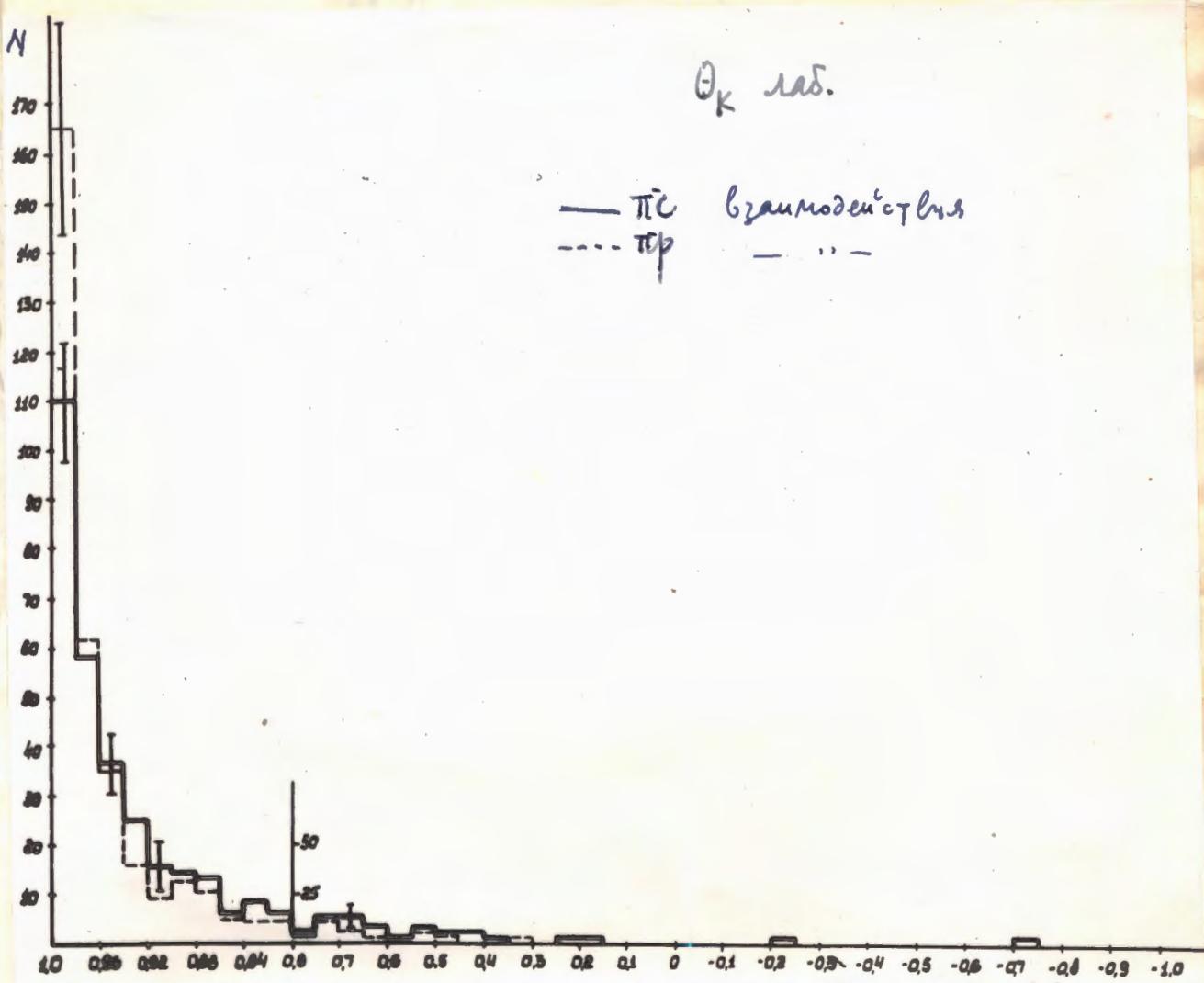


Рис. 39. Угловое распределение K^0 -мезонов в л.б. системе.

$\cos \theta_K$

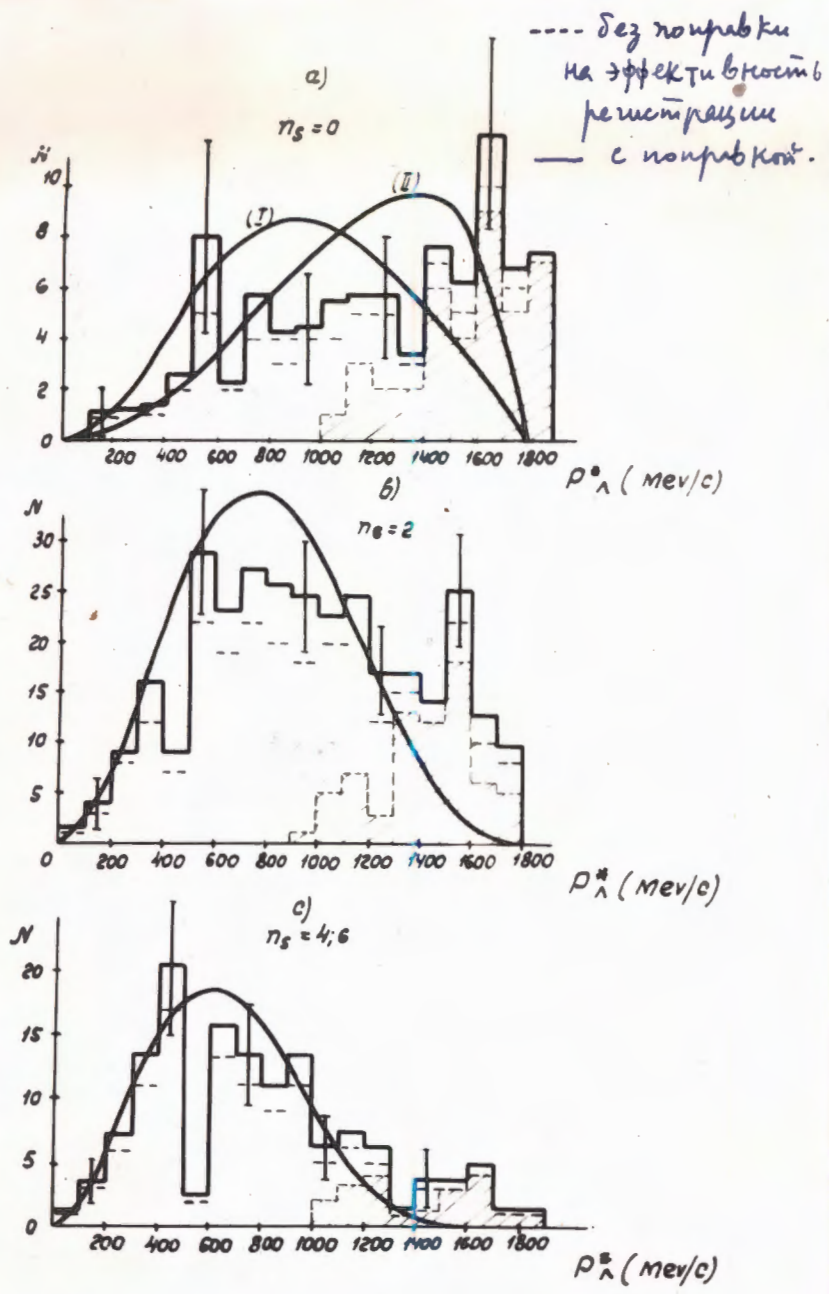


Рис. 40а,в,с. Импульсное распределение λ -мезонов в с.к.м. а) для 0-уровневых звезд ($n_s = 0$)
 б) для 2-уровневых звезд ($n_s = 2$)
 в) для 4- и 6-уровневых звезд ($n_s = 4+6$)
 Кривые получены на основе статистической теории []

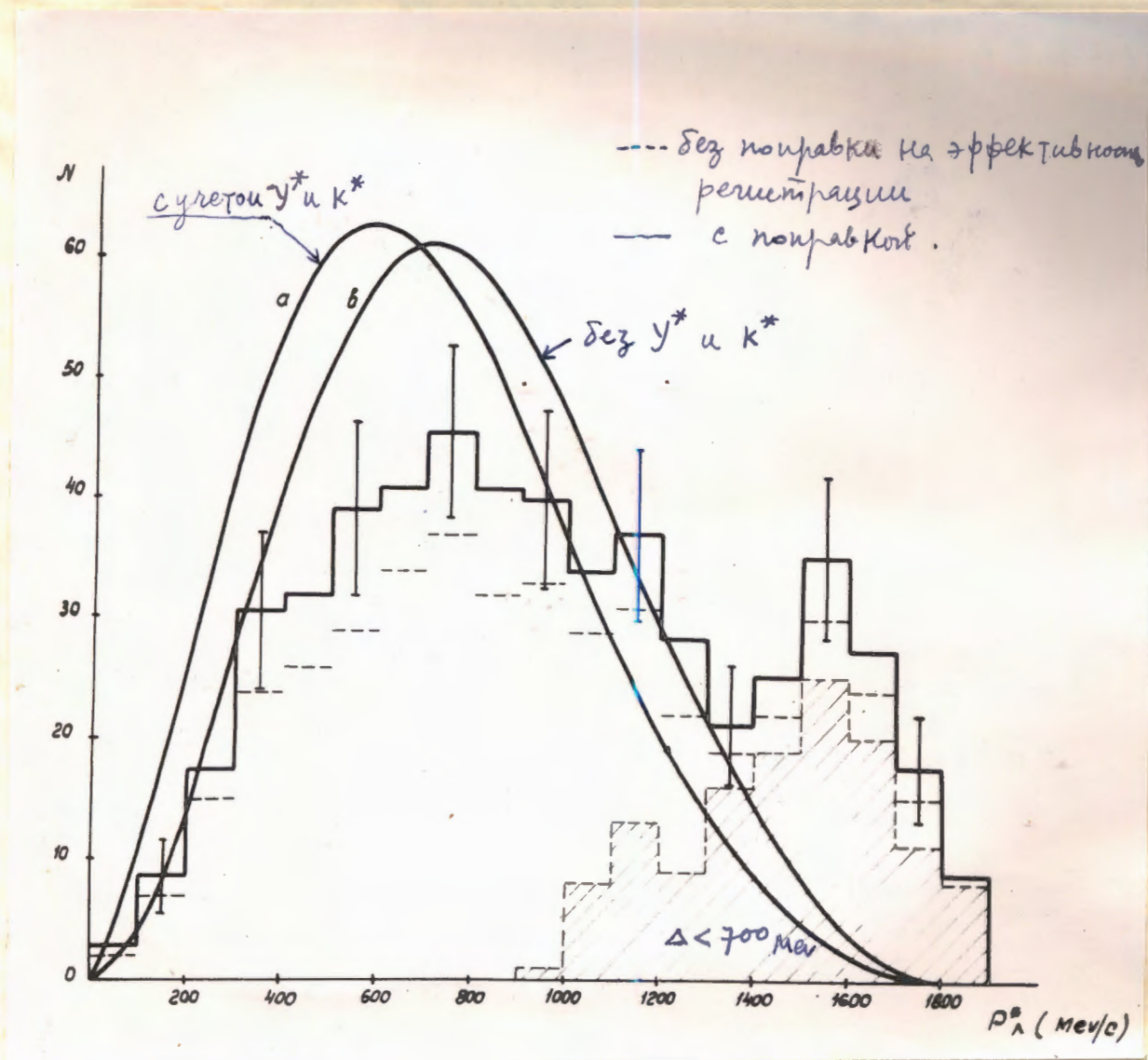


Рис. 40 д. Импульсное распределение L -мезонов
 в с. в. м (суммарное распределение)
 кривые рассчитаны по статистической теории.

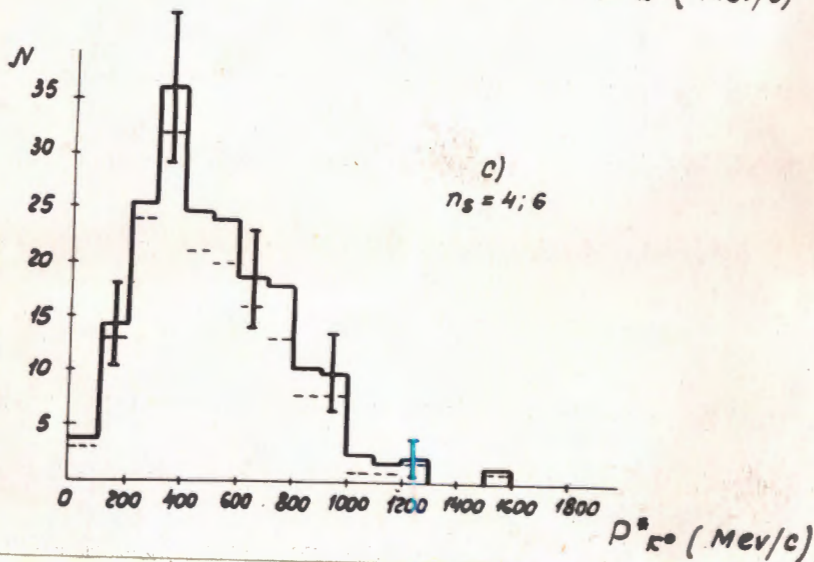
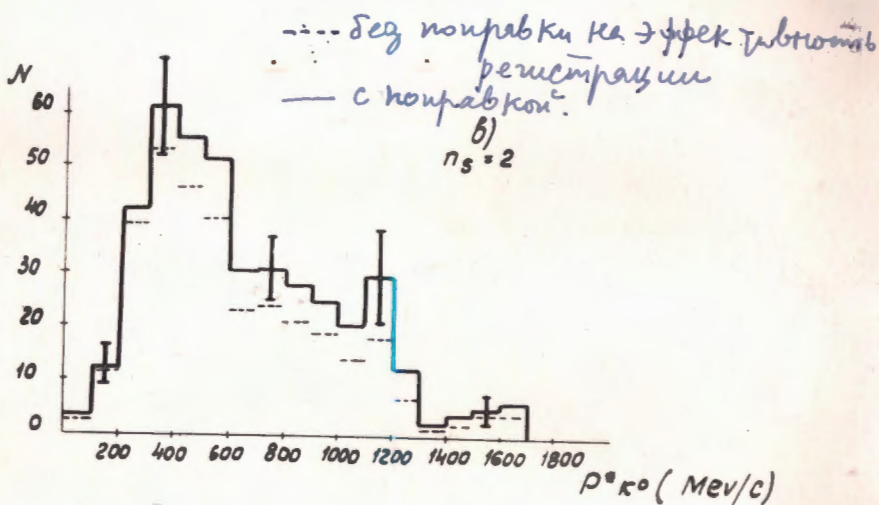
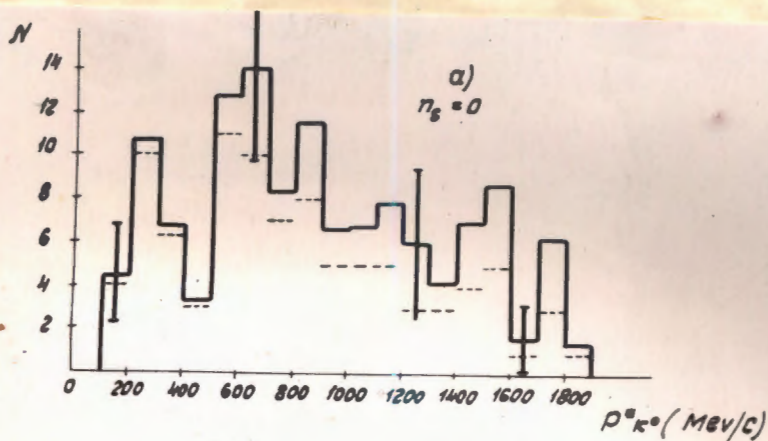


Рис. 4 а, б, в, и мультисное распределение K^0 -мезонов в С. У. М.

- а) при $n_s = 0$ (0-уровне звезды)
 б) $n_s = 2$ (2^е уровне ...)
 в) $n_s = 4 + 6$ (4^е и 6^е уровне ...)

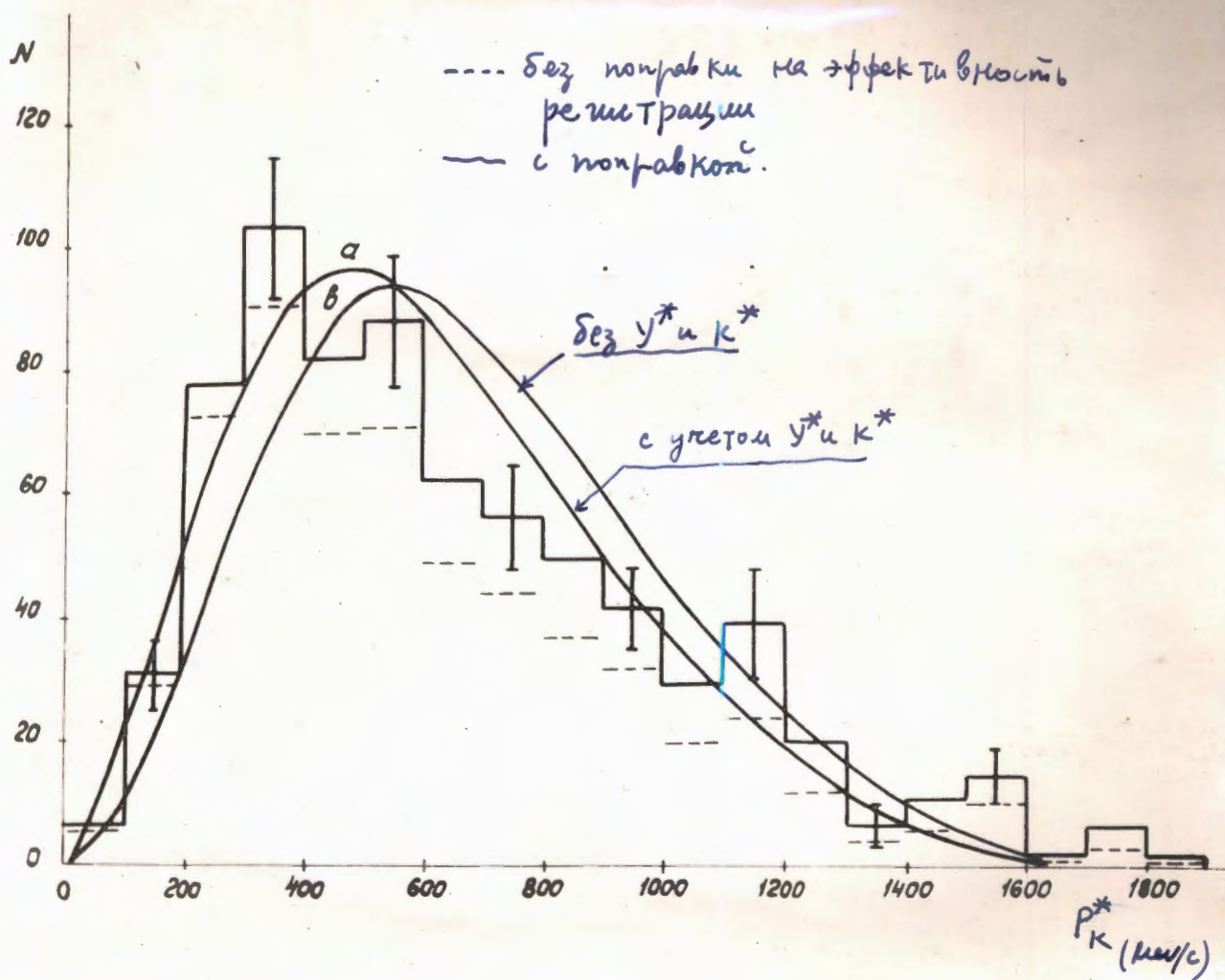


Рис. 41 d. Импульсное распределение K^0 -мезонов в С.Ш.М.
 (суммарное распределение)
 Кривые рассчитаны по статистической теории.

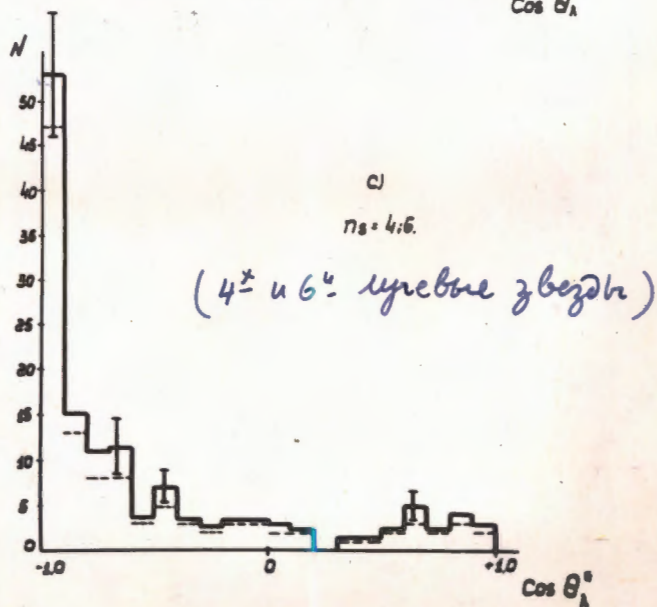
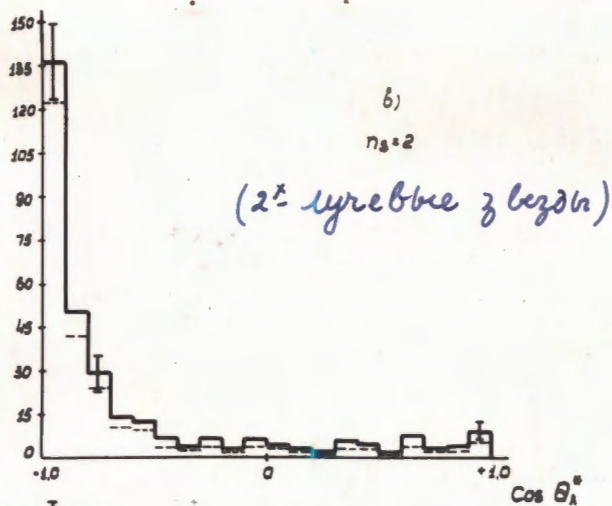
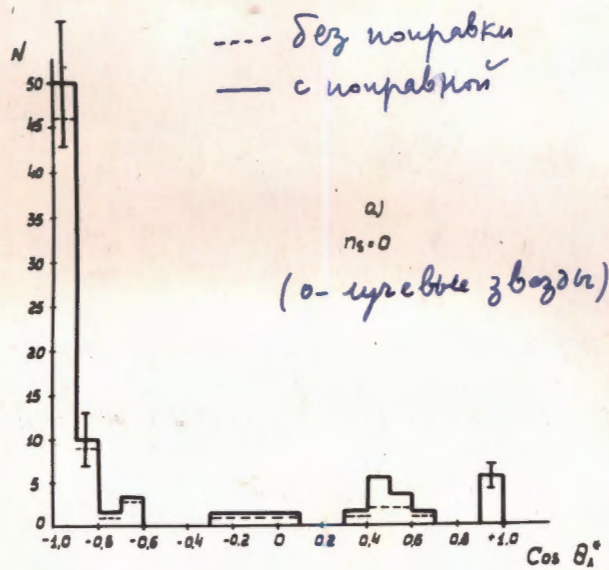


Рис. 42 - Угловое распределение (в с.и.м.) Λ -шиперонов, рождающихся в звездах с разной множественностью заряженных частиц.

