

13.4.64

С 346.5а

Б-448



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.А.Беляков, Н.М.Вирясов, Е.Н.Кладницкая, В.Н.Пенев,
Е.С.Соколова, М.И.Соловьев

P-1588

ИЗУЧЕНИЕ ΛK^+ И $K^0 K^-$ ПАР,
РОЖДЕННЫХ В $\pi^+ p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 7,5 ГЭВ/С

C346.5a

B-448

В.А.Беляков, Н.М.Вирысов, Е.Н.Кладнишкая, В.Н.Пенев,
Е.С.Соколова, М.И.Соловьев

P-1588

ИЗУЧЕНИЕ $Лк^+$ И $К^0К^-$ ПАР,
РОЖДЕННЫХ В $\pi^0\pi^0$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 7,5 ГЭВ/С

2368/3 48



Дубна 1964

Эта работа посвящена изучению ΛK^+ -и $K^0 K^-$ -пар, рожденных в $\pi^- p$ -взаимодействиях при импульсе первичных π^- -мезонов 7-8 Гэв/с. Работа проводилась на фотографиях, полученных на 24-литровой пропановой пузырьковой камере^{/1/}. Критерии отбора V^0 -событий и их идентификация описаны ранее^{/2/}. В нашем случае идентификация заряженных K^- -мезонов в звездах от $\pi^- p$ -взаимодействий очень трудна. В частности, измерения ионизации^{/3/} позволяют отличить K^- -мезоны от π^- -мезонов лишь при импульсах этих частиц $P_{\pi, K} < 0,6$ Гэв/с^x). Протоны от π^+ -и K^+ -мезонов мы можем отличить по ионизации до импульса $P_p < 1,2$ Гэв/с.

В отдельных случаях заряженные K^- -частицы можно идентифицировать с помощью δ -электронов или по кинематическим соотношениям, если частица испытала распад (K^+ -мезоны) или упругое рассеяние. Однако с помощью таких методов нам удалось выделить лишь небольшое число пар странных частиц, из которых одна - заряженный K^- -мезон. Поэтому мы считали случаями парного рождения ($V^0 K^\mp$)-взаимодействия, выделенные следующим образом: из всех случаев с зарегистрированной V^0 -частицей отбрасывались события с однозначно идентифицированными π^\pm -мезонами или протонами, а также те события, положительная частица которых определялась как π^+ -мезон на основе анализа недостающих масс. События разбивались на группы (ΛK^+), ($K^0 K^-$) и ($K^0 K^+$) соответственно виду наблюдавшейся V^0 -частицы. Для каждой из этих групп с помощью статистической теории и экспериментально наблюдаемых отношений пар нейтральных странных частиц была оценена примесь случаев, в которых заряженными K^- -мезонами считались пионы или протоны.

На примере событий с множественностью заряженных частиц $n_s = 2$, в которых из каждой пары родившихся странных частиц обязательно зарегистрирован Λ -гиперон, обсудим подробнее способы выделения ΛK^+ -пар. Из 188 событий следует исключить такие, в которых кроме Λ -гиперона в камере наблюдалась еще K^0 -частица, т.е. ΛK^0 -пары, а также те события, в которых положительные следы звезды идентифицируются как π^- -мезоны по ионизации, δ -электронам или по кинематике взаимодействия при упругом рассеянии или распаде. Кроме того, при таком расчете недостающей массы, когда след, образованный положительной частицей принимался за след K^+ -мезона, некоторые события имеют отрицательный квадрат недостающей массы. Это факт говорит о том, что такие случаи являются либо взаимодействиями π^- -мезона с углеродом,

x) При импульсе K^- -мезона $P_K = 0,6$ Гэв/с $I = 1,51 I_0$, где I_0 - минимальная ионизация, равная ионизации следа первичной частицы.

либо положительный след нельзя считать принадлежащим κ^+ -мезону. После исключения всех этих взаимодействий остается 77 событий, в которых положительная частица может быть κ^+ -мезоном.