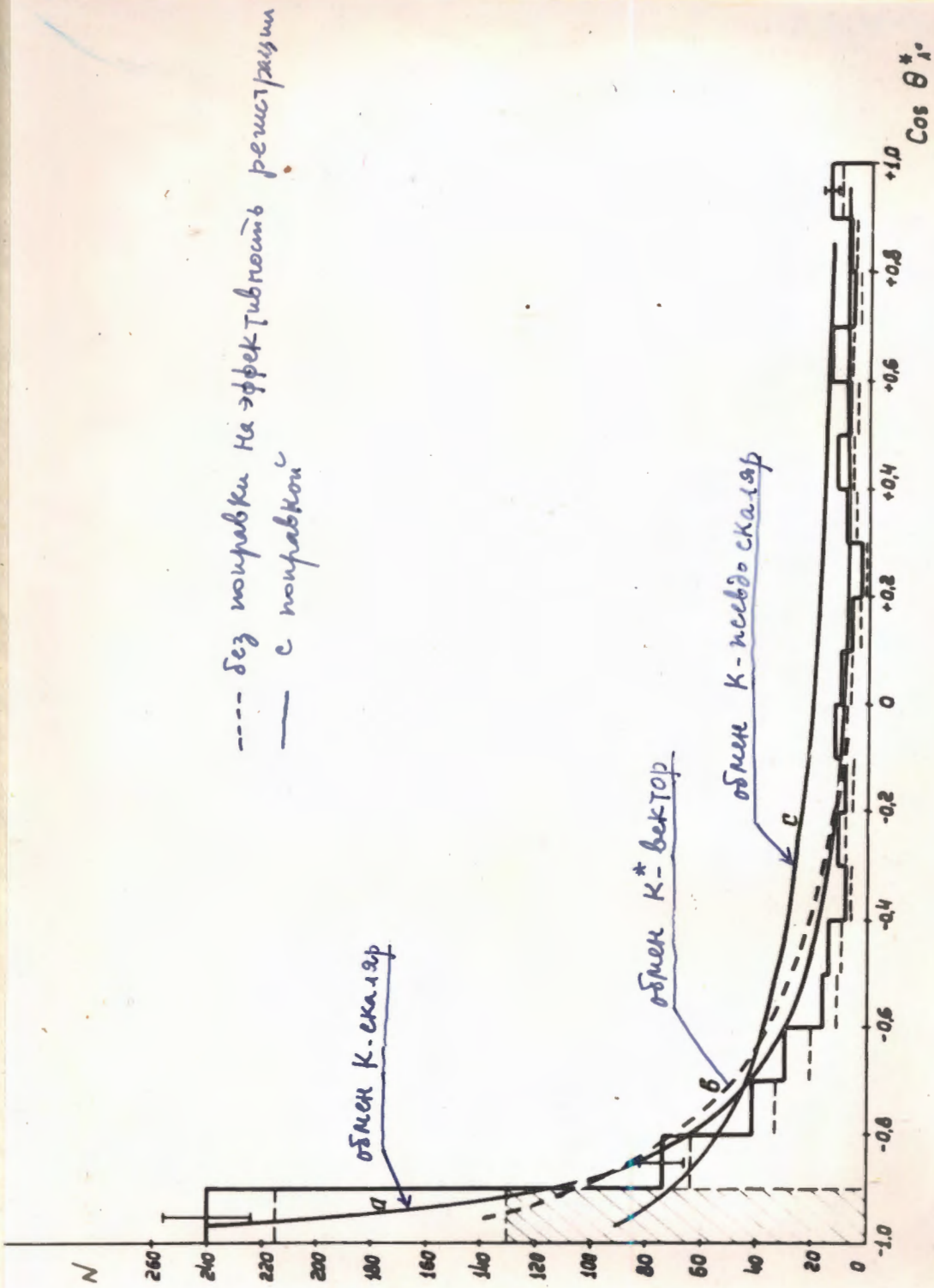


Рис. 42d - Угловое распределение Λ -шперонов в с.ч.м (симметричное распределение)
 Кривые рассчитаны по диаграммам с однозонным обменом []

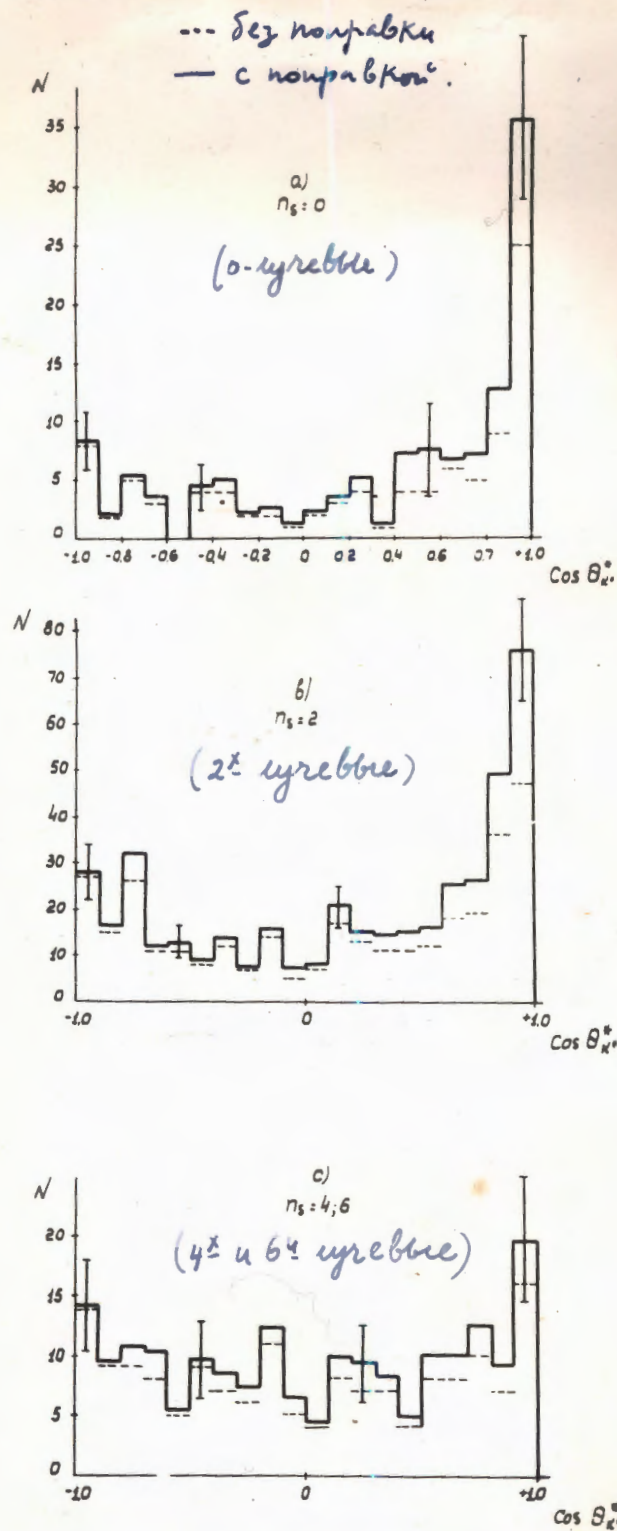


Рис. 43. Угловое распределение K^0 -мезонов
 (в с.и.м.), рождающихся в звездах с разной
 множественности заряженных частиц.

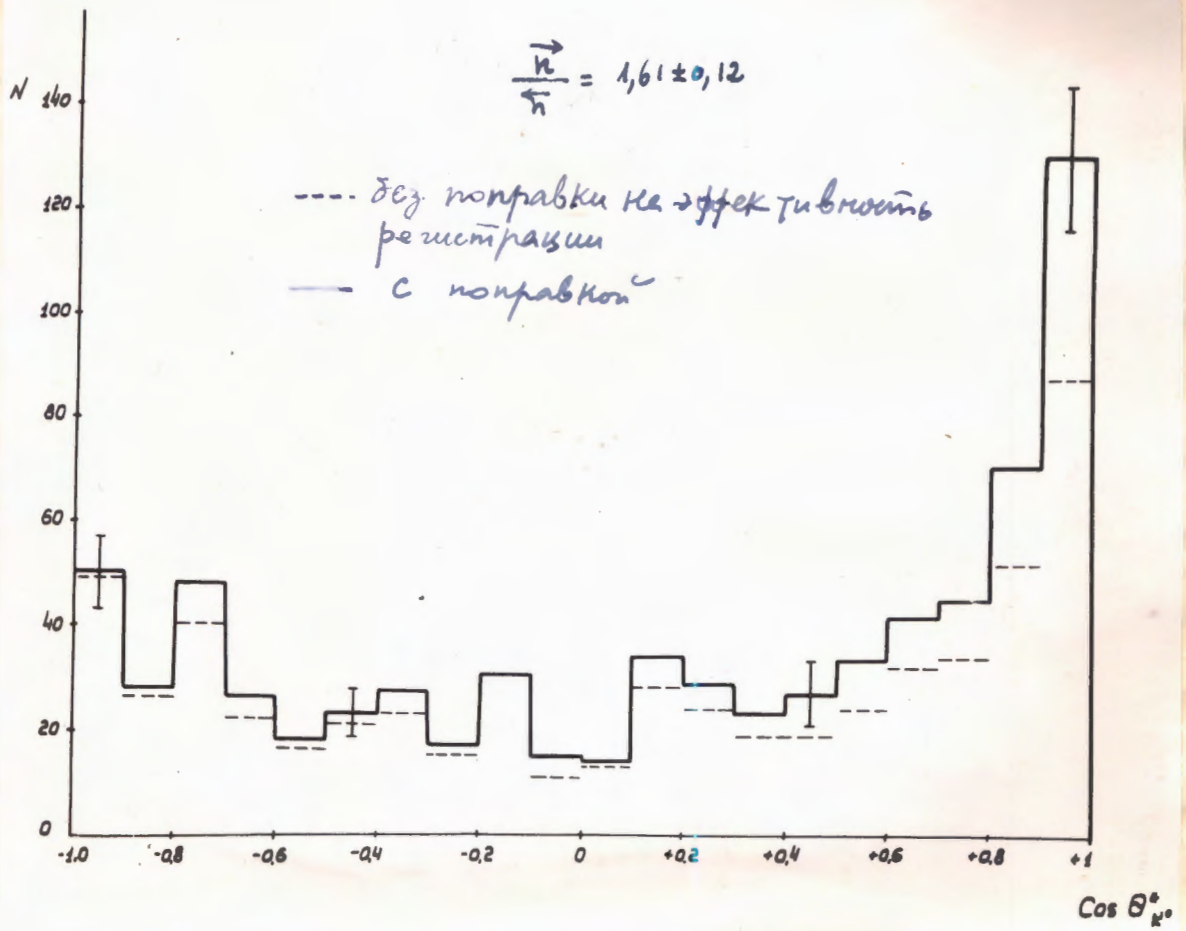


Рис. 43d - Угловое распределение K^0 -мезонов в С.К.М.
(суммарное распределение)

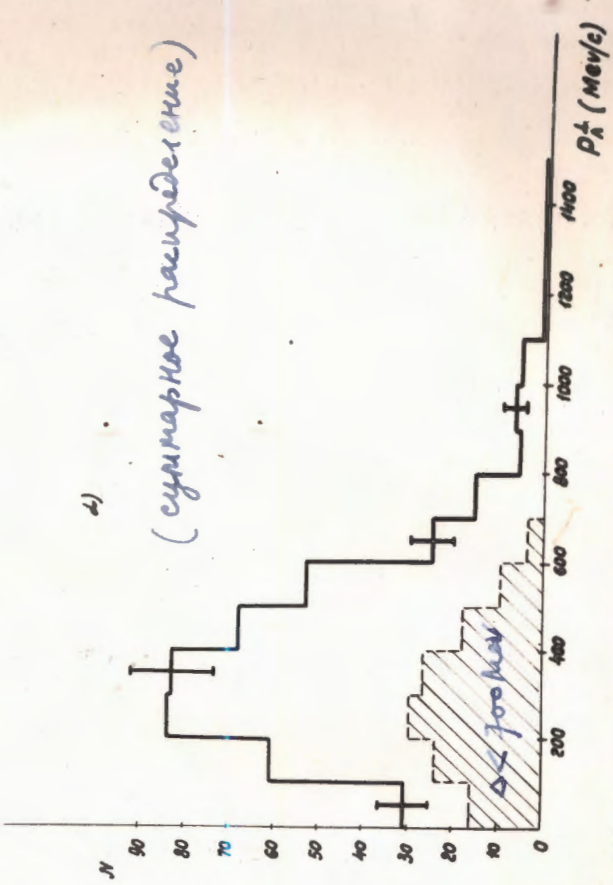
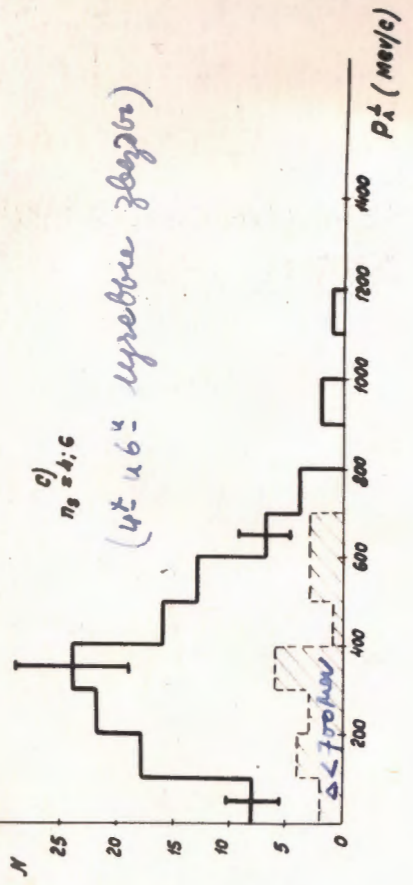
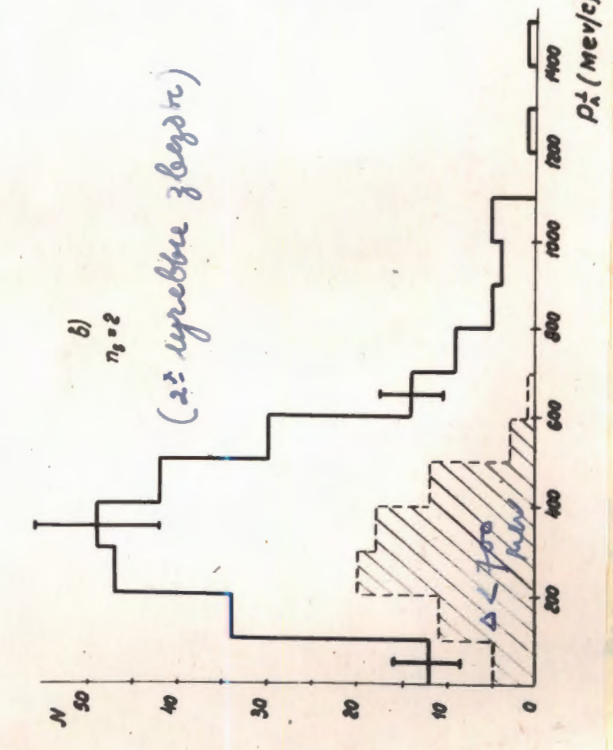
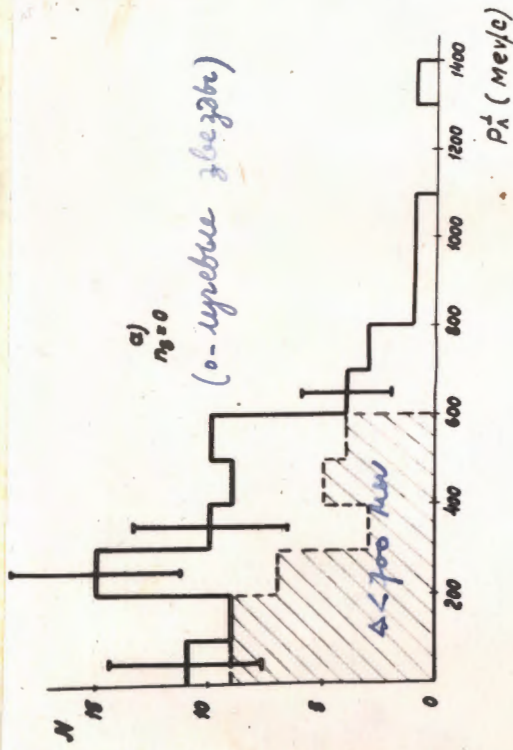


Рис. 44 - Распределение α -ионов по поперечной импульсам.

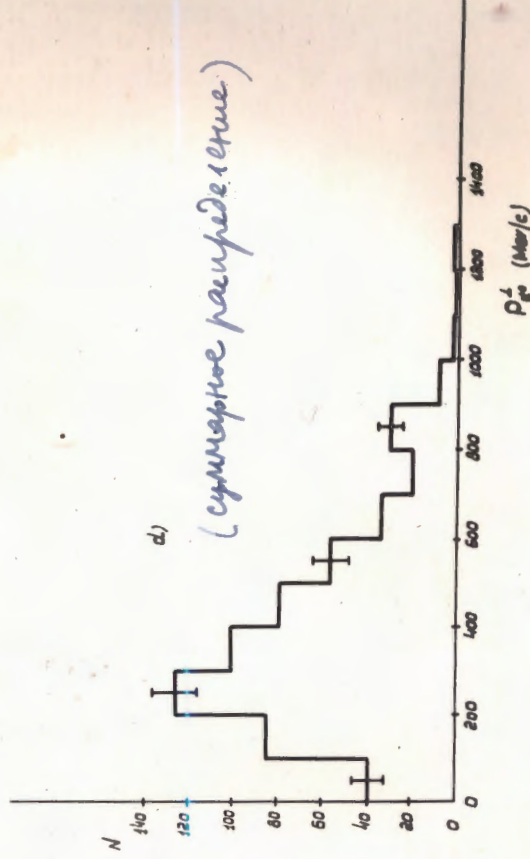
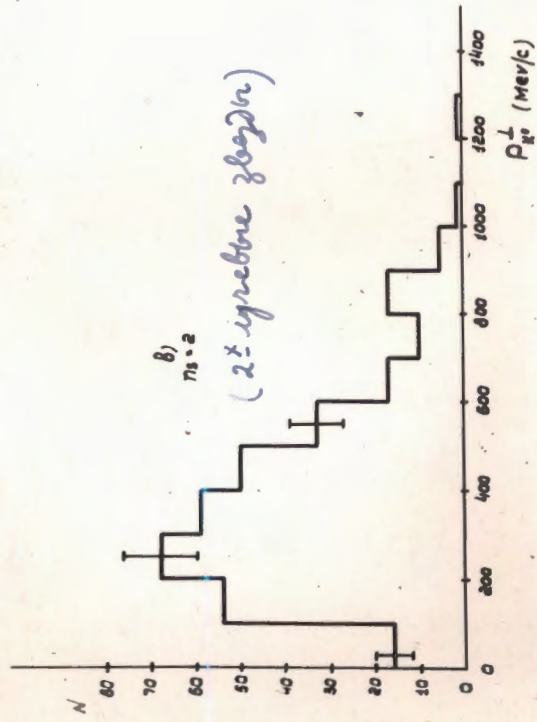
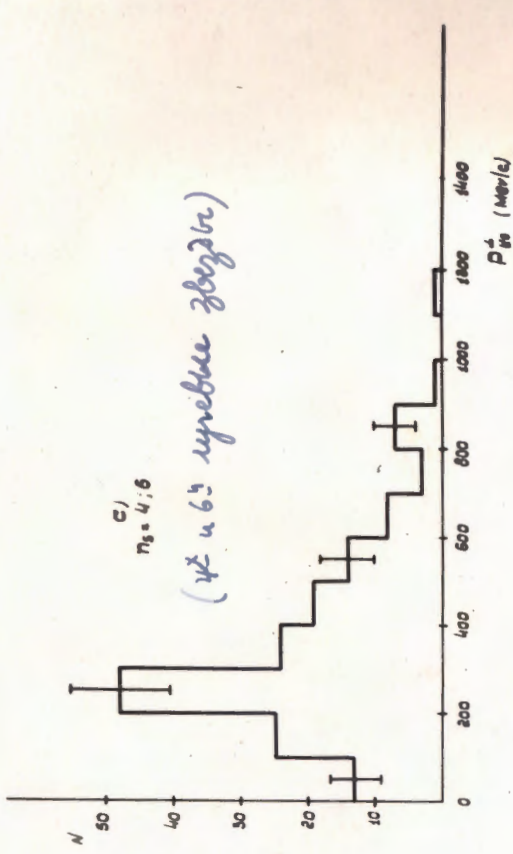
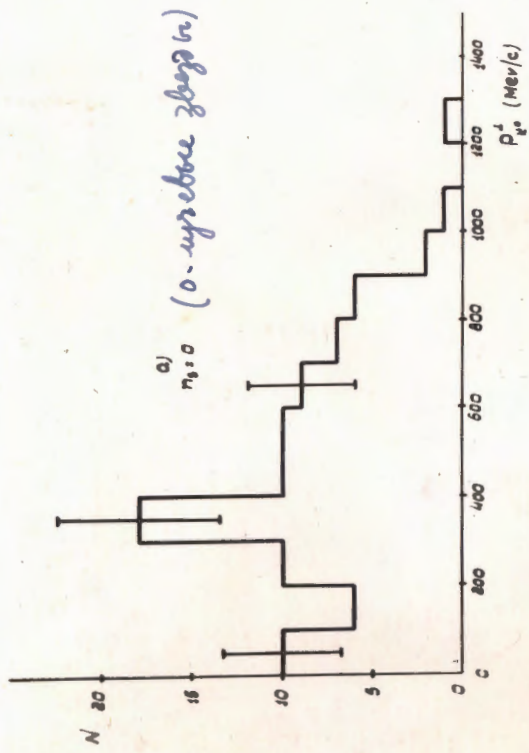


Рис. 45 - Распределение K^0 -мезонов по номерам и уровням

Время жизни ⁶⁷ Λ -гиперонов и K^0 -мезонов

На рис. 46 и 47 изображены интегральные кривые для времени до распада Λ -гиперонов и K^0 -мезонов (без поправки на эффективность регистрации) видно, что кроме потери частиц с большими временами жизни, имеется также потеря частиц с очень маленькими временами жизни, т.е. те V^0 -частицы, которые распались очень близко к точкам рождения и были приняты при просмотре как заряженные следы от первичных взаимодействий. На основе распределения длин распада V^0 -частиц и их средних импульсов, по нашим оценкам потеряно из-за коротких длин распада около 5% V^0 -частиц. (см. рис 48)

Был проведен расчёт время жизни Λ -гиперонов и K^0 -мезонов на электронно-счётной машине И-20 по методу Бартлетта [46]. Учитывая ~ 5% V^0 -частиц с короткими длинами распада, мы получили следующие результаты:

$$\tau_{\Lambda} = (2,78 \begin{smallmatrix} +0,38 \\ -0,30 \end{smallmatrix}) \cdot 10^{-10} \text{ сек (на основе 353 } \Lambda \text{ - гиперона в II-ой эффективной области).}$$

$$\tau_{K^0} = (0,99 \begin{smallmatrix} + 0,10 \\ - 0,08 \end{smallmatrix}) \cdot 10^{-10} \text{ сек (на основе 449 } K^0\text{-мезонов в II-ой эффективной области).}$$

Для изучения флуктуации во времени жизни все V^0 -частицы были разделены на разные группы. В таблице X и XI показаны результаты расчёта τ для разных групп (см. Также рис. 49 и 50)

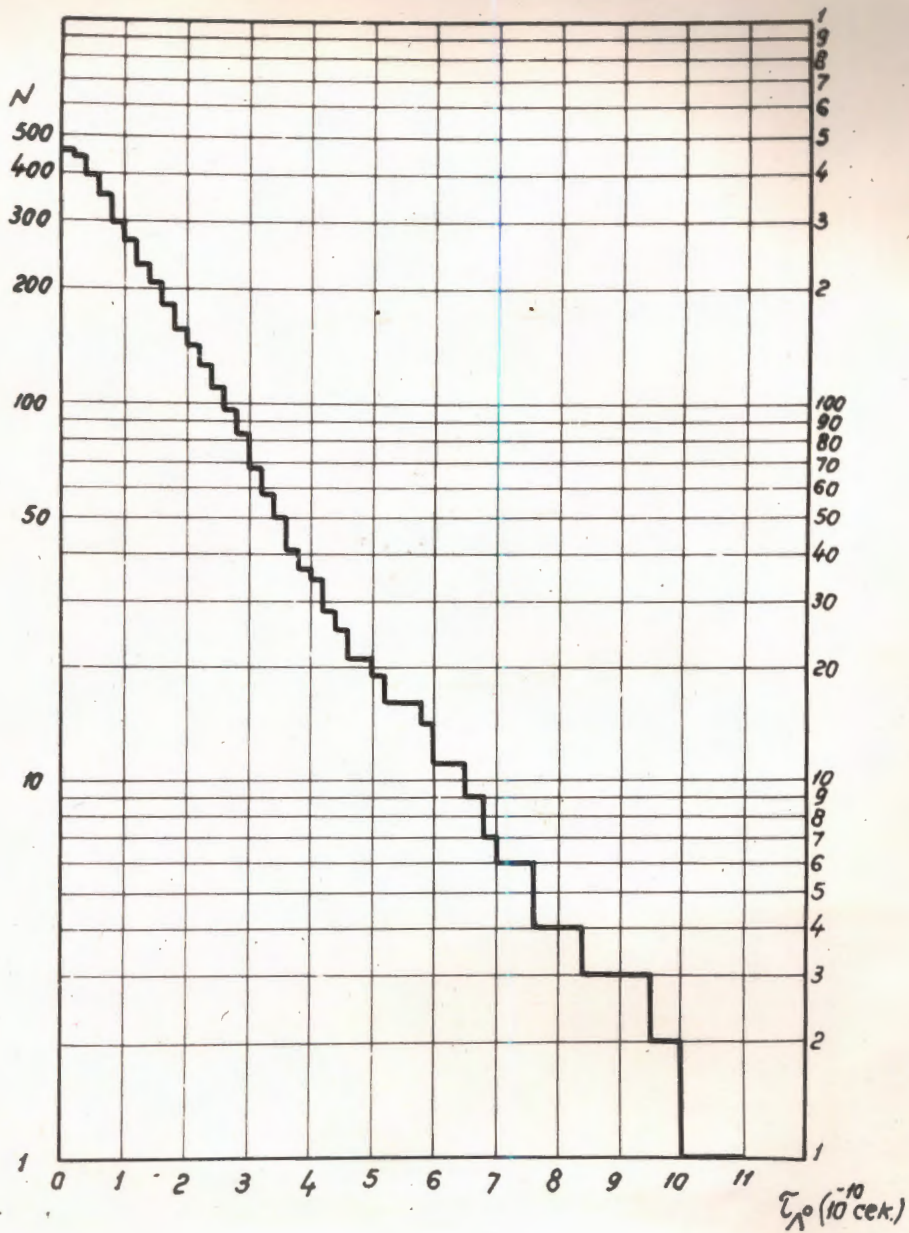


Рис. 46. Интегральное распределение Λ -циперонов по времени жизни.

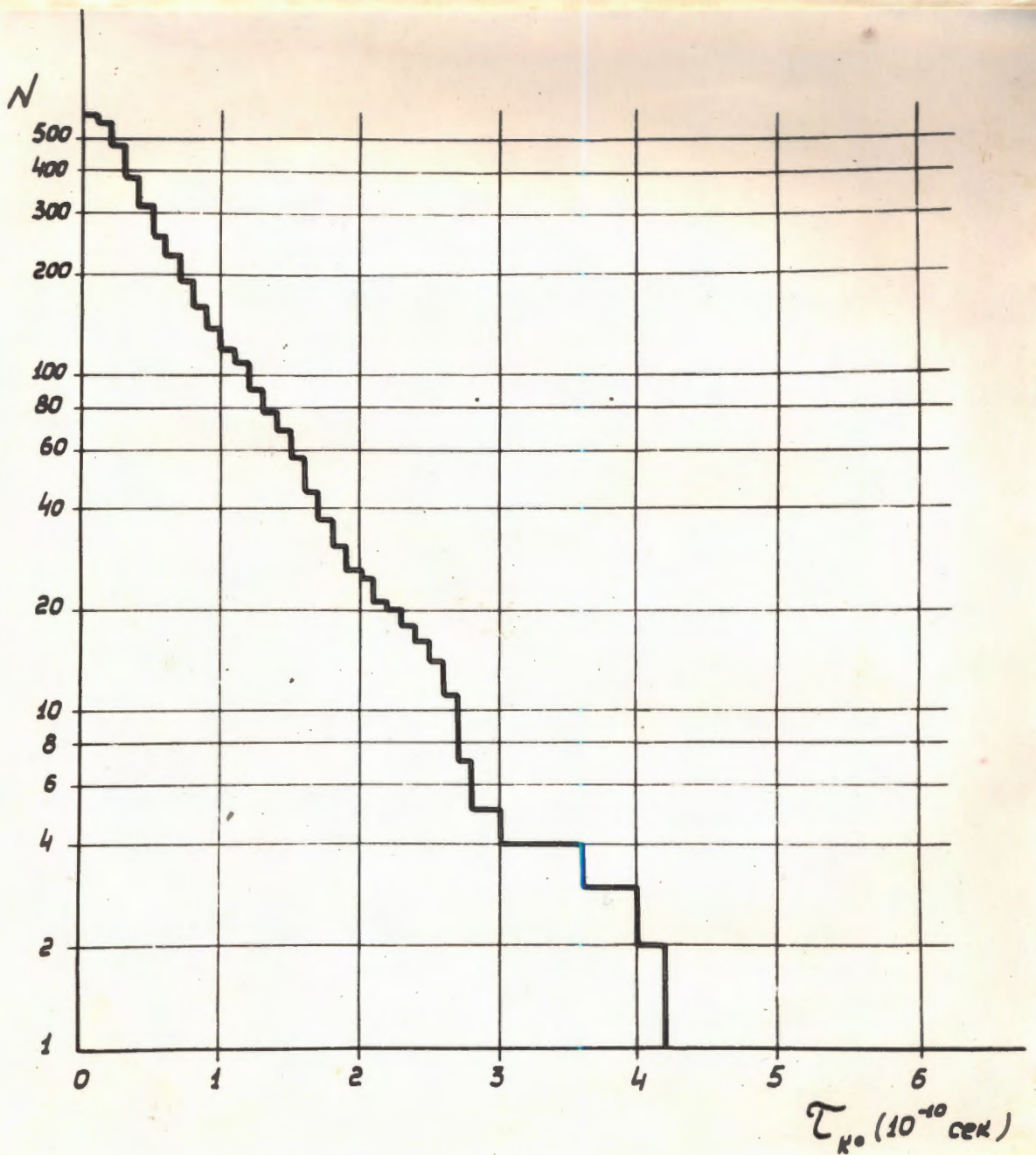


Рис. 47 - Интегральное распределение к⁰-мезонов по времени жизни.

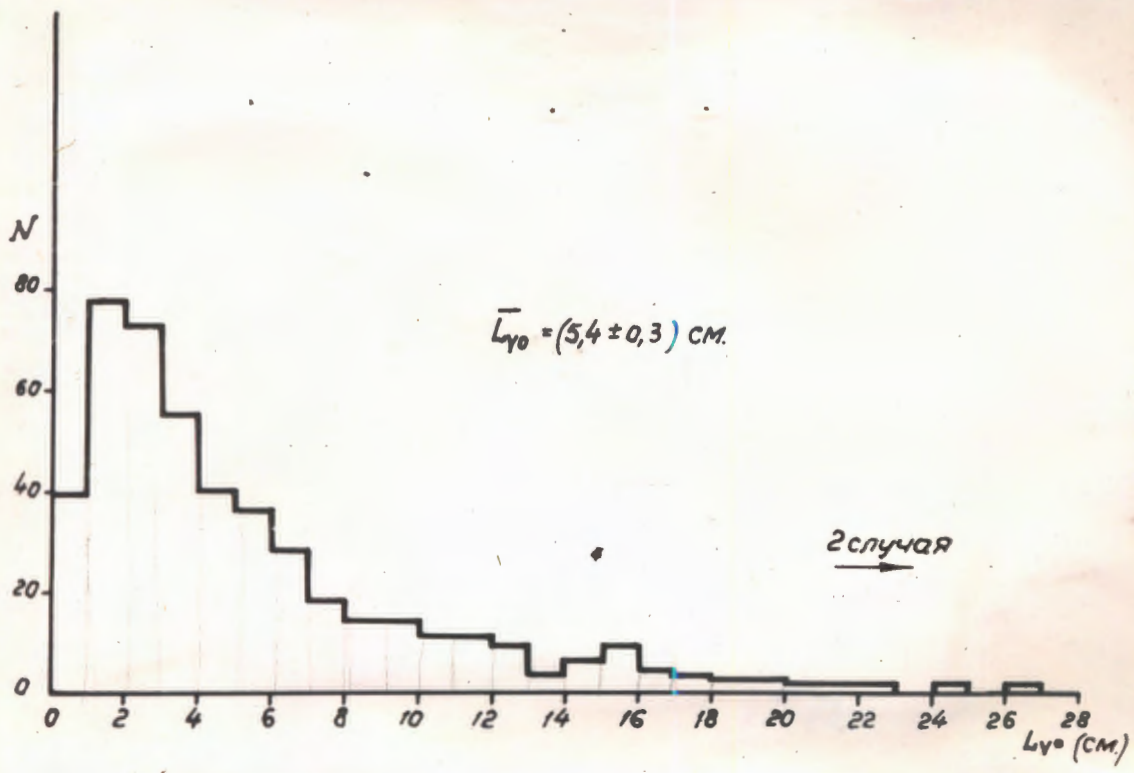


Рис. 48 - Распределение ν^0 -частиц по длине распада (в лаб. системе)

Таблица X.
время жизни Λ - гиперонов.

Группы	Число случаев	τ_{Λ} (10^{-10} сек)
все Λ	353	2,78 $\begin{matrix} +0,38 \\ -0,30 \end{matrix}$
$P_{\Lambda} < 1200$ Мэв/с	166	2,88 $\begin{matrix} +0,51 \\ -0,37 \end{matrix}$
$P_{\Lambda} > 1200$ Мэв/с	187	2,58 $\begin{matrix} +0,64 \\ -0,44 \end{matrix}$
$\cos \theta_{p}^{*} < 0$	183	3,18 $\begin{matrix} +0,66 \\ -0,48 \end{matrix}$
$\cos \theta_{p}^{*} > 0$	170	2,35 $\begin{matrix} +0,46 \\ -0,33 \end{matrix}$

$\Delta \tau = 0,3 \begin{matrix} +0,2 \\ -0,58 \end{matrix}$
 $\Delta \tau = 0,83 \begin{matrix} +0,20 \\ -0,58 \end{matrix}$

Таблица XI
Время жизни K^0 -мезонов

Группы	N	τ_{K^0} (10^{-10} сек)
все K^0	449	0,99 $\begin{matrix} +0,10 \\ -0,08 \end{matrix}$
$P_K < 1200$ Мэв/с	182	1,03 $\begin{matrix} +0,14 \\ -0,11 \end{matrix}$
$P_K > 1200$ Мэв/с	267	0,94 $\begin{matrix} +0,16 \\ -0,12 \end{matrix}$
$\cos \theta_{\pi^+}^{*} < 0$	205	0,95 $\begin{matrix} +0,14 \\ -0,11 \end{matrix}$
$\cos \theta_{\pi^+}^{*} > 0$	244	1,04 $\begin{matrix} +0,16 \\ -0,12 \end{matrix}$

$\Delta \tau = 0,09 \begin{matrix} +0,20 \\ -0,16 \end{matrix}$
 $\Delta \tau = 0,09 \begin{matrix} +0,20 \\ -0,16 \end{matrix}$

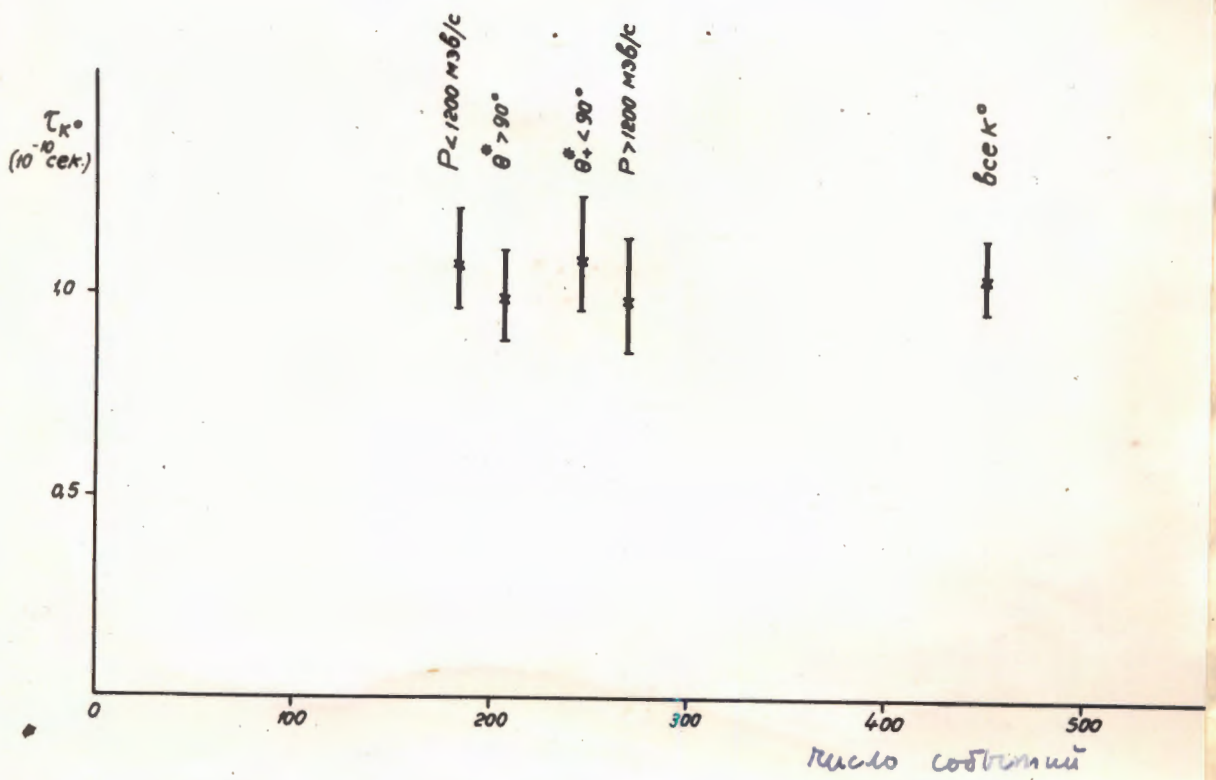


Рис. 49. Время жизни для разных
 групп κ° -мезонов

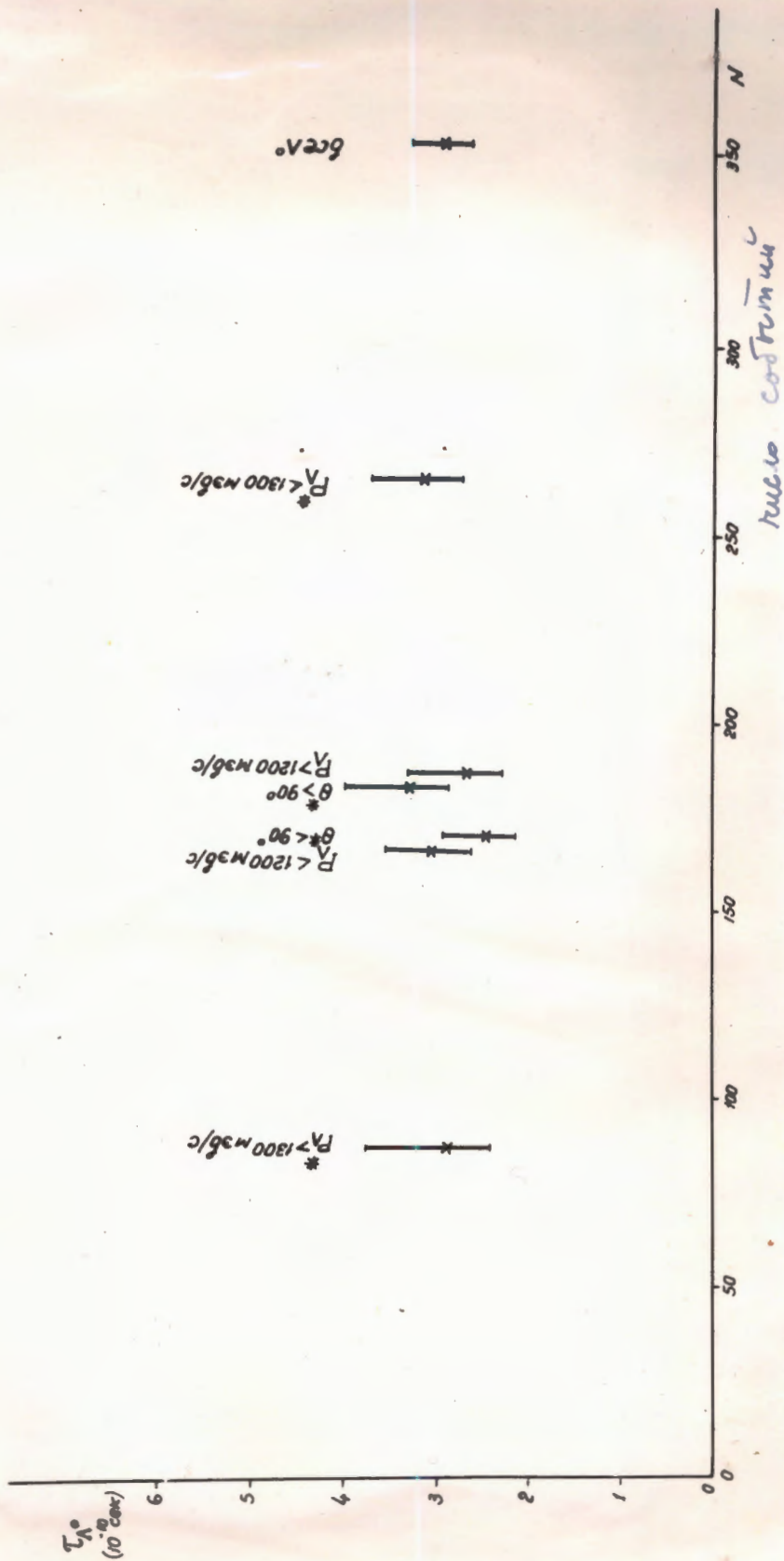


Рис. 50 - Всплеск мизини для разных групп А-шперонов

Видно, что в пределах ошибок τ_K для разных групп согласуются между собой, а τ_Λ для групп с $\cos\theta_p^* < 0$ и $\cos\theta_p^* > 0$ несколько отличаются.

Сечения рождения $\Lambda(\Sigma^0)$ - гиперонов и K^0 -мезонов:

Сечение рождения $\Lambda(\Sigma^0)$ - гиперонов и $K\bar{K}$ - пар в πp взаимодействии при импульсе π^- -мезонов ($6,8 \pm 0,06$) Бэв/с было определено в [47].

$$\sigma(Y^0_K) = 0,80 \pm 0,25 \text{ мб}$$

$$\sigma(K\bar{K}) = 1,2 \pm 0,3 \text{ мб}$$

Был использован тот же метод для определения $\sigma(Y^0_K)$ и $\sigma(K\bar{K})$ для той части статистики, где импульс π^- -мезонов ~ 8 Бэв/с.