Аналогичная процедура была проделана со случаями, в которых зарегистрированы κ^0 -мезоны. Здесь доля π^+ -мезонов среди предполагаемых κ^{\pm} -мезонов значительно больше (см. таблицу 1) за счет событий с $K^0\bar{K}^0$ - и ΛK^0 -парами. Значительную примесь составляют также те протоны, которые не удалось отделить от других частиц. В таблице 1 приведены данные о количестве выделенных пар. В скобках указано число пар, которое можно ожидать по расчетам отношений пар $N_{\Lambda\kappa^+}/N_{\Lambda K^0}$ и $N_{\kappa^0\bar{\kappa}^0}/N_{\kappa^0\kappa^{\pm}}$. Величины этих отношений были получены из экспериментальных данных по числу наблюдаемых ΛK^0 и $K^0\bar{K}^0$ -пар^{4/} и одиночных Λ и K^0 -частиц, а также с помощью статистической теории. При расчете по статистической теории^{х)} учитывались резонансы, которые могут дать наибольший вклад (Y_1^* , K^* , $N_{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}}$, η , ρ , ω , ...). Результаты расчетов приведены в таблице 1. Из сравнения их с экспериментом можно грубо оценить примесь пар типа (странная частица + π -мезон) среди выделенных нами событий (см. таблицу 1). Из таблицы 1 видно, что среди пар ΛK^+ и $K^0\bar{K}^0$ примесь наименьшая.

1. ΛK^+ - пары

На рис. 1 приведены импульсные и угловые распределения Λ -гиперонов и K^+ -мезонов в с.ц.м. от предполагаемых ΛK^+ -пар для множественности заряженных частиц $n_s=2$ и 4. Для сравнения на рис. 1 нанесены распределения Λ и K^0 -частиц от ΛK^0 -пар^{4/}. Угловые распределения K^+ - и K^0 -мезонов подобны (рис. 1б). Отношение числа частиц, летящих вперед, к числу летящих назад равно $\bar{n}^+/\bar{n}^- = 1,5 \pm 0,32$. Импульсное распределение K^0 -мезонов в с.ц.м. от ΛK^0 -пар немного отличается от распределения K^+ -мезонов от ΛK^+ -пар и является более жестким (рис. 1а). Среднее значение импульсов K^+ -мезонов в системе центра масс π^-p равно $\bar{P}_{K^+}^* = (820 \pm 32)$ Мэв (для $n_s=2,4$) и близко к значению среднего импульса K^0 -мезонов от ΛK^0 -пар, равного $\bar{P}_{K^0}^* = (717 \pm 54)$ Мэв ($n_s=2,4$). Несколько меньшую величину импульса в первом случае можно объяснить примесью π^+ -мезонов среди высокоэнергичных K^+ -частиц (см. таблицу 1). Λ -гипероны от ΛK^+ -пар имеют импульсные и угловые распределения совершенно аналогичные Λ -гиперонам от ΛK^0 -пар^{4/} (рис. 1в, г).

Распределение эффективных масс предполагаемых ΛK^+ -пар для $n_s=2$ приведено на рис. 2. Как π^+ -мезоны, принятые за K^+ -мезоны (их по оценкам $\sim 15\%$), искажают

х) При расчете указанных отношений пар довольно произвольный выбор объемов взаимодействия для страных частиц не играет существенной роли. Подробнее результаты расчета по статистической теории будут описаны в отдельной работе.

спектр эффективных масс ΛK^+ можно увидеть, если сосчитать спектр ΛK , приняв π^- -мезоны за K^- -мезоны в тех же взаимодействиях. Полученная таким образом фоновая гистограмма приведена пунктиром на рис. 2. Кроме этой оценки фона для его определения проводился расчет по методу Монте-Карло, причем случайные выборки углов и импульсов проводились из экспериментально полученных спектров Λ -гиперонов и K^+ -мезонов. В расчете требовалось выполнение законов сохранения энергии и импульса. При таком методе расчета могут проявиться случайные корреляции между углами и импульсами, но мы оценили, что их вклад не превышает 1%. Кривая приведена на рис. 2. Наконец, спектр эффективных масс сравнивался с кривой, рассчитанной по статистической теории (см. рис. 2).

В работах^{4,5/} в спектре эффективных масс ΛK^0 -пар в π^-p -взаимодействиях при 2,8 и 7,5 Гэв/с отмечалось наличие пиков при значениях 1650 и 1750 Мэв соответственно. Из рис. 2 видно, что в спектре эффективных масс $M_{\Lambda K^+}$ заметно выраженных резонансных состояний в этих областях нет.