Число V^0 -частиц, полученных в πp взаимодействиях при ~ 8 Бэв/с, показано в таблице XII.

Т а б л и ц а X I I .

	Λ	$\Lambda + K^0$	K^0	$K^0 + \bar{K}^0$
(1) все V^0	286	49	350	27
(2) рождались в В-ой области	123	18	157	15
отношение $\frac{N(2)}{N(1)}$	$0,43 \pm 0,05$	$0,37 \pm 0,13$	$0,45 \pm 0,04$	$0,56 \pm 0,17$

Все поправки представлены в табл. XIII.

Т а б л и ц а XIII.

поправки на	все V^0		рождались в III-ей обл.	
	Λ	K^0	Λ	K^0
эффективность просмотра	1,06	1,06	1,06	1,06
эфф. регистрации	1,19	1,21	1,34	1,39
азимутальное распределение	1,26	1,24	1,18	1,15
Нейтральную моду распада и долго- живущая часть	1,5	3,0	1,5	3,0

На основе этих данных можно рассчитать полное число V^0 - частиц. Результаты расчета представлены в таблице XIV.

Т а б л и ц а XIV.

	ΛK^0	ΛK^+	$K^0 \bar{K}^0$	$K^0 \bar{K}^+$	всего
все V^0	520 \pm 75	340 \pm 65	579 \pm 112	726 \pm 177	2165 \pm 232
V^0 рождающиеся в III-ей области	218 \pm 52	164 \pm 44	365 \pm 95	239 \pm 141	986 \pm 180

Результаты, относящиеся к III-ей области, нужны для определения сечения рождения Λ - гиперонов и K^0 - мезонов.

С целью уменьшения ошибки были использованы результаты, относящиеся ко всем V^0 - частицам (отношение числа событий в разных каналах). Сравнивая число одиночных Λ - гиперонов и K^0 - мезонов, рождающихся в III-ей области с Λ и K^0 найденными в камере,

можно получить коэффициент необходимый для расчёта числа событий в разных каналах в III-ей области. Оказалось, что коэффициент равен $0,464 \pm 0,020$. Отсюда были получены следующие результаты:

Т а б л и ц а \overline{XV}

	ΛK^0	ΛK^+	$K^0 \bar{K}^0$	$K^0 K^+$	всего
V^0 в III-ей области	241 ± 37	158 ± 31	269 ± 55	337 ± 83	1005 ± 112

Видно, что в пределах ошибок, данные из табл. XIV и XV совпадут, однако, во втором наборе данных ошибка меньше и они были использованы нами для определения сечения.

$$\sigma(\Lambda, \Sigma^0; K) =$$

$$\sigma(K, K) =$$

VIII. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОТОНОВ ОТ РАСПАДА
 Λ - ГИПЕРОНОВ.

Итак, после обсуждения вопросов, связанных с методикой, со всевозможными ошибками и поправками, а так же с процессом рождения Λ и K^0 - частиц, мы, наконец, приступаем к основной задаче настоящей работы: Изучение асимметрии в угловом распределении протонов от распада Λ - гиперонов. Используемая нами система координат и обозначения показаны на рис. 51. На рис. 52а показаны угловые распределения вперед-назад (по $\cos \theta^*$), для всех Λ - гиперонов, включая и неопределённые, т.е. такие, которые нельзя разделить на Λ или K^0 . Но как

→ на рис 52 в - распределение вверх-вниз (по $\cos \nu$) и на рис 52 с - влево-вправо (по $\cos \delta$)

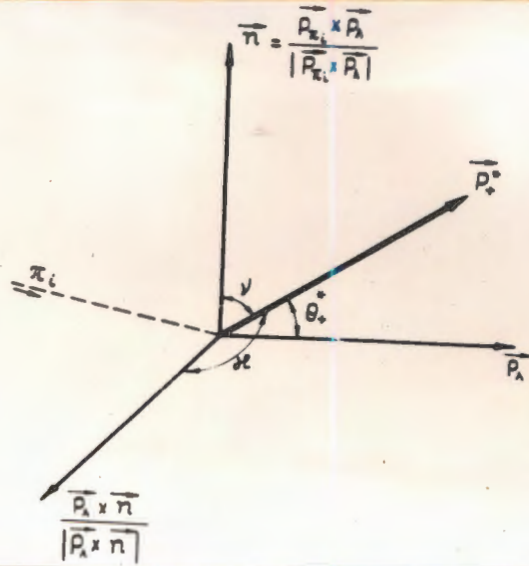


Рис. 51 - Система координат для изучения угловых распределений протонов (π^+ -мезонов) от распада Λ -гиперонов (K^0 -мезоны)

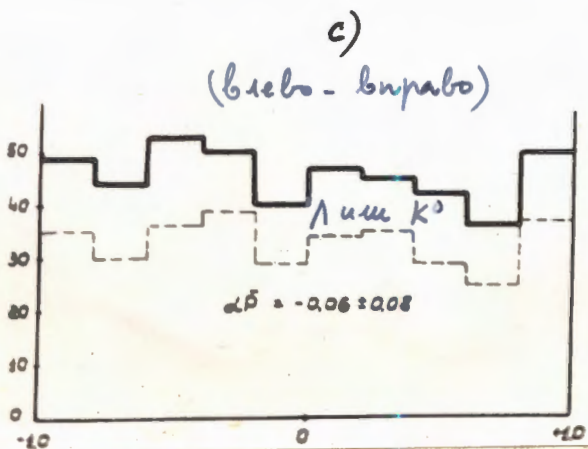
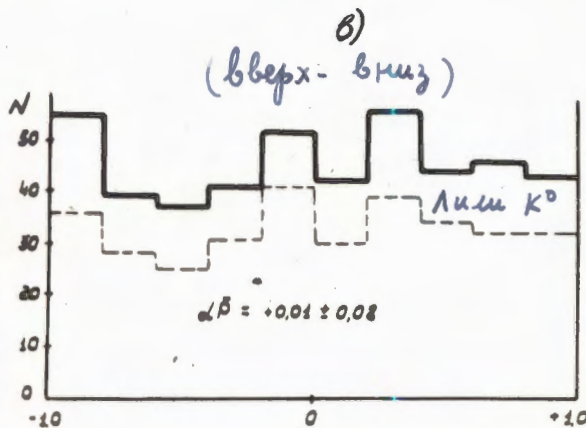
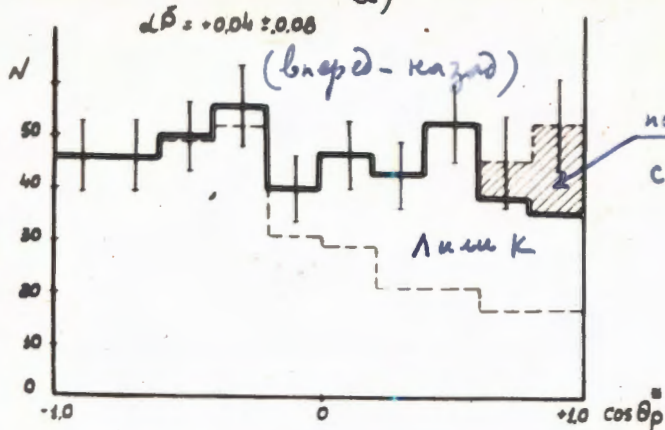


Рис. 52 - Угловое распределение протонов от распада Λ -гиперонов

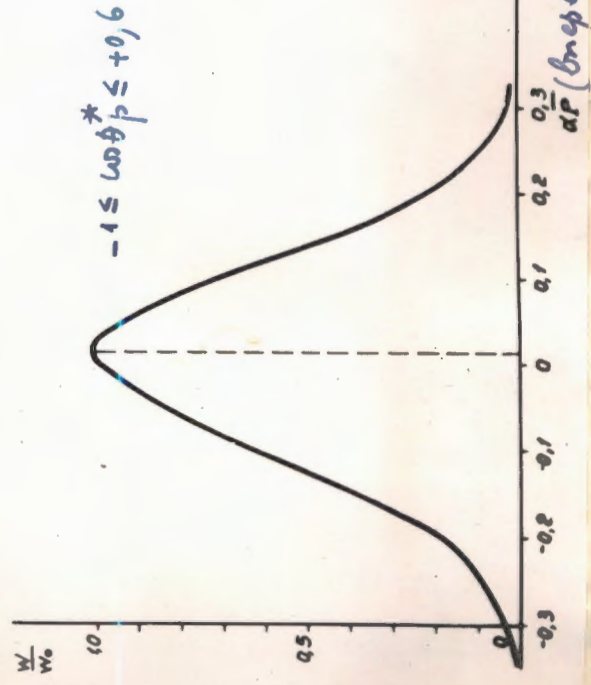
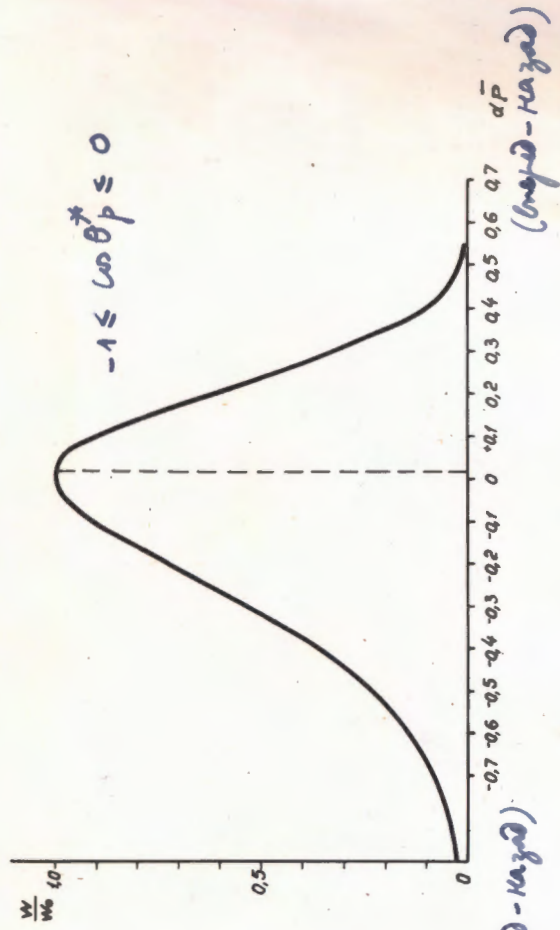
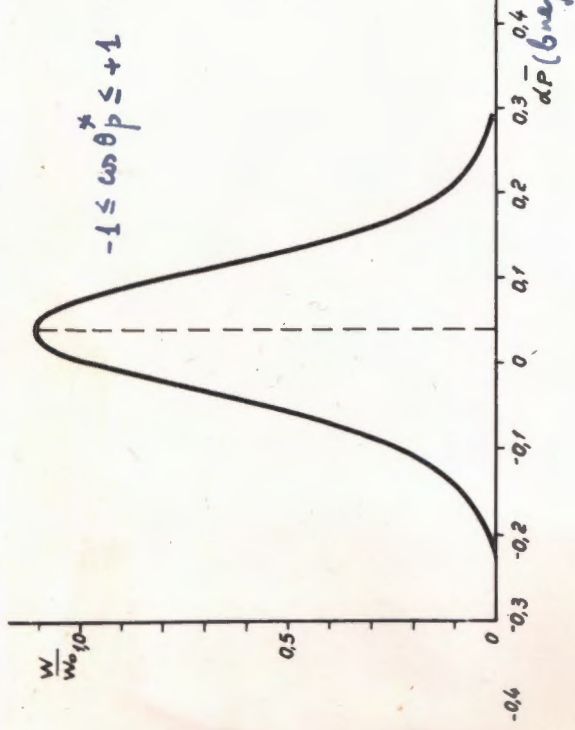


Рис. 53. Кривые функции преломления относительно αP (вперед-назад) для разных значений $\cos \theta^*$.

уже было показано выше, ~ 94% всех неразделенных Λ или K^0 составляют Λ - гипероны. Пунктирная линия отделяет идентифицированные Λ - гипероны от неопределенных Λ или K^0 , а заштрихованная часть представляет добавку Λ - гиперонов на потери из-за коротких пробегах π^- - мезонов при распаде. Эта поправка на потери случаев с коротким пробегом π^- - мезона была сделана только для распределения вперед-назад. В распределениях вправо-влево, вверх-вниз эта поправка не вволилась, т.к. в этих распределениях потери Λ - гиперонов с коротким ^{пробегом} π^- - мезона не приводят к систематическим ошибкам.

Λ - гиперон имеет спин 1/2, поэтому все распределения должны иметь вид пропорциональный $1 + \alpha \bar{p} \xi$ [47], где $\xi = \cos \theta^*$, $\cos \nu$, или $\cos \eta$, в зависимости от того, какое распределение мы хотим получить ~~в зависимости от того~~. Коэффициент асимметрии $\alpha \bar{p}$ можно получить разными методами:

1) Для грубой оценки

$$\alpha \bar{p} = \frac{2(N_+ - N_-)}{N} \pm \sqrt{\frac{3}{N}} \quad (1)$$

, где

N_+ - число событий с $\xi > 0$

N_- - число событий с $\xi < 0$

$$N = N_+ + N_-$$

2) $\alpha \bar{p} = 3 \bar{\xi} \pm \sqrt{\frac{3}{N}}$, эта формула может быть получена

следующим образом:

$f(\xi) = \frac{1}{2}(1 + \alpha \bar{p} \xi)$ - нормированная функция распределения

$$\bar{\xi} = \int_{-1}^{+1} f(\xi) \xi d\xi = \frac{\xi^2}{4} \Big|_{-1}^{+1} + \frac{\alpha \bar{p}}{6} \xi^3 \Big|_{-1}^{+1}$$

$$\bar{\xi} = \frac{\alpha \bar{p}}{3} \quad , \text{откуда} \quad \alpha \bar{p} = 3 \bar{\xi}$$

3) Если были использованы только те события, которые находятся в интервале от $\xi = a$ до $\xi = b$, ($a < b$), тогда

$$(*) \quad \alpha \bar{p} = \frac{3 \bar{\xi} - 1,5(a+b)}{(a^2+ab+b^2) - 1,5(a+b)} = \sqrt{\frac{3}{N}} \cdot \frac{1}{\sqrt{a^2+ab+b^2}}$$

Действительно мы имеем:

$$\bar{\xi} = \frac{\int_a^b f(\xi) \xi d\xi}{\int_a^b f(\xi) d\xi}$$

После интегрирования и несложного преобразования можно получить предыдущее выражение для $\alpha \bar{p}$

Ошибка вычислялась по формуле:

$$\Delta(\alpha \bar{p}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \left[\frac{\int_a^b \frac{1}{f} \left(\frac{\partial f}{\partial (\alpha \bar{p})} \right)^2 d\xi}{\int_a^b f d\xi} \right]^{-1/2}$$

Если $\alpha \bar{p}$ - близко к нулю, тогда можно получить ошибку, приведенную для $\alpha \bar{p}$ в (*).

Для симметричного интервала $a = -b$, формула (*) принимает вид:

$$\alpha \bar{p} = \frac{3 \bar{\xi}}{a^2} = \frac{1}{|a|} \sqrt{\frac{3}{N}} \quad (**)$$

4. $\alpha \bar{p}$ - так же может быть получено по методу максимального правдоподобия.

Рассмотрим случай, когда используются Λ - гиперболы в интервале от $\xi = a$ до $\xi = b$, при ($a < b$). Нормированная функция распределения запишется

$$f(\xi) = \frac{1 + \alpha \bar{p} \xi}{\int_a^b (1 + \alpha \bar{p} \xi) d\xi} = \frac{1 + \alpha \bar{p} \xi}{(b-a) \left[1 + \frac{a+b}{2} \alpha \bar{p} \right]}, \quad a$$

функция правдоподобия $w(\alpha\bar{p})$ определяется следующей формулой

$$w(\alpha\bar{p}) = \prod_{i=1}^N f(\xi_i) \quad , \text{ где}$$

N - число событий в интервале (a, b) .

Обычно делается сравнение $w(\alpha\bar{p})$ со значением w при определенном предположении о значении $\alpha\bar{p}$. Например, $\alpha\bar{p} = 0$

$$w(0) = \prod_{i=1}^N \frac{1}{(b-a)} \quad , \text{ тогда}$$

$$F(\alpha\bar{p}) = \frac{w(\alpha\bar{p})}{w(0)} = \prod_{i=1}^N \frac{1 + \alpha\bar{p} \xi_i}{1 + \frac{a+b}{2} \alpha\bar{p}} \quad \dots \dots \dots (4)$$

Если N достаточно велико, тогда $F(\alpha\bar{p})$ очень близко к нормальному распределению. Максимально правдоподобное значение $(\alpha\bar{p})_m$ соответствует максимуму $F(\alpha\bar{p})$ и по форме кривой можно определить достоверные пределы для $(\alpha\bar{p})_m$.

Значения a и b могут быть выбраны так, чтобы исключить систематические отклонения. Например, если $a = -1$, $b = +0,6$, тогда все Λ -гипероны с короткими пробегами π^- -мезонов будут исключены, т.е. вопрос о систематической ошибке, вызванной потерей таких Λ -гиперонов, автоматически снимается. Если $a = -1$, $b = 0$, тогда большинство неопределенных случаев будет исключено, и совокупность рассматриваемых Λ -гиперонов станет более "чистой" (по смыслу работы [6]). Но с другой стороны с уменьшением интервала уменьшается число "полезных" Λ -гиперонов, уменьшается статистическая точность, так как $\Delta(\alpha\bar{p})$ зависит не только от числа случаев N , но и от ширины интервала (см. формулу (***)). На рис. 53 приведены кривые функции $F(\alpha\bar{p})$, рассчитанные для всех Λ -гиперонов и неопределенных Λ или K^0 , взятых как Λ , при разных значениях a и b . Видно, что две первые кривые очень близки к кривым нормального распределения.

В таблице XVI даны значения коэффициента асимметрии для всех Λ -гиперонов и неопределенных Λ или K^0 (число "полезных" случаев поставлено в скобках).

Т а б л и ц а XVI.

Значения d_p , рассчитанные по разным формулам.

формулы d_p	(1)	(2)	(4)		
			$a=-1$ $b=+1$	$a=-1$ $b=+0,6$	$a=-1$ $b=0$
вперед-назад (по $\cos \theta_+^*$)	$+0,02 \pm 0,08$ (477)	$+0,04 \pm 0,08$ (477)	$+0,04 \pm 0,07$ (477)	$+0,02 \pm 0,11$ (379)	$+0,01 \pm 0,24$ (237)
вверх-вниз (по $\cos \psi$)	$-0,01 \pm 0,08$ (453)	$+0,01 \pm 0,08$ (453)	-	-	-
влево-вправо (по $\cos \chi$)	$-0,09 \pm 0,08$ (453)	$-0,06 \pm 0,08$ (453)	-	-	-

Для сравнения были рассчитаны так же коэффициенты асимметрии угловых распределений π^+ мезонов от распада K^0 -мезонов.

Эти распределения были показаны на рис. 22. Если предположим, что эти распределения имеют форму $\sim (1 + A \xi)$, где A -коэффициент асимметрии и ξ - косинус рассматриваемого угла, тогда по формуле (2) были получены следующие значения A :

$$A (\text{вперед-назад}) = + 0,05 \pm 0,07$$

$$A (\text{вверх-вниз}) = + 0,10 \pm 0,07$$

$$A (\text{влево-вправо}) = - 0,10 \pm 0,07$$

В расчете A никакие поправки не вносились, т.к. они не оказывают влияния на A из-за своей симметричности. Известно, что

спин K^0 -мезонов равен нулю и тогда угловое распределение π^+ -мезонов от распада K^0 должно быть изотропным, т.е. $A=0$. По этой причине экспериментальные значения A могут служить критериями для оценки степени достоверности работы, так как позволяют сравнить действительную флуктуацию коэффициентов асимметрии со статистической ошибкой. Из приведенных значений для A видим, что для A (вверх-вниз) и A (влево-вправо) имеется отклонение от статистической ошибки приблизительно в полтора раза.

Для выяснения величины флуктуации $\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад) все Λ -гипероны, включая неразделенные Λ или K^0 , были разбиты по порядку номеров событий на 9 групп. В каждой группе было по 50 случаев. Поправки на потери Λ гиперонов с короткими пробегами π^+ мезонов распада так же были распределены равномерно по всем группам. Коэффициенты асимметрии и их ошибки были рассчитаны по формуле (1). Результаты этих расчетов представлены в таблице XVII

Т а б л и ц а X V I I

Группы	1	2	3	4	5	6	7	8	9
N_+	28	25	22	22	25	22	22	29	20
N_-	22	25	28	28	25	28	28	21	30
$(\alpha_{\bar{p}})_i$	+0,36	+0,12	-0,12	-0,12	+0,12	-0,12	-0,12	+0,44	-0,28

Ошибка для всех групп равна $\pm 0,24$. Как было показано выше в таблице XVI для всей статистики $\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад) $\pm 0,02 \pm 0,08$. С другой стороны можно найти среднее значение $\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад) и ошибки $\sigma_{\alpha_{\bar{p}}}$ на основе данных таблицы XVII. Все значения $(\alpha_{\bar{p}})_i$ в таблице имеют одинаковый вес. В результате расчетов получены следующие значения:

и поперечная поляризация Λ - гиперонов, усредненная по всем импульсам и углам рождения Λ равна нулю в пределах статистических ошибок.

Естественно возникает такой вопрос: хотя средняя поляризация Λ - гиперонов отсутствует, возможно все же в какой-то определенной группе Λ - гиперонов имеется продольная или поперечная поляризация? Тем более, что в ряде работ, где была наблюдена продольная поляризация Λ - гиперонов, обычно выделялись определенные группы Λ - гиперонов по пределам обрезания какого-либо параметра. Например, в работах [6] и [20], параметром обрезания являлся импульс Λ - гиперонов в лабораторной системе, а в работе [23] им был импульс D^+ мезонов, рождавшихся вместе с Λ - гиперонами. Очень вероятно, что обрезание приводит к отбору Λ - гиперонов с различным механизмом рождения? Чтобы дать ответ на поставленный вопрос была изучена зависимость коэффициента асимметрии α_p Λ - гиперонов от их импульсов в лаб. и ц.м. системах, от их углов рождения в системе ц.м. и от множественности заряженных частиц, сопровождающих рождение Λ - гиперонов.

а) Зависимость α_p от импульсов Λ - гиперонов в л.с. координат.

В работе [21] было сделано ограничение Λ - гиперонов со стороны больших импульсов. Рассматривались только те Λ - гипероны, импульс которых находился в интервале 400-1200 Мэв/с. В этой работе мы также провели анализ распределения для интервала $400 \leq P_\Lambda \leq 1200$ Мэв/с в лабораторной системе координат.

На рис. 54_а показано угловое распределение вперед-назад для протонов от распада Λ - гиперонов в системе покоя Λ относительно направления импульса гиперона. Для сравнения так же было сделано

угловое распределение вперед-назад для π^+ мезонов от распада K^0 в том же интервале импульсов. Это распределение показано на рис. 54в. По формуле (2) были получены следующие коэффициенты асимметрии:

$$\text{для } \Lambda \text{-гиперонов } \alpha_{\bar{p}} (\text{вперед-назад}) = -0,07 \pm 0,12$$

на основе 209 случаев

$$\text{для } K^0\text{-мезонов } \Lambda (\text{вперед-назад}) = +0,09 \pm 0,12$$

на основе 204 случаев.

В расчет $\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад) была включена поправка на потери Λ -гиперонов с коротким пробегом π^- мезонов от распада Λ (центрированная часть) х).

На рис. 55 изображены кривые относительной функции правдоподобия $F(\alpha_{\bar{p}})$ при $a = -1, b = +1,$

$$a = -1, b = +0,6$$

$$a = -1, b = 0.$$

Полученные при этом значения $\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад) равны

$$-0,06 \pm 0,10$$

$$-0,19 \pm 0,17$$

$$-0,65 \pm 0,33 \quad \text{хх)}$$

Видим, что абсолютное значение $\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад) увеличивается, но вместе с ним увеличиваются и ошибки, поэтому результат остается неопределенным.

х) Без поправки $\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад) = $-0,31 \pm 0,12$

хх) Ошибки соответствуют 67% достоверности. $|\alpha_{\bar{p}}|$ не может быть больше, чем 1.

1°

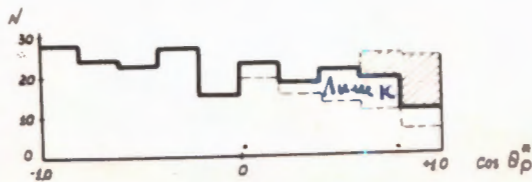
a)

вперед-назад

$$400 \leq P_{\Lambda} \leq 1200 \text{ MeV/c}$$

(209 V°)

$$\Delta\theta = 0.07 \pm 0.12$$



$$400 \leq P_{K^0} \leq 1200 \text{ MeV/c}$$

b)

$$\Delta\theta = 0.09 \pm 0.12$$

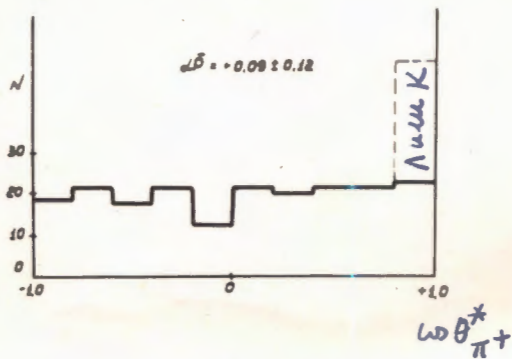


Рис. 54 - Угловое распределение "вперед-назад"

a) протонов от распада Λ -гиперонов

b) π^+ -мезонов от распада K^0 -мезонов

при импульсе Λ -гиперонов (K^0 -мезонов) заключенном в интервале $400 \div 1200 \text{ MeV/c}$.

Заштрихованная часть на a) — поправка на Λ -гипероны с короткими пробегами π^- -мезона.

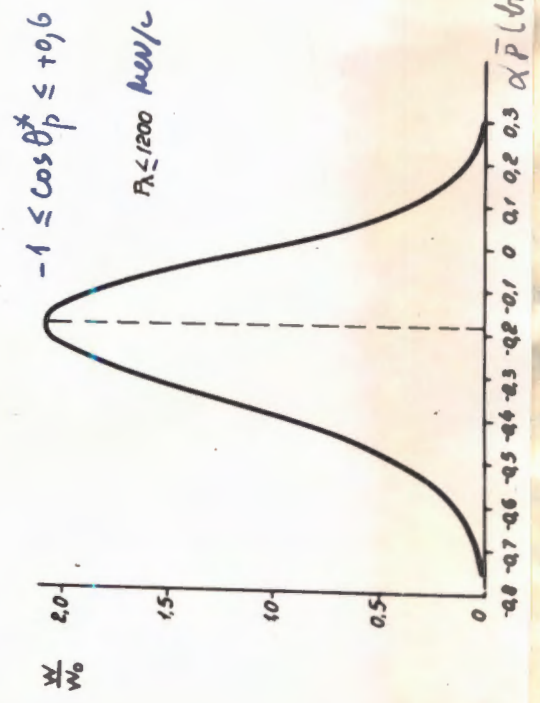
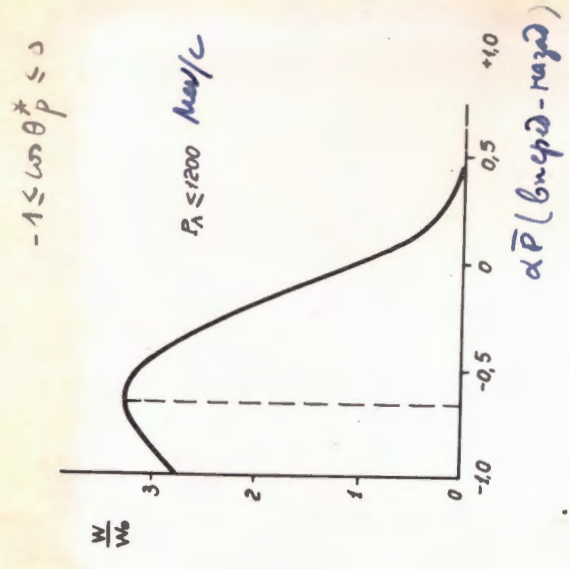
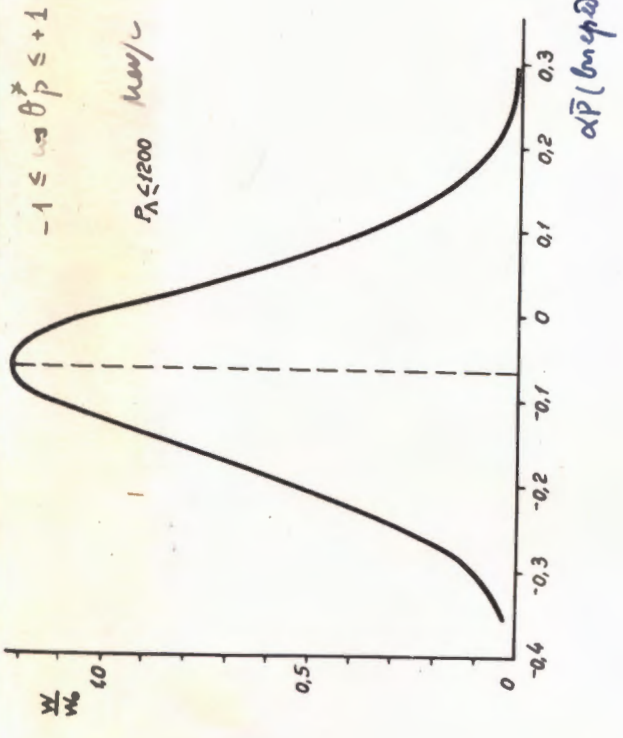


Рис. 55. Кривые функции распределения отклонения α_P (градусов) для 1-уровневой с увеличением $\leq 1200 \text{ мкм/с}$

Вместо верхней границы обрезания $P_{\Lambda}^{(max)} = 1200$ Мэв/с можно выбрать другие значения. Мы пределали эту операцию и на рис.56 изобразили зависимость α_{p}^{\pm} (вперед-назад) от $P_{\Lambda}^{(max)}$. Расчет α_{p}^{\pm} проводился для простоты по формуле (1) с поправкой на потери случаев с коротким пробегом Λ -мезонов. Максимальное значение асимметрии получилось для $P_{\Lambda}^{(max)} = 1000$ Мэв/с при этом α_{p}^{\pm} (вперед-назад) $= -0,16 \pm 0,14$.

На рис.57 и 58 показана зависимость α_{p}^{\pm} (вверх-вниз) и α_{p}^{\pm} (влево-вправо) ~~и зависимости~~ от обрезания по $P_{\Lambda}^{(max)}$. Видно, что при небольших значениях $P_{\Lambda}^{(max)}$ α_{p}^{\pm} (вверх-вниз) $= (-0,2 \div -0,3) \pm 0,2$, а α_{p}^{\pm} (влево-вправо) флуктуирует около нуля.

б) Зависимость α_{p}^{\pm} от импульсов Λ - гиперонов в системе ц.м.

Как было показано в работе [48] часть импульсного спектра с $P_{\Lambda}^* \leq 1300$ Мэв/с хорошо совпадает с кривой, рассчитанной по статистической теории, а другая часть с $P_{\Lambda}^* \geq 1300$ Мэв/с выходит за пределы этой кривой. В связи с этим мы провели рассмотрение угловых распределений протонов от распада Λ - гиперонов отдельно для каждой части. На рис.59 показаны эти распределения и на рис.60 - изображены кривые функций правдоподобия. Результаты по расчету α_{p}^{\pm} (вперед-назад) представлены в таблице XIX.

Т а б л и ц а XIX.

α_{p}^{\pm} (вперед-назад) L/c)	по формуле (2)	по методу максимального правдоподобия		
		$a=-1$ $b=+1$	$a=-1$ $b=+0,6$	$a=-1$ $b=0$
>1300	$-0,19 \pm 0,15$ (122)	$-0,15 \pm 0,14$ (137)	$-0,33 \pm 0,24$ (111)	$-0,60 \pm 0,54$ $-0,40$ (74)
<1300	$+0,14 \pm 0,09$ (331)	$+0,13 \pm 0,09$ (340)	$+0,14 \pm 0,12$ (268)	$+0,22 \pm 0,24$ (163)

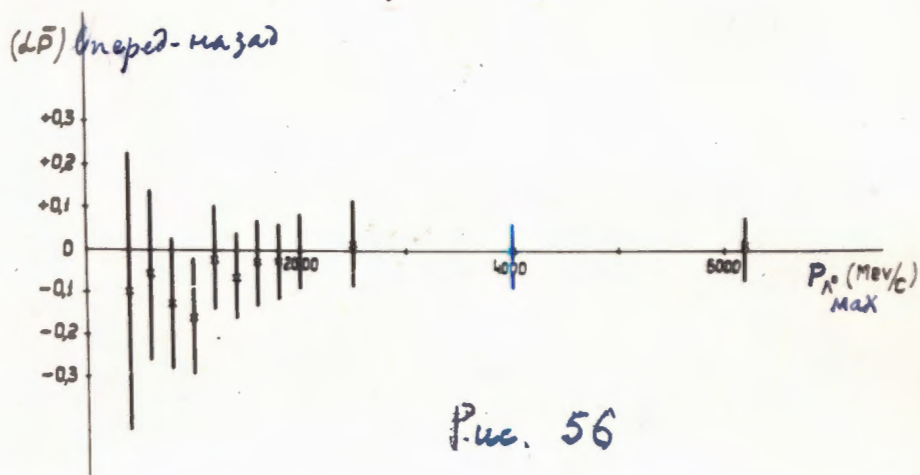


Рис. 56

Рис. 56. Зависимость α_P (вперед-назад) от верхней границы обрезания импульсов μ -мезонов в л.б. системе.

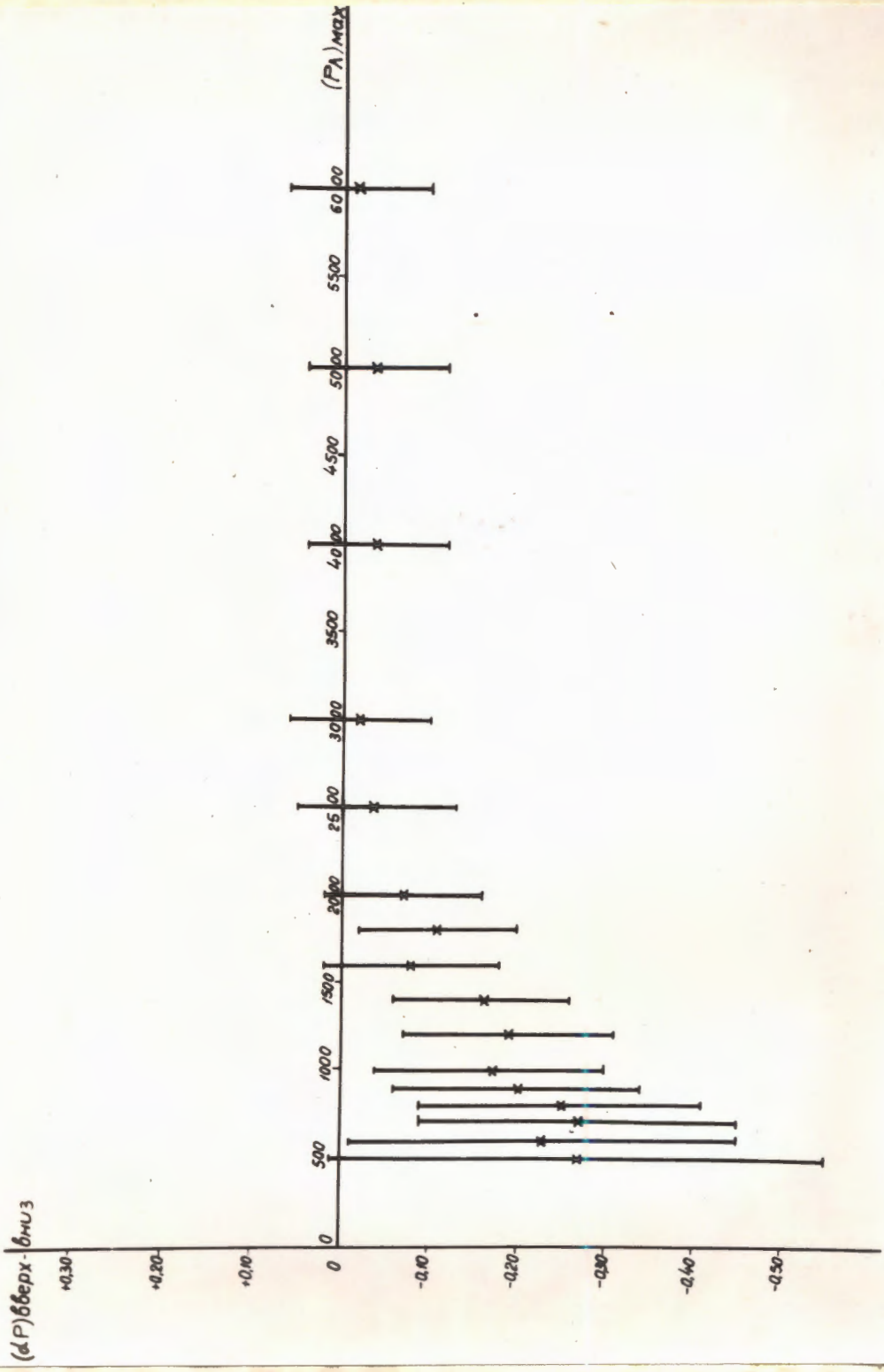


Рис. 57 - Зависимость ΔP (верх-вниз) от верхней границы отрезания
 кривой λ -препороб в ад. среде.

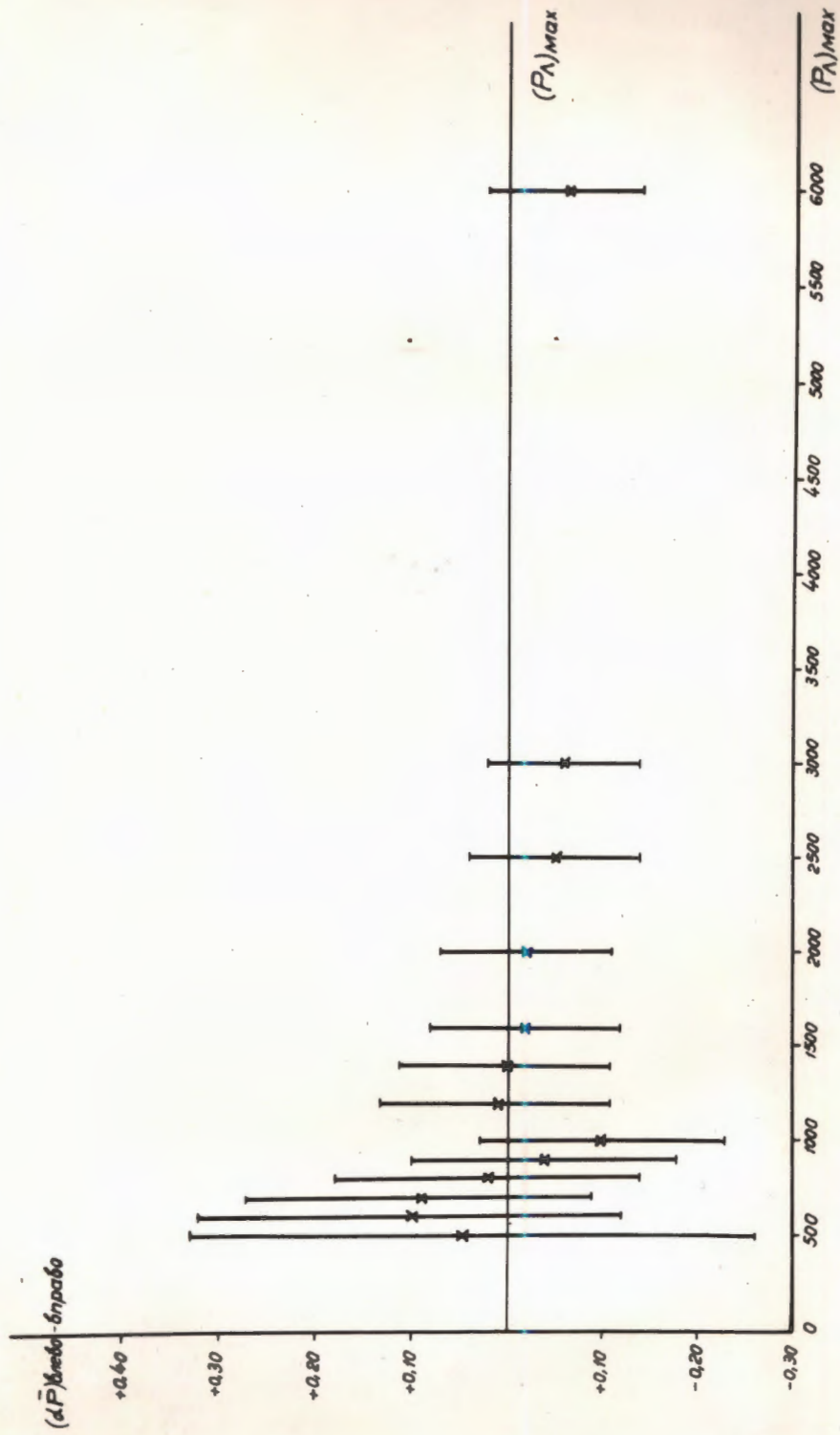


Рис. 58 - Зависимость ΔP (векто-вырабо) от верхней границы отрезания интугса λ -интервалов в лоб. системе.

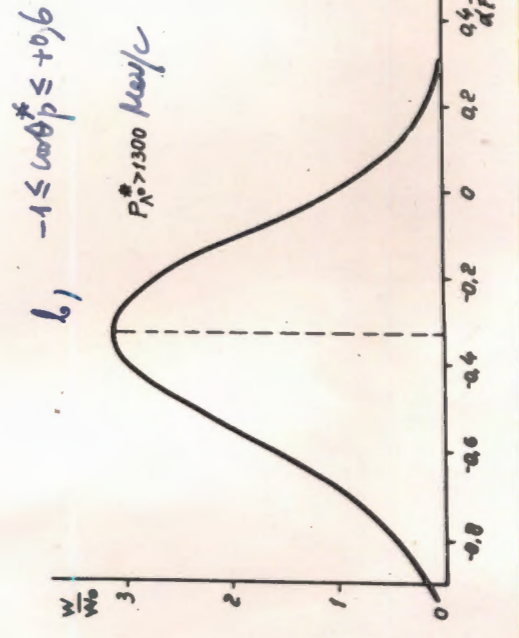
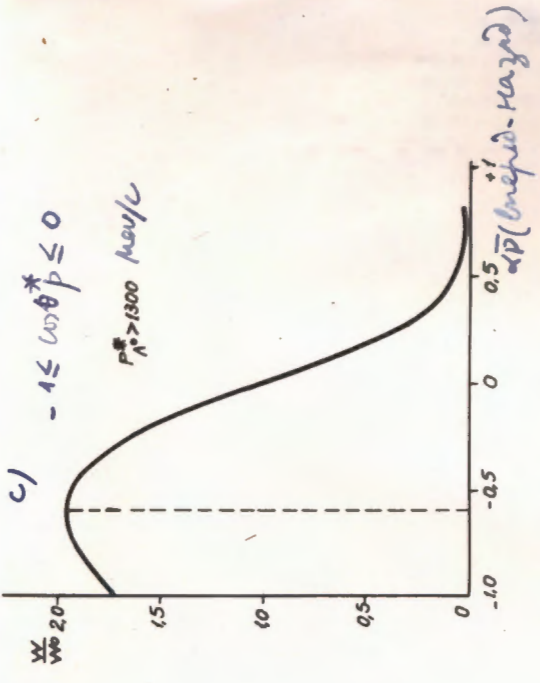
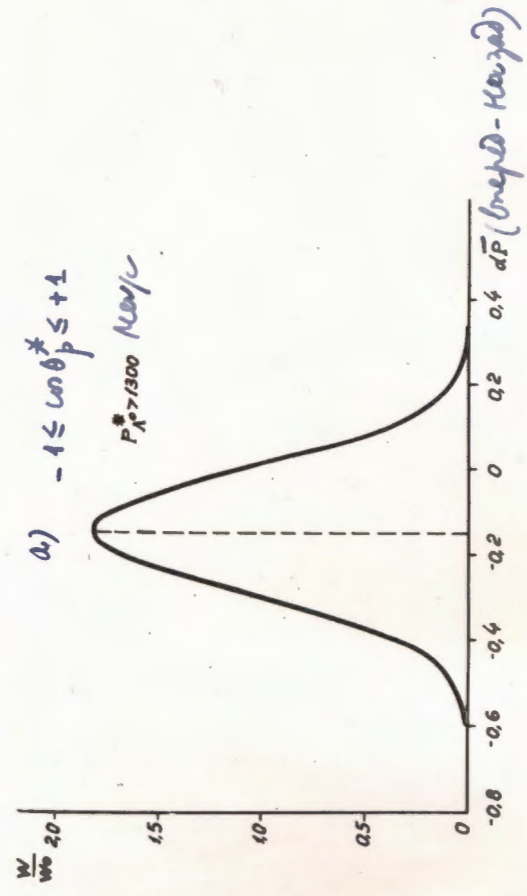


Рис. 60. Кривые функции распределения отклонения $d\bar{P}$ (безд.-Квзгд) для A -измерения с учетом сдвига с.с.м. $> 1300 \text{ Нев/с}$.