§ 3. $K^0 K^-$ и $\bar{K}^0 K^+$ -пары

Для выделенных нами заряженных K^- -мезонов, рождающихся в паре с зарегистрированными $K^0(\bar{K}^0)$ -мезонами, были построены угловые и импульсные распределения. Они показаны на рис. 3. Из этого рисунка можно заключить, что угловые и импульсные распределения K^- -мезонов совпадают с соответствующими распределениями K^0 -мезонов от $K^0 \bar{K}^0$ -пар^{4/} для двухлучевых и четырехлучевых звезд, а также с распределениями K^0 -частиц из $K^0 K^-$ -пар (см. рис. 4)^{x)}. Средний импульс K^- -мезонов в с.ц.м. π^-p -взаимодействия $\bar{P}_s^* = (535 \pm 30)$ Мэв/с не отличается от среднего импульса K^0 -мезонов от $K^0 \bar{K}^0$ -пар^{4/} $\bar{P}_{K^0}^* = 503 \pm 34$ Мэв/с ($n_s = 2,4$). Ничего подобного нельзя сказать о распределениях K^+ -мезонов от $K^0 K^+$ -пар. По-видимому, большая примесь π^+ -мезонов и протонов (см. табл. 1) сильно искажает импульсные и угловые распределения K^+ -мезонов (рис. 5).

В распределении по эффективным массам $M_{K^0 K^-}$ наблюдается пик в области 1050-1100 Мэв, выходящий за три стандартные ошибки над фоновыми кривыми.

На рис. 6 на распределение $M_{K^0 K^-}$ нанесены нормированные по случаям с $M_{K^0 K^-} > 1,2$ Гэв фоновые кривые, рассчитанные по статистической теории^{xx)} и по х) Вероятность совпадения, рассчитанная по методу Колмогорова-Смирнова^{6/}, составляет для импульсных распределений 65% и 70%, и для угловых - 85% и 91% соответственно.

xx) При расчете фоновых кривых по статистической теории для пар каналы реакций, в которых рождаются известные резонансы, не включались. Как показано нами в работе^{7/}, резонансы ρ и ω не вносят существенного вклада при рождении $K^0 K^+$ -пар. Влияние резонансов K^* и $N_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}$ обсуждается ниже.

методу Монте-Карло вышеописанным способом. Вероятность совпадения экспериментального распределения с фоновыми кривыми мала^{x)}. С помощью формулы Брайта-Вигнера были определены и положение и ширина резонанса в спектре $M_{K^0 K^-}$. Они оказались равными соответственно $M_0 = 1060$ Мэв и $\Gamma/2 = 30$ Мэв. Изотопический спин этого состояния ≥ 1 .

Распределение эффективных масс $M_{K^0 K^-}$ и особенно область пика, т.е. случаи с $M_{K^0 K^-} < 1150$ Мэв подвергались дальнейшему анализу.

1. Было исследовано влияние, которое может оказать наличие примеси π^- -мезонов на пик в спектре $M_{K^0 K^-}$. Поскольку π и K^- -мезоны имеют разные массы, в с.ц.м. $\pi^- p$ -взаимодействия для разных частей углового спектра K^- -мезонов примесь π^- -мезонов будет различной и дает наибольший вклад для частиц, которые летят в заднюю полусферу. Путем исследования зависимости $M_{K^0 K^-}$ от углов вылета K^- -мезонов в лаб. системе было установлено, что примеси π^- -мезонов не оказывают существенного влияния на спектр эффективных масс $M_{K^0 K^-}$. Мы убедились, что и случаи рождения K^* -резонанса не оказывают влияния кинематического характера на спектр $M_{K^0 K^-}$. Проверено также, что резонансные эффекты в этом спектре не могут быть обусловлены влиянием известных нуклонных резонансов, поскольку их рождение вообще не было обнаружено при исследовании спектров масс систем (нуклон + π) при $\theta = 1; 2^{xx}$.

2. Были исследованы спектры продольных импульсов системы $K^0 K^-$ в с.ц.м. $\pi^- p$. Оказалось, что они подобны для случаев из области пика (т.е. $M_{K^0 K^-} < 1,2$ Гэв) и остальных событий (рис. 7). Этот факт говорит о том, что пик в области ~ 1060 Мэв не является простым кинематическим эффектом, обусловленным K^- -мезонами, родившимися в покое в с.ц.м. $\pi^- p$.

3. Резонанс между K^0 и K^- -мезонами, по-видимому, способствовал бы вылету K^0 и K^- -частиц в системе центра масс в одну сторону. Наши данные не противоречат этому. Часть $K^0 K^-$ -пар из области пика ($\sim 30\%$) летит в узком конусе вместе - либо вперед, либо назад.

4. Распределение K^0 и K^- -частиц в с.ц.м. $K^0 K^-$ -пары относительно направления суммарного импульса для случаев из области пика 1050-1150 Мэв дано на рис. 8. Вероятность того, что распределение по $\cos\eta^*$ совпадает с изотропией составляет 85%. На основании этих данных нельзя сделать определенного заключения о спине состояния ($K^0 K^-$).

x) Она оценивалась по методу Колмогорова-Смирнова. Например, вероятность совпадения экспериментального распределения с кривой, рассчитанной по статистической теории, равно $2 \cdot 10^{-3}\%$.

xx) Подробнее о рождении K^* и нуклонных изобар будет сообщено в следующей работе.