Граница $P_{\Lambda}^* = 1300$ Мэв/с не является жестко фиксированной. При перемещении этой границы значение $\alpha_{\overline{p}}$ с обеих сторон от нее так же меняется. На рис. 61 показано изменение коэффициента асимметрии $\alpha_{\overline{p}}$ (вперед-назад) для группы Λ -гиперонов с предельным импульсом $> P_{\Lambda}^*(min)$. Видно, что асимметрия имеет максимальное значение $-0,14 \pm 0,12$ при импульсе $P_{\Lambda}^*(min) = 1000$ Мэв/с.

На рис. 62 приводятся импульсные спектры Λ -гиперонов в системе центра масс рождения. Параметрами разделения служат знаки $\cos \theta^*$, $\cos \gamma$, $\cos \chi$. Если бы имела место большая асимметрия, то существовала бы большая разница в спектрах с разными знаками косинусов. Но как видно из рис. 62 разница очень невелика, что говорит в пользу отсутствия асимметрии.

- а) Зависимость $\alpha_{\overline{p}}$ от множественности заряженных частиц, рождающихся вместе с Λ -гиперонами.

Как видно из рис. 40-43 импульсные и угловые распределения странных частиц зависят от множественности заряженных частиц. Распределения Λ и K^0 для нуль и двух-лучевых звезд отличаются от распределения для четырех и шести лучевых звезд. Можно предположить, что большая множественность соответствует более центральным взаимодействиям. В связи с этим желательно изучать коэффициент асимметрии отдельно для 0 и 2 лучевых и 4 и 6 лучевых звезд. Угловые распределения протонов от распада Λ -гиперонов ^{из 4-х и 6-лучевых звезд} показаны на рис. 63, а на рис. 64 даны кривые функции правдоподобия для разных значений a и b .

Коэффициенты асимметрии представлены в таблице XX (в значениях $\alpha_{\overline{p}}$ (вперед-назад) сделана поправка на потерянные Λ -гипероны из-за короткого пробега распадного Π^- -мезона.)

вперед-назад

$$P_A^* > 1300 \text{ Мей/с}$$

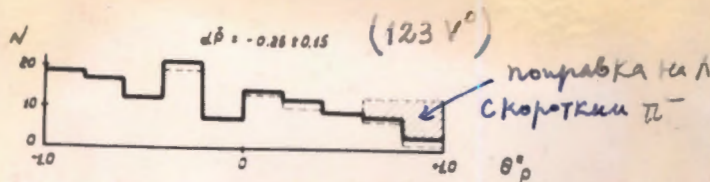


Рис. 59. угловое распределение вперед-назад протонов от распада Λ -гиперонов с импульсами в С.Ц.М. $> 1300 \text{ Мей/с}$

$\alpha \bar{p}$ (вперед-назад)

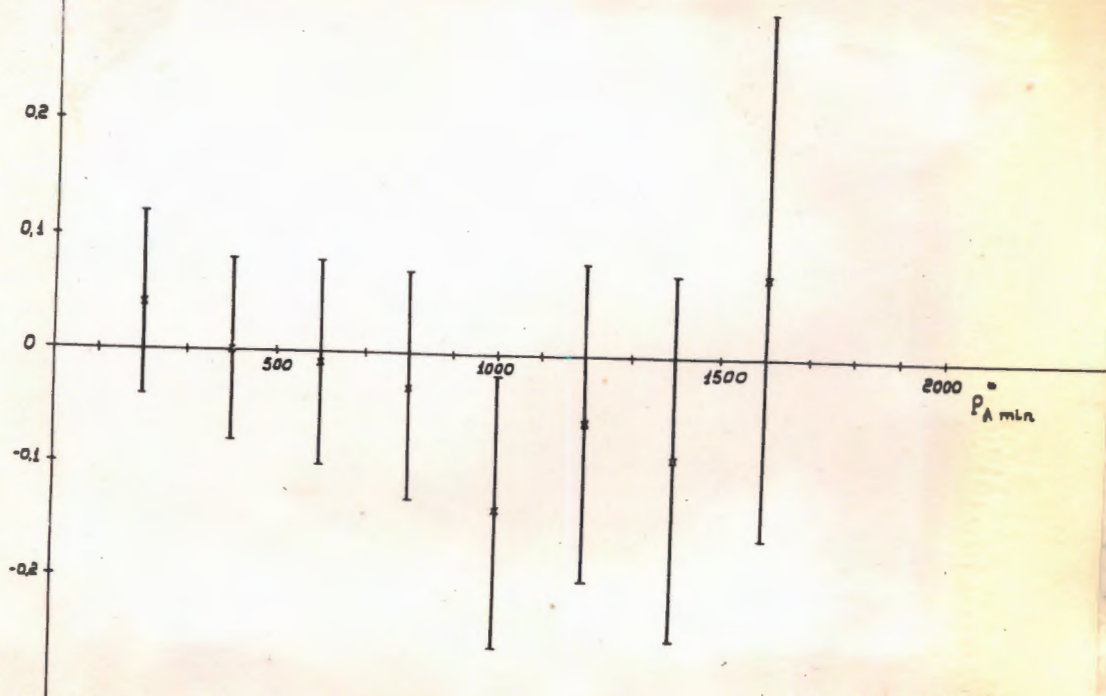


Рис. 61 - $\alpha \bar{p}$ (вперед-назад) в зависимости от нижней границы обрезания импульсов Λ -гиперонов в С.Ц.М.

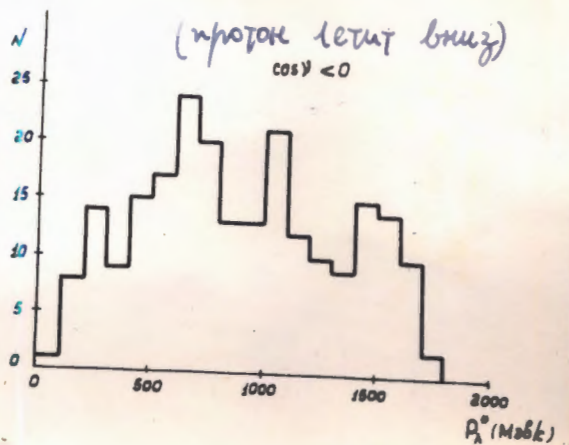
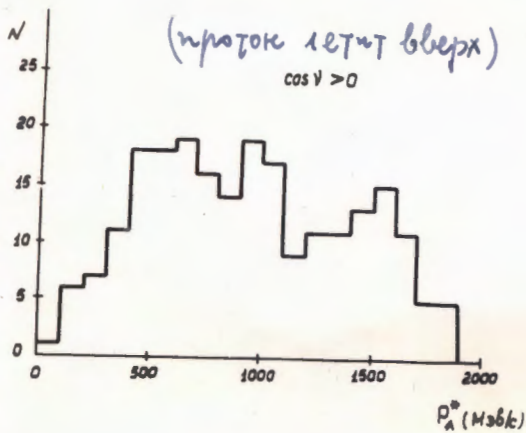
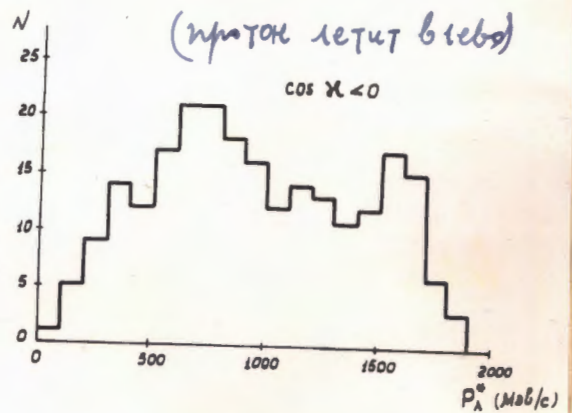
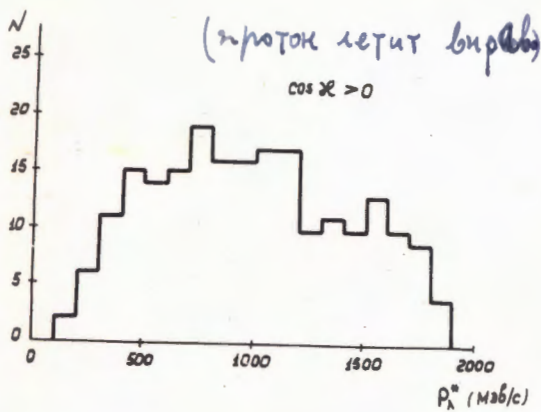
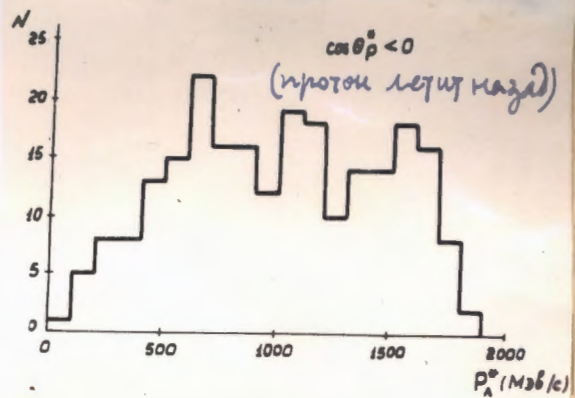
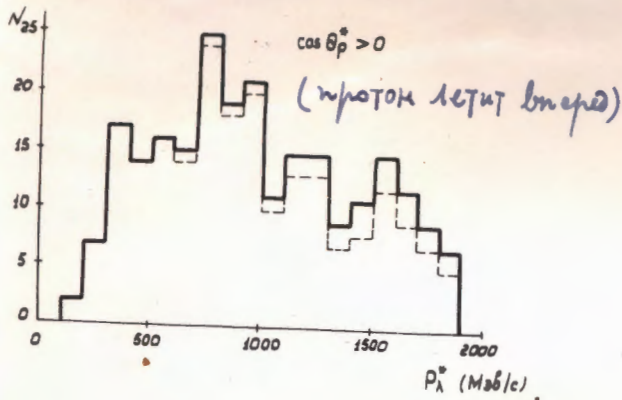


Рис. 62. Импульсные распределения в с.в.м Л-гиперонов с различными направлениями протонов от их распада.

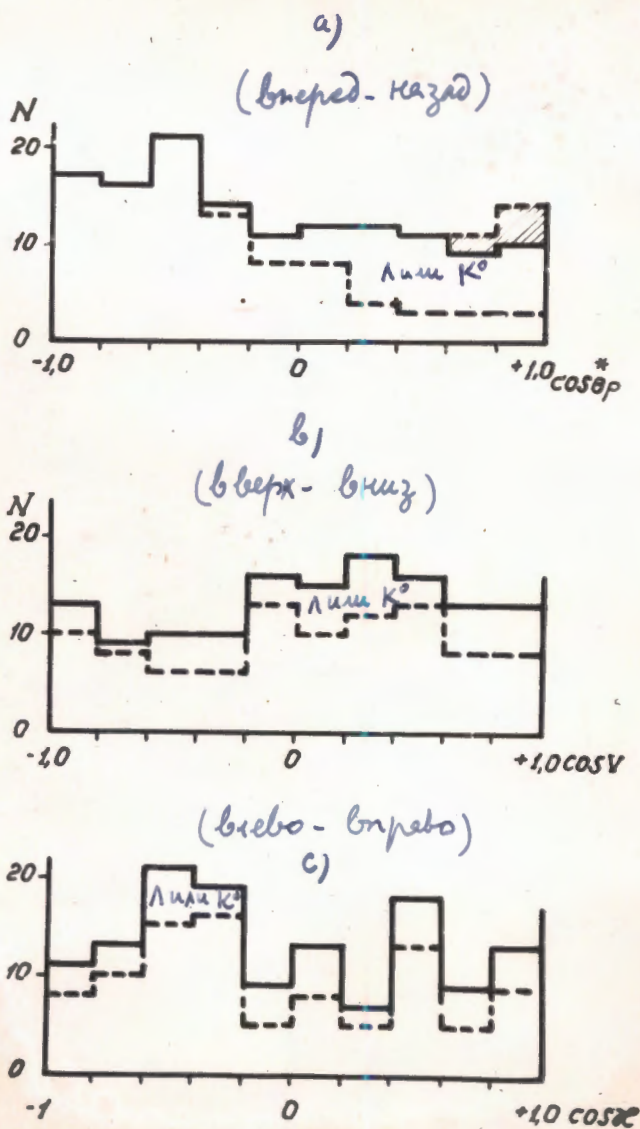


Рис. 63. Угловые распределения протонов от распада Λ -гиперонов рождающихся в $4^{\text{х}}$ и $6^{\text{х}}$ лучевых звездах.

Заштрихованная часть на а) — поправка на Λ -гипероны с коротким пробегом π -мезона.

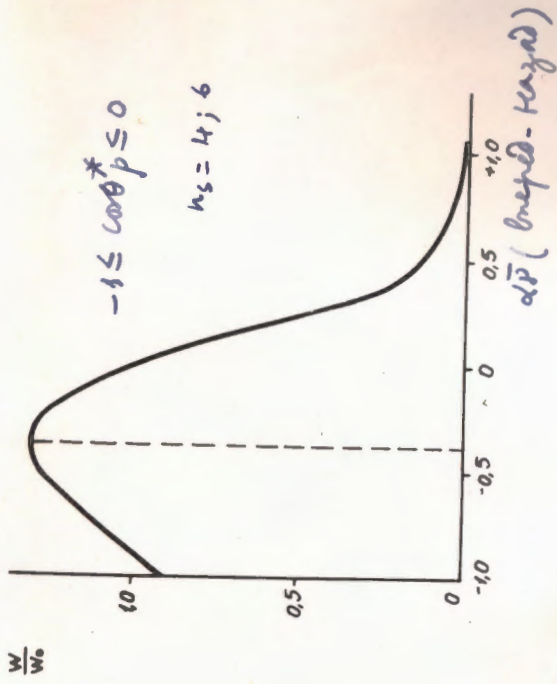
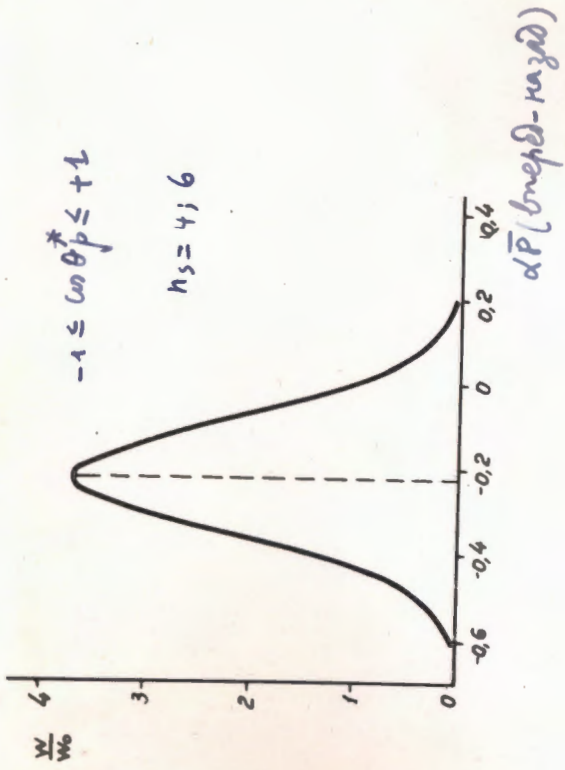


Рис. 64

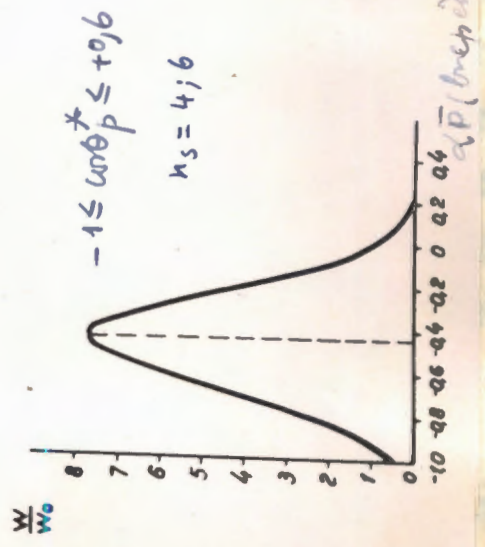


Рис. 64 - Кривые функции вероятности отсчета α_P (вперед-назад) для 1-интервала помеховых θ и θ^* и $n_s = 4; 6$ при $\theta = \theta^*$.

Т а б л и ц а X X

	$\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад)			$\alpha_{\bar{p}}$ (вверх-вниз)	$\alpha_{\bar{p}}$ (влево-вправо)	
	по формуле (1)	$a=-1, b=1$	$a=-1, b=0,6$			$a=-1, b=0$
-2	$+0,15 \pm 0,10$ (320)	$+0,16 \pm 0,09$ (338)	$+0,17 \pm 0,12$ (262)	$+0,17 \pm 0,26$ (154)	$-0,06 \pm 0,10$ (320)	$-0,04 \pm 0,10$ (320)
-6	$-0,25 \pm 0,15$ (133)	$-0,23 \pm 0,13$ (139)	$-0,42 \pm 0,23$ (117)	$-0,38 \pm 0,52$ (83)	$+0,18 \pm 0,15$ (133)	$-0,13 \pm 0,15$ (133)

Необходимо заметить, что для Λ - гиперонов с импульсами $P_{\Lambda}^* > 1300$ Мэв/с ($\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад) = $-0,19 \pm 0,15$ и для группы Λ - гиперонов, рожденных в 4 и 6 лучевых звездах $\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад) = $-0,25 \pm 0,15$. Импульсные спектры в лабораторной системе совсем разные, см. рис. 65а, у первых спектр мягкий, с максимумом $\sim 500+600$ Мэв/с. Они лежат в той области, где потеря случаев с коротким Π^+ мезоном является максимальной. У вторых спектр жесткий и потеря Λ - гиперонов с коротким пробегом распадного Π^+ мезона незначительна, но зато очень велико число неопределенных Λ или K^0 - частиц - (36 Λ или K^0 из 54 событий с $\cos \theta_+^* > 0$). Такая особенность в импульсных спектрах может приводить к систематической ошибке с разных сторон: с одной стороны - недооценка потери Λ - гиперонов с коротким пробегом распадного Π^+ мезона приводит к завышению асимметрии в группе Λ - гиперонов с $P_{\Lambda}^* > 1300$ Мэв/с, с другой стороны примесь K^0 - мезонов среди неопределенных Λ или K^0 - событий занижает асимметрию в группе Λ - гиперонов из 4 и 6 лучевых звезд.

На основе углового распределения Π^+ мезонов от распада K^0 мезонов, рождающихся в 4 и 6 лучевых звездах, рис. 66, можно определить, что примесь K^0 - мезонов среди неопределенных событий

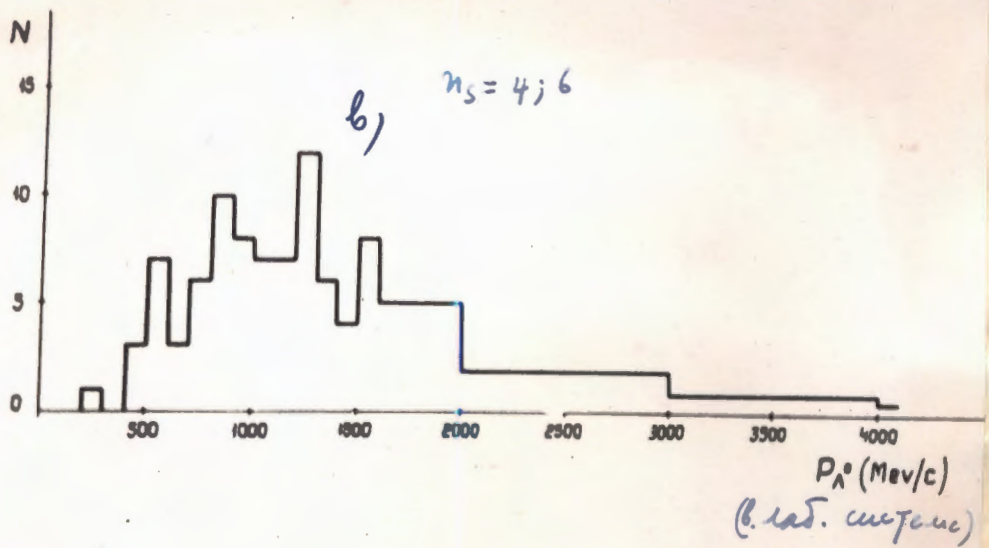
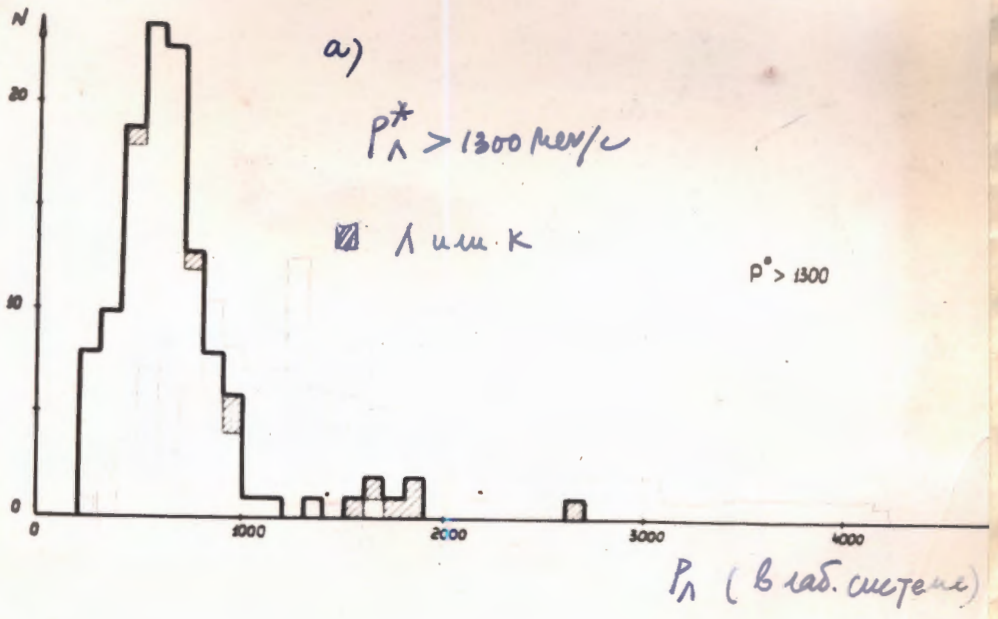


Рис. 65. Импульсные спектры Λ -гиперонов в л.б. системе

- a) для Λ -гиперонов с импульсом в с.ц.м $> 1300 \text{ Мев/с}$
 б) для Λ -гиперонов рождающихся в 4^й и 6^й уровнях звезд.