Распределения масс $M_{K^0K-\pi^+}$, построенные на основании нашего экспериментального материала, не обнаруживают пиков, которые можно было бы приписать наличию резонансных состояний. В частности, нет указания на существование пика в области ~ 1410 Мэв, обнаруженного в работе^{/8/}.

В заключение мы благодарим В.И.Векслера, М.И.Подгорецкого, И.В.Чувило и А.Михула за обсуждения и ценные замечания, группу лаборантов за измерения и сотрудников Вычислительного центра ОИЯИ Н.Н.Говоруна и Н.Ф.Маркову за помощь в составлении программ и проведение вычислений.

Л и т е р а т у р а

1. Ван Ган-чан, М.И.Соловьев, Ю.Н.Шкобин. ПТЭ, 1, 41, 1959.
2. В.И.Векслер, Н.М.Вилясов, И.Врана, Ким Хи Ин, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, Нгуен Дин Ты, М.И.Соловьев, Т.Хофмоэль, Чен Лин-янь. ЖЭТФ, 44, 84, 1963.
3. И.Врана. Материалы Совещания по методике пузырьковых камер. Препринт ОИЯИ 796, 38, 1961.
4. Ван Юн-чан, В.И.Векслер, Ду Юань-цай, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, А.Михул, Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев, Е.С.Соколова, М.И.Соловьев. ЖЭТФ, 43, 815, 1962.
5. Е.В.Кузнецов, Е.П.Кузнецов, Я.Я.Шаламов, А.Ф.Грашин. ЖЭТФ, 42, 1675, 1962.
6. И.В.Дунин-Барковский, Н.В.Смирнов. Теория вероятностей и математическая статистика в технике. Госиздат технико-теоретической литературы, Москва, 1955.
7. В.А.Беляков, В.И.Векслер, Н.М.Вилясов, Е.Н.Кладницкая, Г.И.Копылов, А.Михул, В.Н.Пенев, Е.С.Соколова, М.И.Соловьев. Препринт ОИЯИ Р-1506, 1964.
8. R.Amenteros, D.N.Edwards. The Siena Conference on Elementary Particles, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 марта 1964 г.

Т а б л и ц а 1

n_s	Отношение пар		Экспериментальное	Количество пар	Примесь %
	стат. теория	расчет по набл. парным событиям			
2	$\frac{N_{\Lambda K^0}}{N_{\Lambda K^+}} = \frac{1}{0,915}$	1,4	$1,1 \pm 0,25$	77 ΛK^+	≈ 13
4	$\frac{N_{\Lambda K^0}}{N_{\Lambda K^+}} = \frac{1}{0,21}$	0,7	$0,42 \pm 0,3$	45 ΛK^+	≈ 15
	$N_{K^- \bar{K}^0} : N_{K^+ K^0} : N_{K^0 \bar{K}^0} =$ $= 0,55 : 0,18 : 0,26$			115(49) $\bar{K}^0 K^+$	≈ 57
	$N_{K^0 K^0} : N_{K^0 K^{\pm}} = 0,36$ ($4 \pm 3,5$) ^{x)}		$0,46 \pm 0,08$	117 (74) $K^0 K^-$	≈ 25
	$N_{K^- K^0} : N_{K^+ \bar{K}^0} : N_{K^0 \bar{K}^0} =$ $= 0,39 : 0,32 : 0,09$			87(71) $K^0 K^-$	≈ 35
	$N_{K^0 \bar{K}^0} : N_{K^0 K^-} = 0,1$ ($0,32 \pm 0,18$) ^{xx)}		$0,06 \pm 0,05$	91(60) $\bar{K}^0 K^+$	≈ 60

x) Для случаев с одним нейтральным K -мезоном отношение $N_{\Lambda K^0} : N_{K^0 K^{\pm}} = 0,18$. Считалось, что число ΛK^0 -пар, как примесь среди $K^0 K^+$ -пар и среди $K^0 K^-$ -пар пропорциональны числу событий.