приблизительно составляет 4 ± 4 случая. Учитывая поправку на эту примесь, получим $\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад) = $0,30 \pm 0,19$ для группы Λ - гиперонов из 4 и 6 лучевых звезд.

Реальна ли такая асимметрия или это результат статистической флуктуации или какой-то другой систематической ошибки, не учтенной нами ?

Возможно это результат примеси событий от углерода. Но, по-видимому, примесь Λ от π^{\pm} - взаимодействий должна приводить к уменьшению поляризации. Хотя нет больших оснований считать, что Λ - гипероны из четырех и шести - лучевых звезд дают асимметрию только из-за примеси π^{\pm} - взаимодействий, однако, для окончательного выяснения этого вопроса нужно изучать так же асимметрию Λ - гиперонов, рождающихся только в π^{\pm} - взаимодействиях. В настоящее время такая работа проводится.

Более подробное рассмотрение показало, что большая асимметрия в угловом распределении протонов вперед-назад в группе Λ - гиперонов, рождающихся в 4-х и 6-и лучевых звездах, вызвана исключительно Λ - гиперонами с большими импульсами в системе центра масс рождения, $P_{\Lambda}^* \geq 1000$ Мэв/с. Все эти Λ - гипероны имеют маленький импульс в лабораторной системе $P_{\Lambda} \leq 1000$ Мэв/с.

При $P_{\Lambda}^* \geq 1000$ Мэв/с имеется 28 случаев, у которых протоны летят назад и 9 случаев, у которых протоны летят вперед ^{х)} (При $P_{\Lambda}^* < 1000$ Мэв/с 51 - назад, 45 - вперед)
Нигде нет такой большой концентрации случаев с протонами, вылетающими назад, как здесь.

х) При $P_{\Lambda} < 600$ Мэв/с имеется 12 случаев, у которых протоны летят назад и только 1 случай - вперед (для сравнения см. [6]).

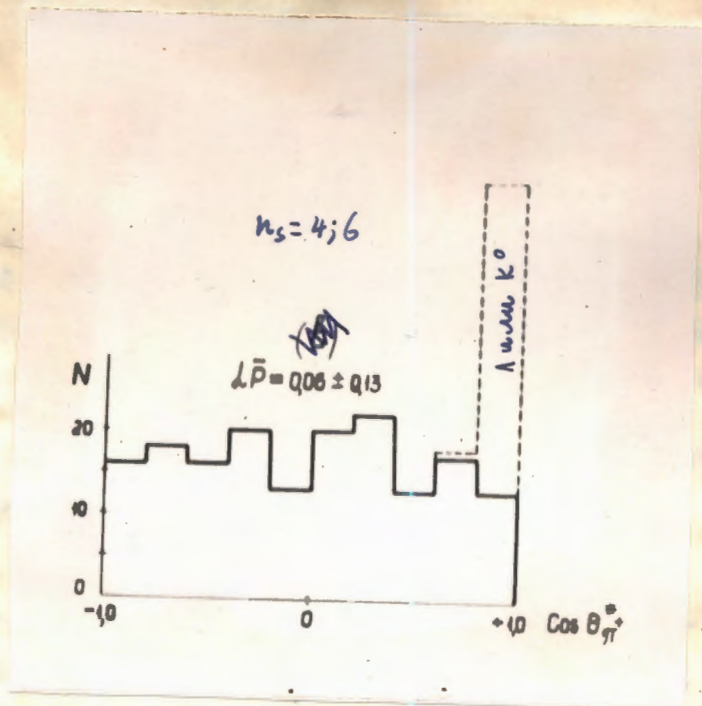


Рис. 66. Угловое распределение "вперед-назад" π^+ -мезонов от распада K^+ -мезонов рождающихся в 4^+ и 6^+ лучевых звездах.

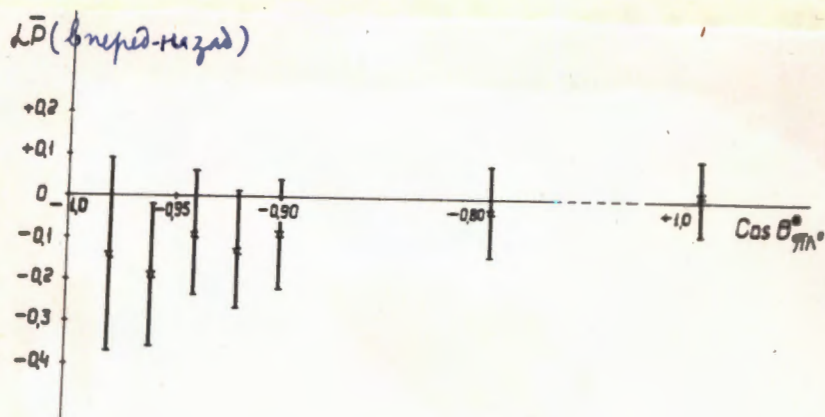


Рис. 67. Зависимость $L.P.$ (вперед-назад) от верхней границы обрезания по $\text{Cos } \theta_{\pi^*}$ (θ_{π^*} — угол рождения π -мезона в с.ц.м.)

Чем это вызвано : флуктуацией, систематической потерей случаев с коротким Π^- мезонам распада или физикой ? К сожалению, статистика настолько мала, что не позволяет дать ответ на эти вопросы.

г). Зависимость $\alpha_{\bar{p}}$ от углов рождения Λ - гиперонов в с.ц.м.

Как видно из рис. 42 в угловом распределении Λ - гиперонов имеется большая асимметрия - большинство Λ - гиперонов в системе ц.м. рождения в πp - взаимодействиях летит назад-
 $\cos \theta_{\Lambda}^* (-0,9 \div -1,0)$. Около 20% случаев имеет почти изотропное распределение в интервале $\cos \theta_{\Lambda}^* (-0,5 \div +1,0)$. Мы произвели расчеты коэффициента асимметрии вперед-назад для Λ - гиперонов, попадающих как в первый интервал, так и во второй интервал.

Получены следующие результаты:

для Λ - гиперонов в интервале $\cos \theta_{\Lambda}^* (-0,9 \div -1,0)$,
 $\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад) = $-0,09 \pm 0,13$.

для изотропной части распределения Λ - гиперонов в интервале $\cos \theta_{\Lambda}^* (-0,5 \div +1,0)$, $\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад) = $+0,06 \pm 0,17$.

На рис. 67 изображено изменение $\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад) в зависимости от верхнего предела обрезания по $\cos \theta_{\Lambda}^*$.

Надо заметить, что хотя мы и рассматривали отдельно зависимость $\alpha_{\bar{p}}$ (вперед-назад) от $P_{\Lambda}, P_{\Lambda}^*$ и $\cos \theta_{\Lambda}^*$, однако они не являются полностью независимыми. Это было наглядно показано на рис. 68. Видно, что Λ - гипероны с малыми импульсами в лабораторной системе (например $P_{\Lambda} \leq 800$ Мэв/c) в системе ц.м. имеют большие импульсы ($P_{\Lambda}^* > 1000$ Мэв/c). Все они вылетают при рождении назад в узком интервале по $\cos \theta_{\Lambda}^* < -0,93$. Естественно, для групп Λ - гиперонов, которые находятся в этих определенных интервалах, коэффициенты асимметрии $\alpha_{\bar{p}}$ приблизительно одни и те же.

рождающиеся в
угревых

рождающиеся в
угревых

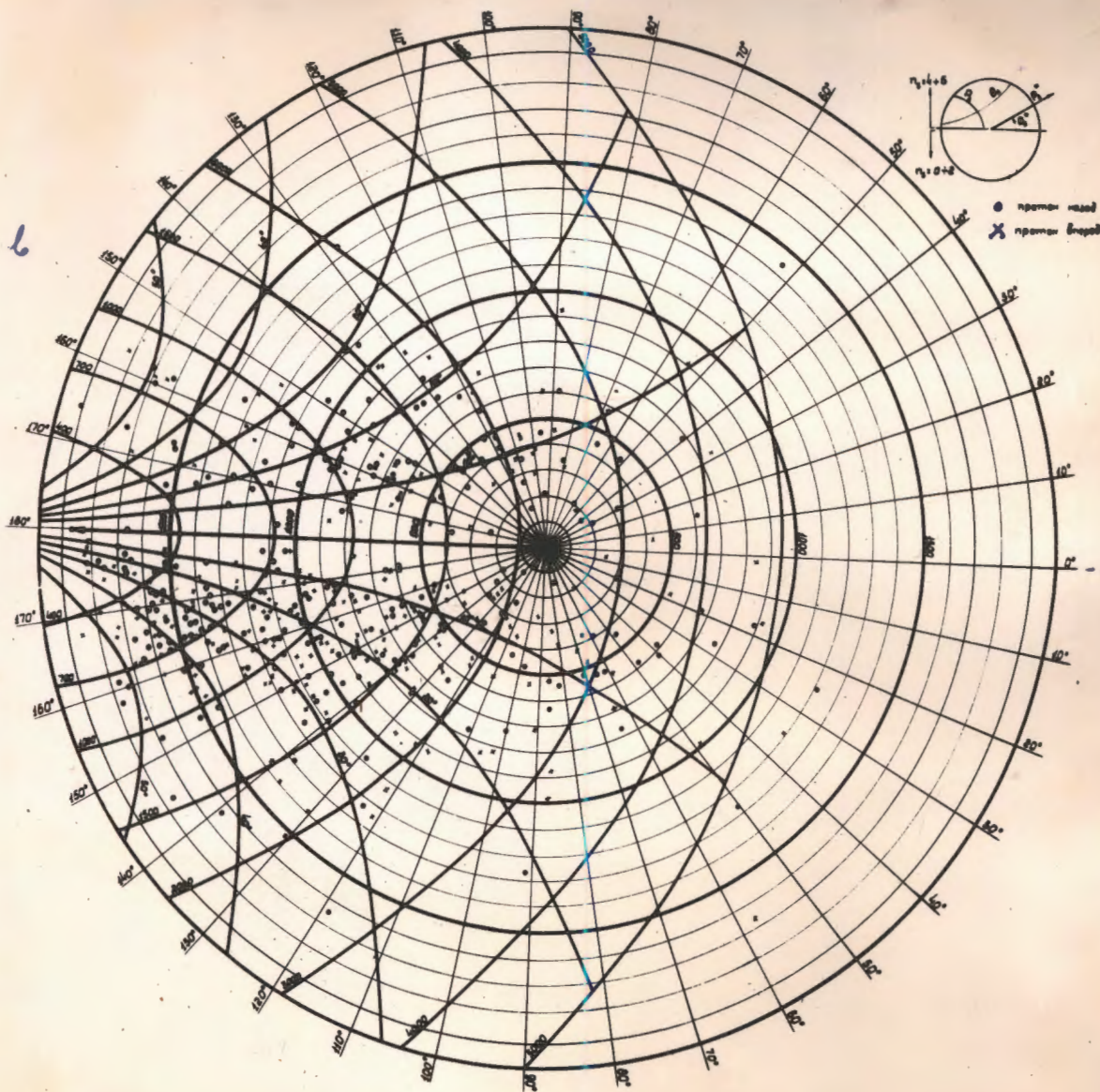


Рис. 68. Распределение λ -микронов по полярным координатам $(R_{\lambda}^*, \theta_{\lambda}^*)$, где R_{λ}^* — импульс λ в с.ц.м., θ_{λ}^* — угол рождения λ в с.ц.м.

На рисунке изображены также кинематические кривые с постоянными импульсами R_{λ} и углами θ_{λ} в лаб. системе. На верхней половине круга изображены λ -микроны, рождающиеся в 4^е и 6^е угревых звездах; на нижней половине — λ , рождающиеся в 0- и 2^е угревых звездах.

д) Влияние несимметричных условий регистрации Λ -гиперонов на $\alpha\bar{P}$. (геометрические эффекты).

Как уже было показано выше, в распределении точек рождения и распада V^0 -частиц, ось пучка смещена по сравнению с геометрической осью камеры. Неизотропность в азимутальном распределении V^0 -частиц так же указывает на несимметричность в условиях их регистрации. При изучении процессов рождения все эти "геометрические поправки" могут быть легко учтены. Но при изучении асимметрии в угловом распределении продуктов распада такие поправки сделать ~~нельзя~~^{нельзя}. Нужно проводить подробное рассмотрение процесса, т.к., мы не можем сказать, как распались незарегистрированные события.

Для выяснения влияния несимметричных условий регистрации Λ -гиперонов на угловое распределение протонов от их распада были взяты крайне несимметричные условия:

- 1) Рассматривались только те Λ -гипероны, которые летят только вверх, 2) Λ -гипероны летят только вниз, 3) Λ -гипероны летят только вправо ^{и 4) Λ -гипероны летят только вправо} относительно направления первичных π^+ мезонов.

Полученные при этом коэффициенты асимметрии представлены в таблице XXI.

Т а б л и ц а XXI.

$\alpha\bar{P}$	направление вылета Λ^0			
	вверх	вниз	влево	вправо
вперед-назад	$-0,02 \pm 0,11$	$+0,07 \pm 0,12$	$-0,04 \pm 0,12$	$+0,08 \pm 0,11$
вверх-вниз	$+0,19 \pm 0,11$	$-0,25 \pm 0,12$	$-0,03 \pm 0,12$	$+0,02 \pm 0,11$
влево-вправо	$-0,06 \pm 0,11$	$-0,13 \pm 0,12$	$-0,06 \pm 0,12$	$-0,12 \pm 0,11$

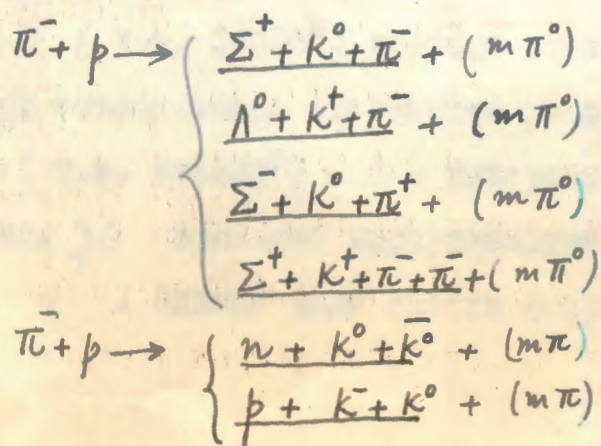
Видно, что кроме двух значений $\alpha_{\bar{p}}$ (вверх-вниз) все ^{между собой} другие коэффициенты асимметрии совпадают в пределах ошибок.

На основе этих данных можно заключить, что в реальных условиях настоящего опыта, влияние несимметричных условий регистрации Λ -гиперонов на угловые распределения протонов от их распада либо совсем отсутствует, либо очень мало.

IX. Корреляция между плоскостями рождения Λ частиц и плоскостями рождения других частиц.

Как было показано в работе [4], если четность в сильных взаимодействиях не сохраняется, то должны появиться асимметрии относительно любой из плоскостей рождения любой, но вполне определенной конечной частицы в распределении какой-либо другой, вполне определенной конечной частицы, или в суммарном распределении 2; 3 ... n оставшихся частиц. В этой работе было также показано в каких реакциях и в какой группе конечных частиц появление указанной асимметрии является более вероятным. Но так как в настоящей работе большинство заряженных частиц не было однозначно идентифицированы и поэтому ни одной из указанных реакций ^{x)} не может быть выделено (для каждого события в отдельности). Приходится рассмотреть только те группы частиц, которые были однозначно идентифицированы, хотя бы по мнению автора работы [4], появление асимметрии в этих группах частиц является менее вероятным. Такими группами частиц являются $\Lambda + K^0$ (рождающимися в любых реакциях) и $\Lambda + \pi^-$ рождающиеся в 2-х лучевых звездах. Такие пары как $K^0 + \bar{K}^0$ и $K^0(\bar{K}^0) + \pi^{\mp}$ или $K^0(\bar{K}^0) + K^{\mp}$ не были использованы, так как при наших энергиях ^{трудно} отличить K^{\pm} от π^{\pm} ; а также K^0 от \bar{K}^0 .

x) Например, следующие реакции:



ка

Распределение Λ - гиперонов относительно плоскостей рождения K^0 -мезонов в парных событиях $\Lambda + K^0$:

Для удобства принимаем следующую систему координат: (рис. 69)

ось Z - совпадает с направлением импульса первичного Π^- -мезона

ось Y - по направлению вектора $\vec{P}_{\pi_{in}} \times \vec{P}_K$

ось X - в плоскости рождения K^0 -мезона.

Направление \vec{P}_Λ^* определяется углами θ и $\omega_{\Lambda K}$

. Как было показано в работе [4]

если чётность не сохраняется в процессе рождения $\Lambda + K^0 + (m\pi)$

тогда в выражении для сечения рождения появляется член, который является нечётной функцией азимутального угла $\omega_{\Lambda K}$. Видно, что

вместо изучения распределения Λ - гиперонов относительно плоскости рождения K^0 -мезонов, можно рассматривать распределение $\omega_{\Lambda K}$

т.е. распределение плоскостей рождения Λ -гиперонов относительно плоскости рождения K^0 -мезонов. Если известны азимутальные углы

ϕ_Λ и ϕ_K Λ -гиперонов и K^0 -мезонов, тогда $\omega_{\Lambda K} = \phi_\Lambda - \phi_K$.

Для удобства, значение $\omega_{\Lambda K}$ считается от 0 до 180° и от -180° до 0.

При $\omega_{\Lambda K} > 0$ (т.е. $0+180^\circ$) условно считалось, что Λ -гипероны летят вверх относительно плоскостей рождения K^0 -мезонов.

При $\omega_{\Lambda K} < 0$ (т.е. $0-180^\circ$) - Λ -гиперонов летят вниз.

На рис. 70 показано распределение 67 парных событий $\Lambda + K^0$ по ϕ_Λ и ϕ_K . Однако надо внести поправки на эффективность

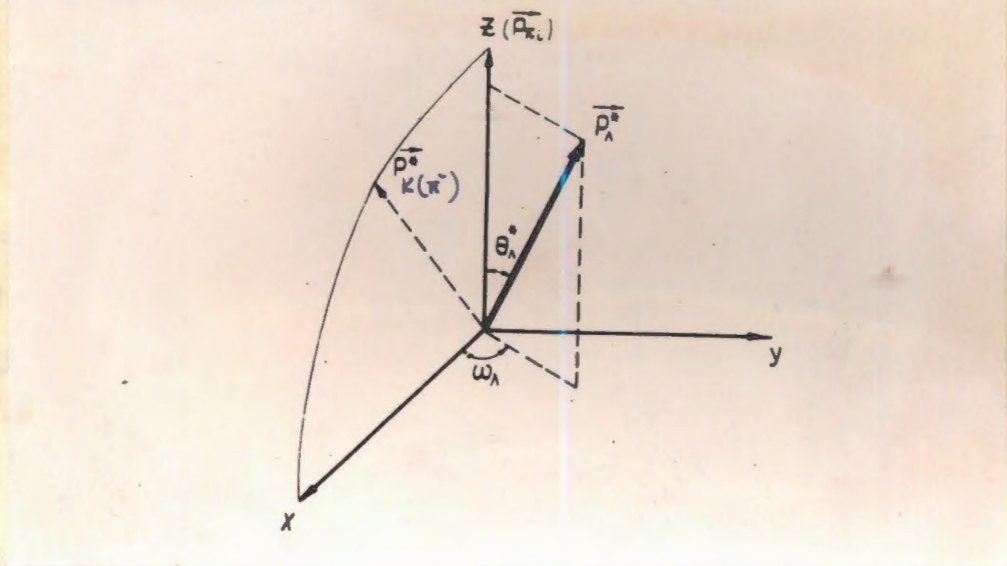


Рис. 69 - Система координат для изучения распределения плоскостей рождения Λ -шиперонов относительно плоскостей рождения K^0 -мезонов (π^- -мезонов)

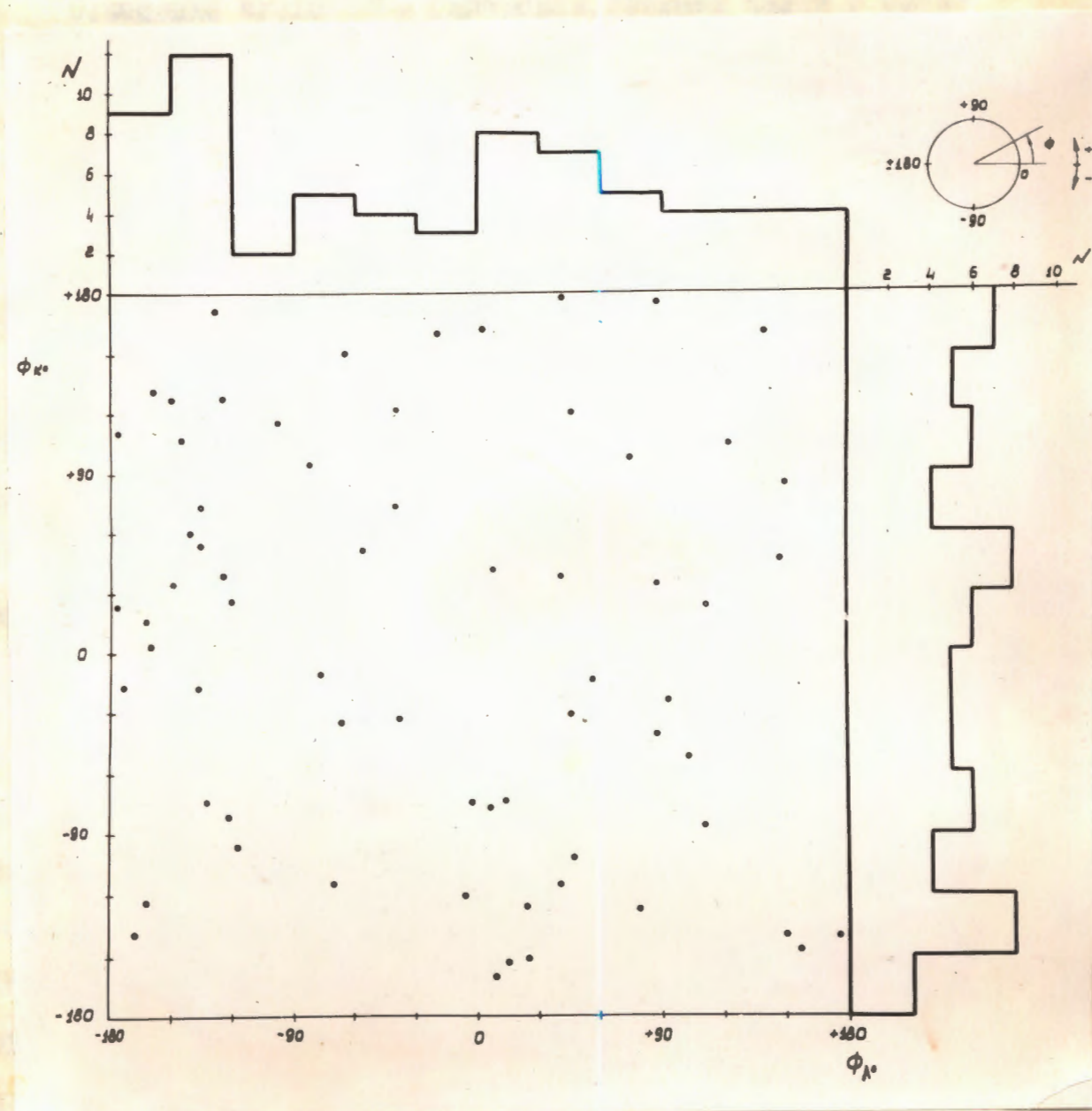


Рис. 70 - Распределение пар ΛK^0 по азимутальным углам Λ -шиперона (ϕ_{Λ}) и K^0 -мезона (ϕ_{K^0})

регистрации $w_{1\Lambda}$, w_{1K} и на анизотропию в азимутальном распределении ϕ_{Λ} и ϕ_K — $w_{2\Lambda}$ и w_{2K} . Предположили, что эти поправки отдельно для Λ -гиперонов и K^0 -мезонов независимы, и полная поправка равна их произведению: $w = w_{1\Lambda} w_{1K} \cdot w_{2\Lambda} w_{2K}$.
 . Вся площадь (рис. 70) была разделена на клетки по $30 \times 30^\circ$ и поправка вносилась в каждую клетку. Полученное, таким образом, распределение по $w_{\Lambda K}$ показано на рис. 71, где пунктирная линия относится к распределению без поправки, а сплошная — с поправкой.

Отношение числа Λ -гиперонов, летящих вверх к числу Λ -гиперонов, летящих вниз равно:

без поправки	$\frac{37}{30} = 1,23 \pm 0,30$
с поправкой	$\frac{120}{104} = 1,15 \pm 0,24$

На основе распределений ϕ_{Λ} и ϕ_K был проведен также расчёт распределения $w_{\Lambda K}$ по методу Монте-Карло. Оно оказалось совсем изотропно (см. рис. 71 (в)). Предположение о изотропности распределения $w_{\Lambda K}$ было потом проверено на экспериментальном распределении по методу χ^2 . Были получены следующие результаты:

без поправки	$\chi^2 = 5,37$	$P(\chi^2 > 5,37) = 36\%$
с поправкой	$\chi^2 = 5,25$	$P(\chi^2 > 5,25) = 38\%$

(степень свободы равна 5).

Видно, что экспериментальные данные не противоречат предположению, что асимметрии в распределении Λ -гиперонов относительно плоскостей рождения K^0 -мезонов нет. Дополнительно, на рис. 70 с) было представлено распределение "вперед-назад" плоскостей рождения Λ -гиперонов относительно плоскостей

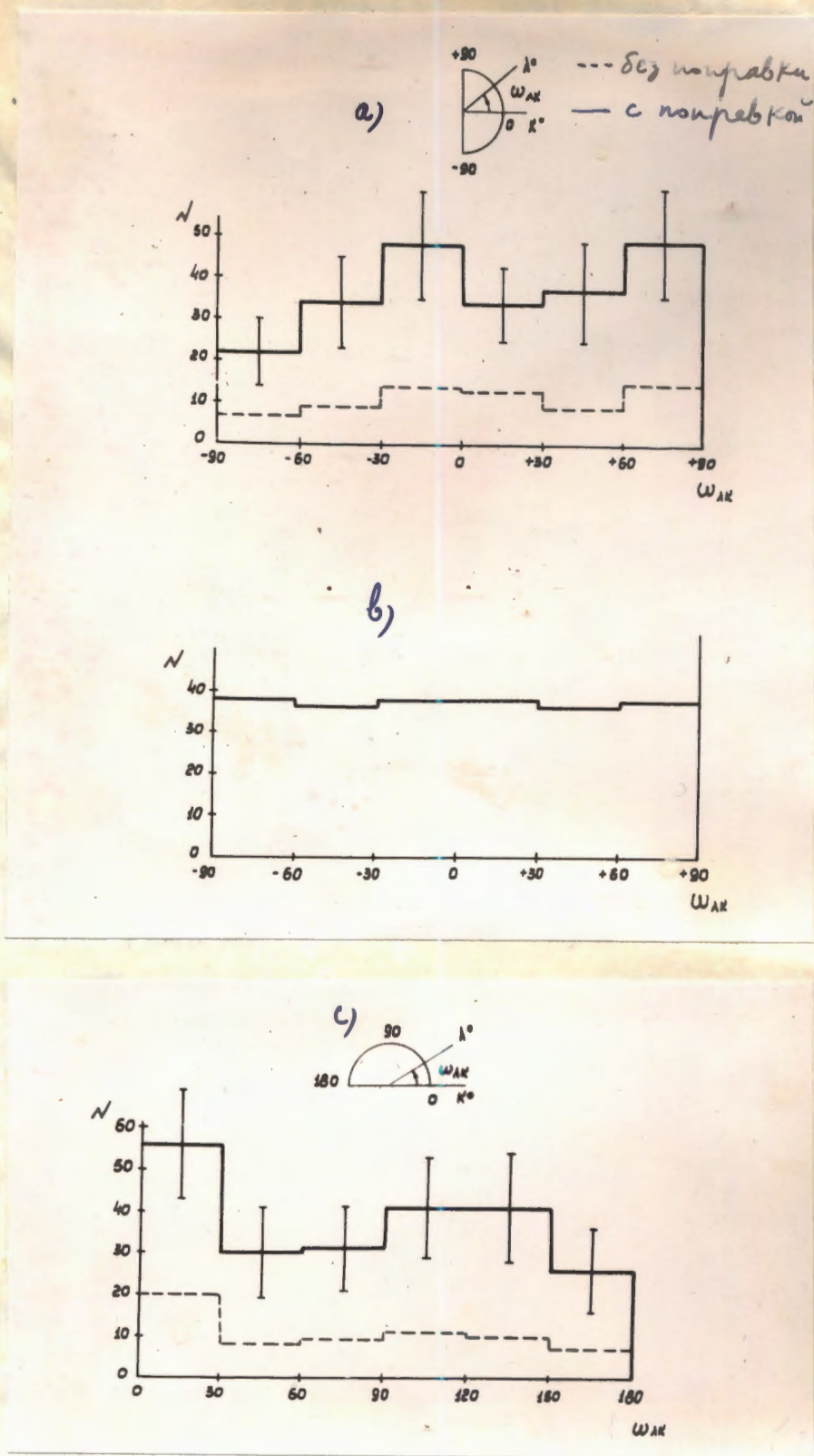


Рис. 71 - Распределение углов между плоскостями разреза λ -шпернов и плоскостями разреза K° -мезонов для пары событий λK° .

- a) распределение "вверх-вниз" (\Rightarrow экспериментальное распределение)
- b) распределение "вверх-вниз" получено по Методу Монте-Карло.
- c) распределение "вперед-назад".

рождения K^0 -мезонов. Асимметрия в таком распределении, если бы она была, указывала бы на существование какой-то корреляции между Λ -гиперонами и K^0 -мезонами, и совсем не противоречила законом сохранения четности в процессе парного рождения странных частиц.

Распределение Λ -гиперонов относительно плоскостей рождения Π^- -мезонов в 2-х лучевых звездах:

Рассмотрим распределение плоскостей рождения Λ -гиперонов относительно плоскостей рождения Π^- -мезонов в двухлучевых звездах.

Обозначим через $\omega_{\Lambda\pi^-}$ - угол между плоскостями рождения Λ -гиперона и Π^- -мезона (см. рис. 69),

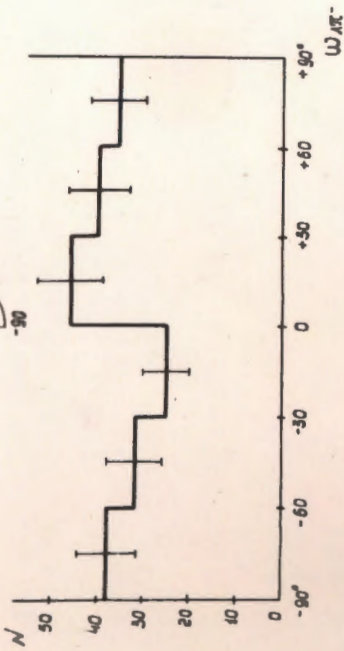
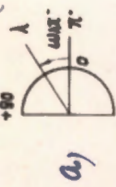
$$\omega_{\Lambda\pi^-} = \phi_{\Lambda} - \phi_{\pi^-}$$

где ϕ_{Λ} и ϕ_{π^-} - азимутальные углы Λ и π^- соответственно.

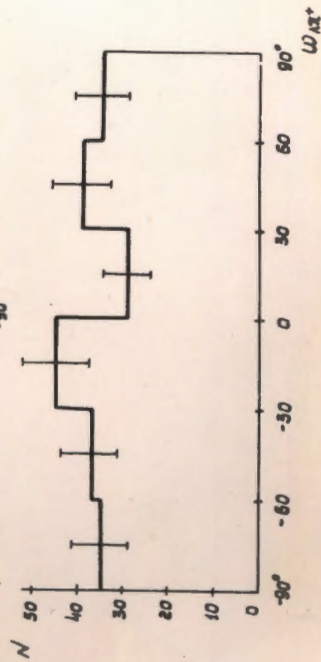
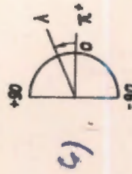
считалось, что Λ -гиперонки
Как и раньше, условно \checkmark летят вверх относительно плоскостей рождения Π^- -мезонов, если $\omega_{\Lambda\pi^-} > 0$ (т.е. $0 + 180^\circ$), и летят вниз если $\omega_{\Lambda\pi^-} < 0$ (т.е. $0 - 180^\circ$).

Распределение по $\omega_{\Lambda\pi^-}$ "вверх-вниз" показано на рис. 72 а). Поправка на эффективность регистрации и на анизотропию азимутального распределения Λ -гиперонов не была внесена, так как она не меняет характера распределения по $\omega_{\Lambda\pi^-}$. Действительно, если

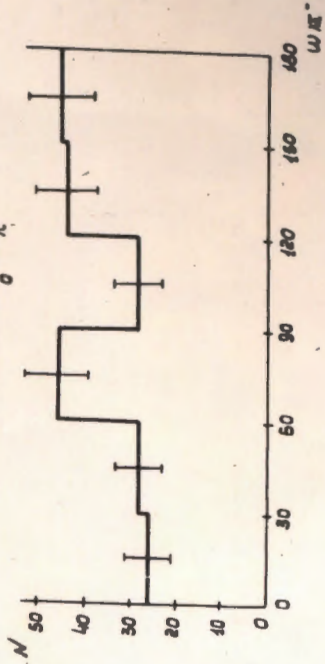
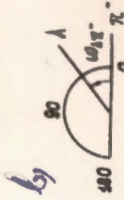
"Всплыв-вниз" ($\Delta\pi^-$)



"Всплыв-вниз" ($\Delta\pi^+$)



"Вперед-назад" ($\Delta\pi^-$)



"Вперед-назад" ($\Delta\pi^+$)

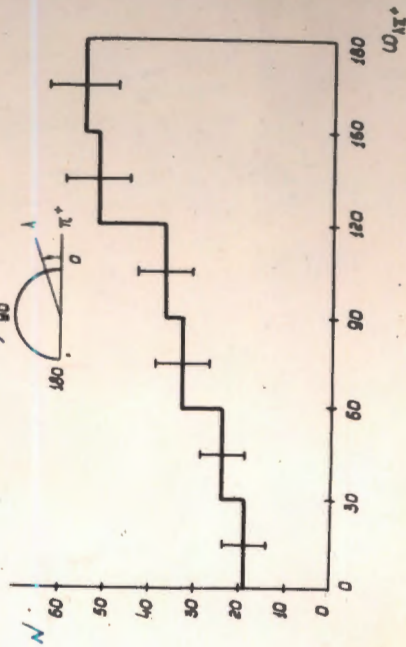
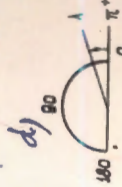


Рис. 72 - Распределения углов между плоскостями разделения А-инвертов и плоскостями разделения π -резонансов (а, б) и между плоскостями разделения А-инвертов и плоскостями разделения π^+ (π^+) - резонансов (в, д) для 2-х уровней звезд; а, в, с) — распределения "всплыв-вниз"; б, д) — "вперед-назад".

значение ϕ_Λ было задано, то ϕ_π^- может принимать любые значения как больше ϕ_Λ , так и меньше ϕ_Λ . Экспериментально были исключены из статистики события, у которых $\phi_\Lambda = \pm(60 \pm 120^\circ)$. Это относится к таким интервалам азимутальных углов, где потери Λ -гиперонов значительны, но все же распределение по $\omega_{\Lambda\pi^-}$ не изменит своего характера.

Отношение числа Λ -гиперонов, летящих вверх, к числу Λ -гиперонов, летящих вниз, равно $1,28 \pm 0,18$ (если не включить события с $\phi_\Lambda = \pm(60 - 120^\circ)$, тогда это отношение равно $1,26 \pm 0,20$). Если предположить, что распределение по $\omega_{\Lambda\pi^-}$ изотропно, то получили $\chi^2 = 7,80$ (с 5 степенями свободы) т.е. $P(\chi^2 > 7,80) = 17\%$.

На рис. 72 в) показано распределение $\omega_{\Lambda\pi^-}$ "вперед-назад", а на рис. 72 с, d) показаны распределения углов между плоскостями рождения Λ -гиперонов и плоскостями рождения $\pi^+(\kappa^+)$ от двухлучевых звезд. Надо заметить, что полученная асимметрия в распределении $\omega_{\Lambda\pi^+}$ "вперед-назад" не связана с сохранением (или несохранением) чётности в процессе рождения, а по-видимому, является результатом образования резонансного состояния ($\Lambda\pi^+$).

з) По нашим предварительным данным, в 2-х лучевых звездах резонанс ($\Lambda\pi^+$) носит более выраженный, характер, чем ($\Lambda\pi^-$).

Авторы благодарят профессора Ван Ган-чана, под руководством которого была начата эта работа, Дин Да-цао, Ван Цу-цзена, В.Г.Иванова, А.В.Никитина за проведенную ими работу. Мы также благодарим Д.И.Блохинцеву, В.Г.Соловьеву, Б.М.Понтекорво, И.В.Чувилло, А.Михуля, И.И.Подгорецкому, А.А.Тяпкину, Ван Жуну, Б.А.Арбузову и Р.Н. Фаустову за полезные и ценные замечания.

Авторы выражают благодарность сотрудникам вычислительного центра ОИЯИ, руководимого Е.П.Жидковым, за составление программы и проведение необходимых расчетов.

Авторы благодарят Н.А. Смирнова, Д.И. Макарова за помощь в эксплуатации камеры; В.С.Балашову, В.С.Ваксину, С.А.Воробьеву, М.Вранова А.Я.Иванову, А.М. Жукову, Г.А. Короткову, С.Н. Комарову, Р.Н. Канарек, Г.Д.Пестову, К.Н. Радину, Т.А.Харькову за проведение измерений расчетов и построение графиков.

ЛИТЕРАТУРА

1. T.D.Lee and C.N.Yang, Phys.Rev. 104, 254 (1956).
2. C.S.Wu et al. , Phys.Rev. 105, 1413 (1957).
3. R.L.Garwin et al. , Phys.Rev. 105, 1415 (1957).
4. В.Г.Соловьев
ЭТФ // 33, 537, 796 (1957)
Nucl.Phys. 6, 618 (1958)
ДАН СССР, 129, 68 (1959)
ЭТФ 36, 628 (1959).
5. Feinberg G., Phys.Rev. 108, 878 (1957).
6. Pais, Phys.Rev.Lett. 1, 418 (1958).
6. R.A.Salmeron and A.Zichichi, Nuovo Cim. 11, 461 (1959).
7. W.B.Fretter, M.M.May and M.P.Nakada, Phys.Rev.89,168 (1953).
8. H.S.Bridge et al. Phys.Rev.91, 362 (1953).
9. R.Armenteros: Congres International Sur le Rayonnement
Cosmique (Bagnere de Bigorre, 1953), p.16
10. D.B.Gayther, Phil.Mag. 42, 570 (1954).
11. W.A.Cooper et al. Nuovo Cim. 8, 471 (1958).
12. G.Alexander et al. Nuovo Cim. 2, 624 (1958).
13. H.Blumenfeld, W.Chinowsky and L.M. Lederman, Nuovo Cim.
8, 296 (1958).
14. J.Steiberger. Annual International Conference on
High Energy Physics, CERN (1958) p.147.
15. F.S.Crawford et al. Phys.Rev.Lett. 1, 209 (1958).

- 16 F.S.Crawford et al. Phys.Rev.Lett. 2, II (1959)
- 17 R.L.Lander, W.M.Powell and H.S.White,
Phys.Rev.Lett. 3, 236 (1959)
- 18 M.M.Block et al. препринт (1959)
- 19 J.Leitner et al. Phys.Rev.Lett. 3, 238 (1959)
- 20 I.V.Chuvilo, Proceedings of the Annual International
Conference on High Energy Physics at Rochester (1960), p.383.
- 21 Ван Ган-чан и др. ЖЭТФ, 39, 1854 (1960)
M.I.Soloviev, Proceedings of the 1960 Annual International
Conference on High Energy Physics at Rochester p.388.
- 22 David Franklin Hotz - препринт и частное сообщение
- 23 N.Horwitz et al. Препринт (1959)
- 24 K.Gottstein, Proceedings of the 1960 Annual International
Conference on High Energy Physics at Rochester, p.436.
- 25 T.Bowen et al. Phys.Rev. II9, 2030 (1960)
- 26 J.L.Brown et al. Nuovo Cimento 19, 1155 (1961)
- 27 В.С.Крестников, В.А.Шебанов ЖЭТФ 41, 661 (1961)
- 28 Д.В.Нягу, Э.О.Оконов и др. препринт ОИЯИ, Д-794 (1961)
- 29 Ван Ган-чан, М.И.Соловьев, Д.Н.Шкобин, ПТЭ, I, 41 (1959)
- 30 Wang Tso-tsiang et al. International Conference on High
Energy Accelerators and Instrumentation, CERN 1959, p.412.

- 31 И.В. Иссинский, К.П. Мызников, препринт ОИЯИ, Р-484 (1960)
- 32 Ван Ган-чан и др. Отчет ЛВЭ ОИЯИ Б2-829 (1959)
- 33 Ван Ган-чан и др. ЖЭТФ, 38, 426 (1960)
- 34 С.З. Отвиновский. Отчет ЛВЭ ОИЯИ Б2-828 (1960)
- 35 И. Врана. Материалы совещания по методике пузырьковых камер ОИЯИ - 796 (1961) стр. 38
- 36 Э.М. Лившиц. Материалы совещания по камерам ОИЯИ, Р-257, 1958 стр. 110
- 37 И.М. Русинов Лекции в ОИЯИ для физиков, занимающихся камерами, 1961 г.
- 38 К.Д. Толстов Частное сообщение
- 39 И.И. Подгорецкий, Э. Цыганов Частное сообщение
- 40 См. например, Б. Росси. Частицы высоких энергий стр. 38
- 41 Дж. Вильсон. Камера Вильсона (глава VI)
- 42 Материалы совещания по методике пузырьковых камер ОИЯИ - 796 (1961) р. 5.
- 43 W.H. Barkas and A.H. Rosenfeld, Proceedings of the 1960 Annual International on High Energy Physics at Rochester p. 877
- 44 Материалы совещания по методике пузырьковых камер ОИЯИ-796 (1961) стр. 5; 31
- 45 Ван Ган-чан и др. ЖЭТФ, 40, 464 (1961)
- 46 M.S. Barlett, Phil. Mag. ^{№ 359.} 44, ~~249~~, 1407 (1953)
- 47 T.D. Lee et al. Phys. Rev. 106, 1367 (1957)
- 48 В.И. Векслер и др. препринт ОИЯИ Д-806 (1961).
49. см. например J. Leitner et al. Phys Rev. Lett 7, 264 (1961)