xx) Отношение пар $N_{\Lambda K^0} : N_{K^0 K^{\pm}} = 0,45$

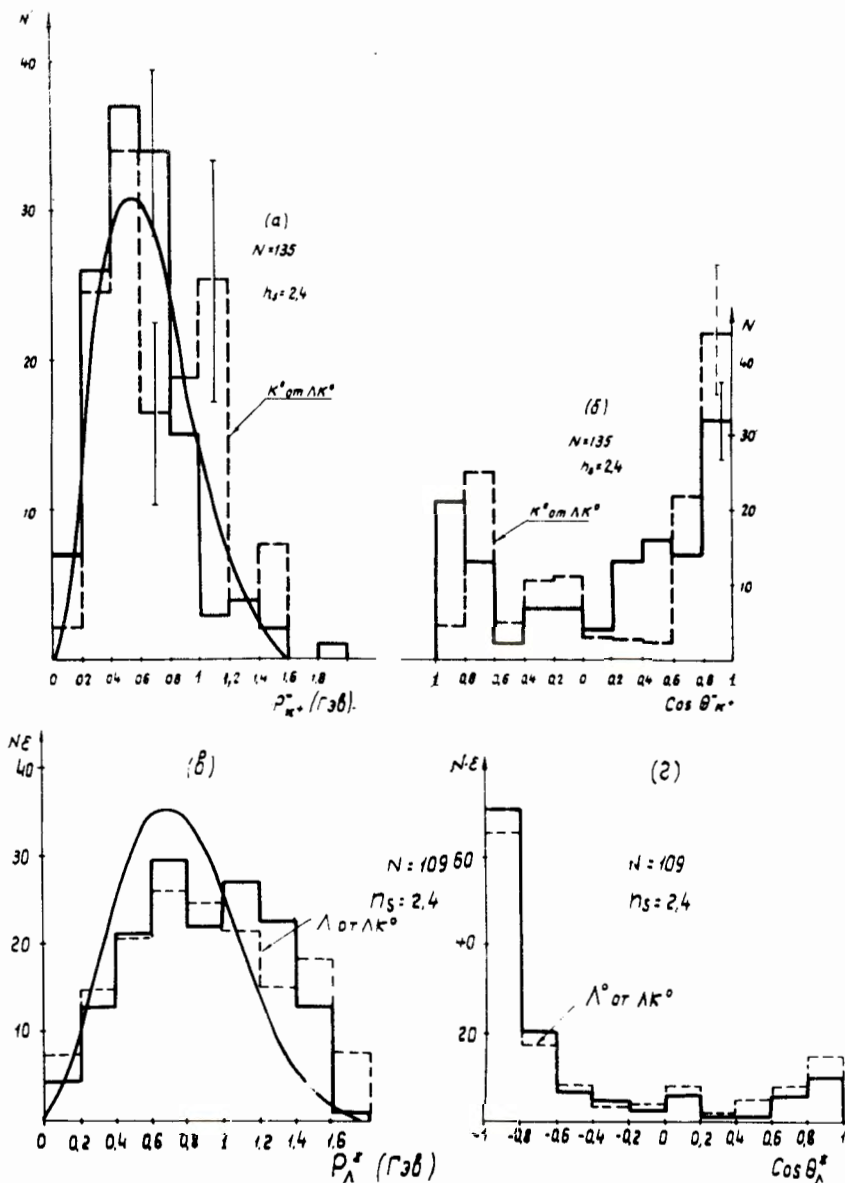


Рис. 1 а, б, в, г. Импульсные (а), (в) и угловые (б), (г) распределения K^+ -мезонов (а,б) и Λ -гиперонов (в,г) от ΛK^+ пар в с.с.м. π^-p -взаимодействия. Пунктиром обозначены распределения K^+ -мезонов, Λ -гиперонов от ΛK^+ пар, нормированное на спектры K^+ -мезонов. Плавные кривые на импульсных распределениях - результат расчета по статистической теории. Спектры Λ -гиперонов приведены с поправками на эффективность регистрации в эффективном объеме камеры.

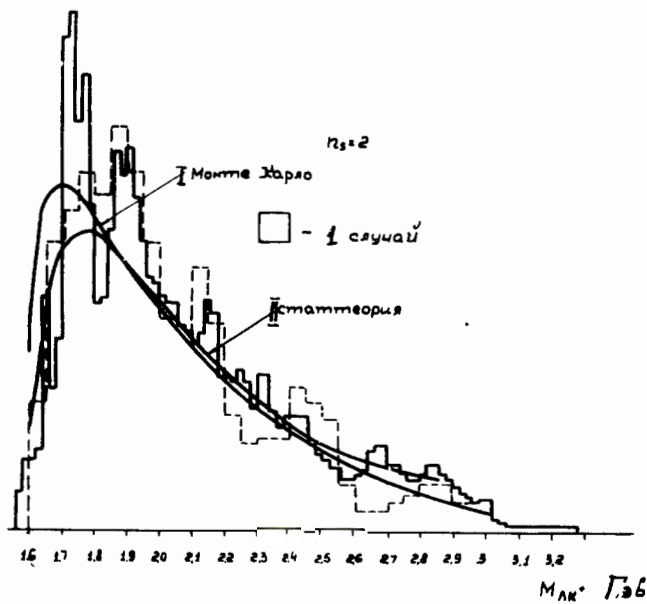


Рис. 2. Идеограмма эффективных масс $M_{\Lambda K^+}$ $n_s=2$. Кривые являются результатом расчета по Монте-Карло (1) и статистической теории (II). Пунктиром обозначена гистограмма $M_{\Lambda \pi^-}$, полученная при таком расчете, когда вместо π^- -мезона ставилась масса K-мезона.

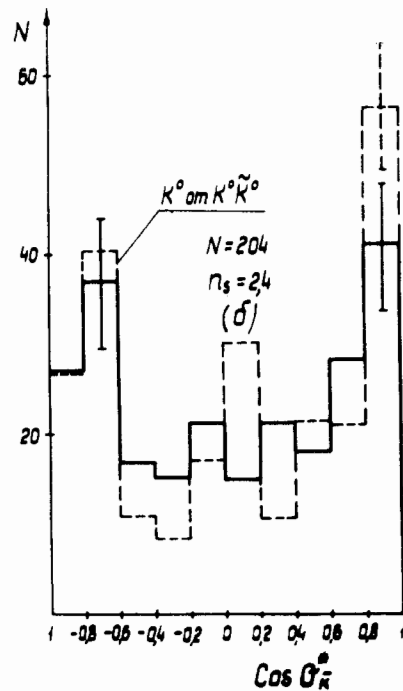
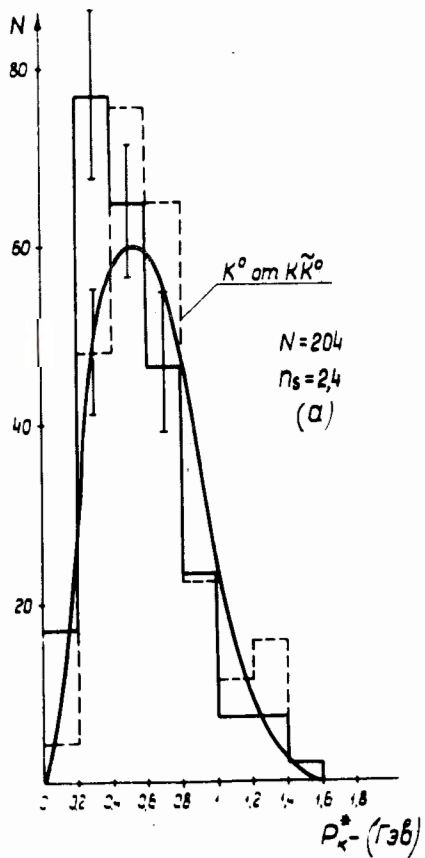


Рис. 3 а, б. Импульсные (а) и угловые (б) распределения K^- -мезонов от $K^0 K^0$ пар для множественности заряженных частиц $n_s = 2$ и 4 в с.п.м. $\pi^- p$. Пунктиром нанесены нормированные на спектры K^- -мезонов распределения K^0 -мезонов от $K^0 \bar{K}^0$ пар.

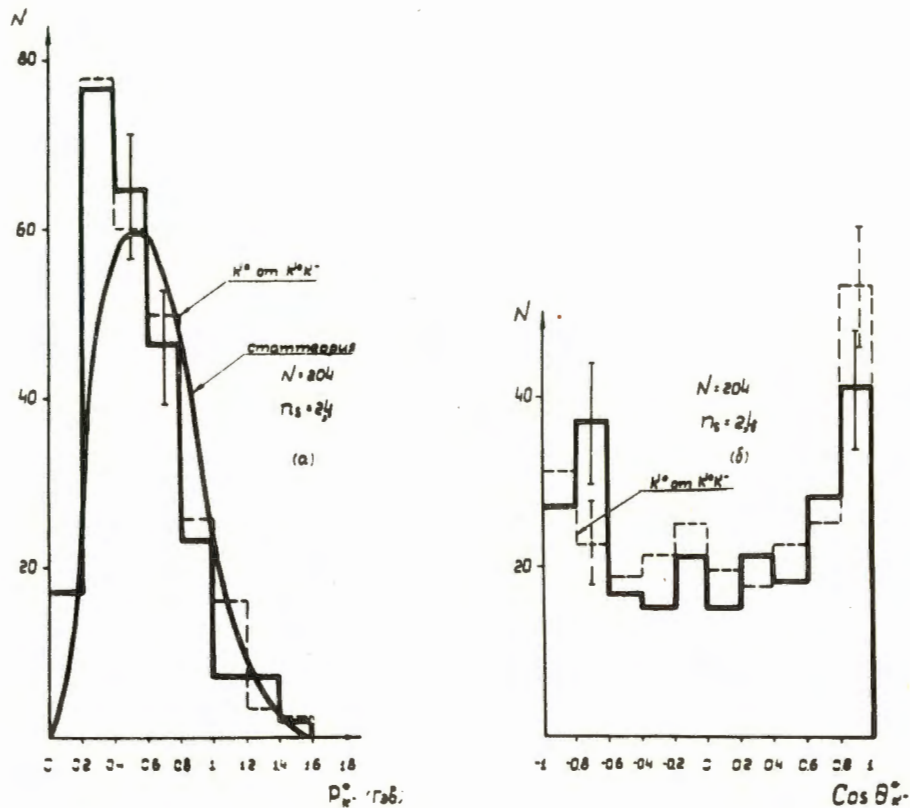


Рис. 4 а, б. Импульсное (а) и угловое (б) распределения (с поправкой на эффективность регистрации в камере) K^0 -мезонов от $K^0 K^0$ -пар в с.п.м. π^- -р для $n_s = 2$ и 4. Пунктирной линией обозначен спектр парных частиц от этих же событий.

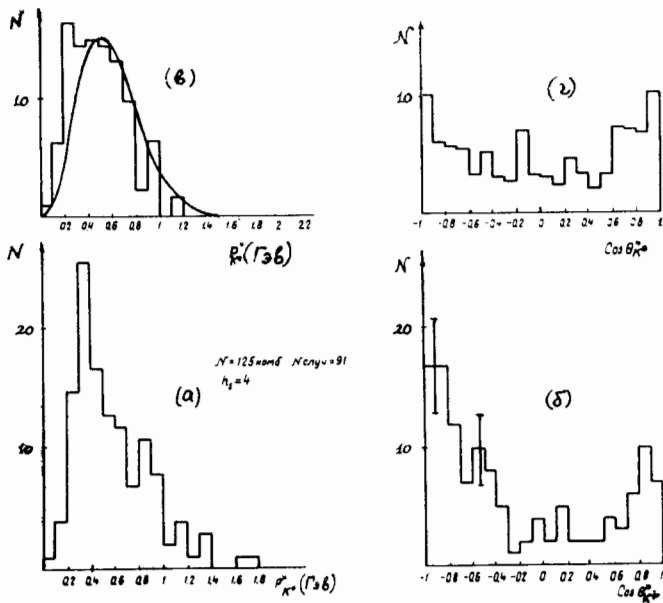


Рис. 5 а, б, в, г. Импульсные (а, в) и угловые (б, г) распределения в с.и.м. π^-p K^+ от K^0K^+ пар (а, б) и K^0 от K^0K^0 пар (в, г) для звезд с $n_s=4$.

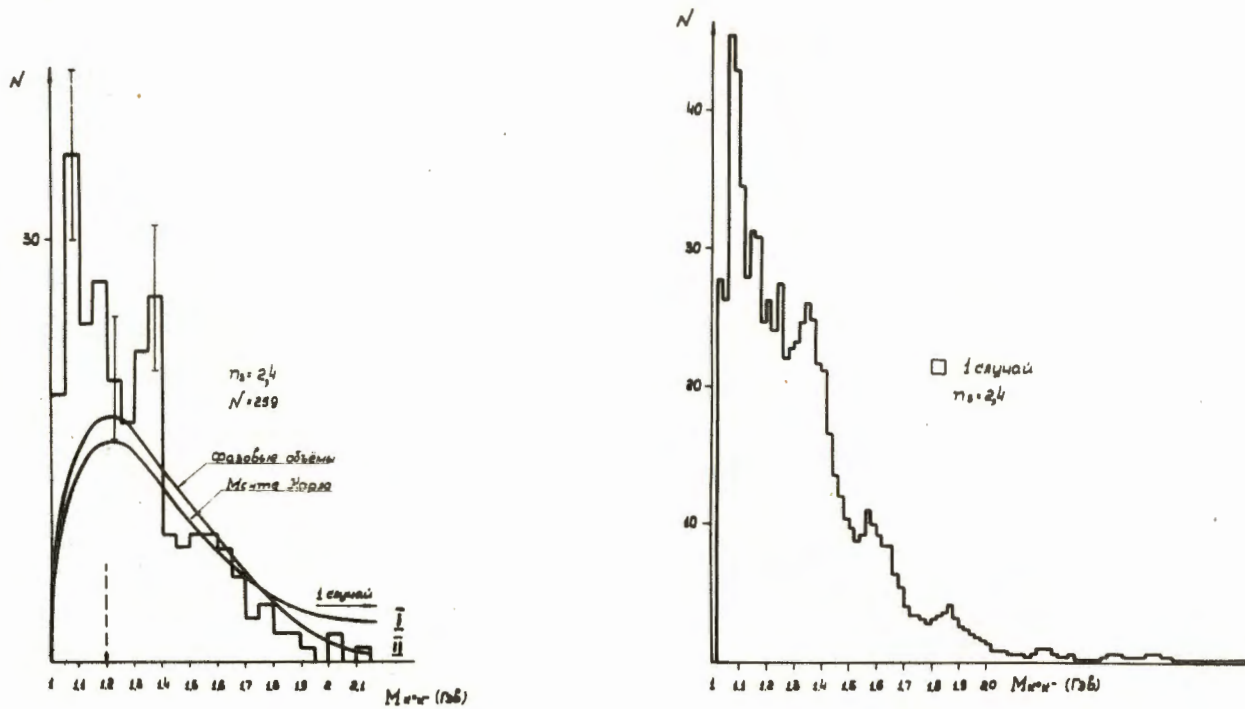


Рис. 6. Распределения эффективных масс $M_{K^0 K^-}$ для $n_s = 2$ и 4. В качестве фоновых кривых используются распределения, полученные по методу Монте-Карло (кривая I) и по статистической теории (кривая II). Фоновые кривые нормированы на случаи с $M_{K^0 K^-} > 1,2$ Гэв.

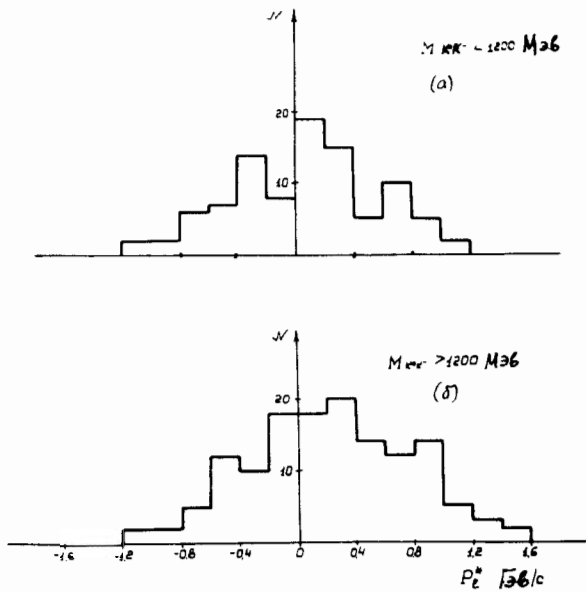


Рис. 7 а,б. Распределения продольных суммарных импульсов P_L^* K^0 и K^- мезонов в с.ц.м. $\pi^- p$ -взаимодействия для двух разных групп событий а) для случаев, имеющих $M_{K^0 K^-} \leq 1,2$ Гэв/с, б) для случаев с $M_{K^0 K^-} > 1,2$ Гэв/с.

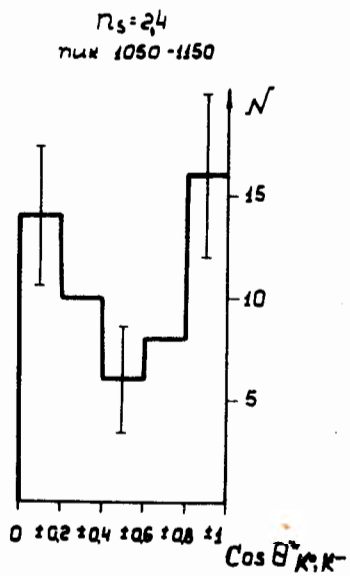


Рис. 8. Угловое распределение K^0 -мезонов для событий с $1,0 < M_{K^0 K^-} \leq 1,15$ Гэв в собственной системе $K^0 K^-$ пар относительно направления суммарного импульса K^0 и K^- -частиц. Пунктиром обозначено аналогичное распределение для остальных событий.