

8.1.1964



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.А.Беляков, А.В.Бояджиев, Ван Юн-чан, В.И.Векслер, Н.М.Вирясов,
Ким Хи Ин, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, В.М.Мальцев,
Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев, М.И.Соловьев

P-1472

РОЖДЕНИЕ $\Lambda(z^0)$ -ГИПЕРОНОВ И K^0 -МЕЗОНОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ P^- -МЕЗОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 7 ГЭВ С УГЛЕРОДОМ

ЖЭЭФ, 1964, т46, в5, с. 1586-1597

Дубна 1963

В.А.Беляков, А.В.Бояджиев, Ван Юн-чан, В.И.Векслер, Н.М.Вирясов,
Ким Хи Ин, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, В.М.Мальцев,
Нгуен Дин Ты, В.Н.Петев, М.И.Соловьев

P-1472

13.4
РОЖДЕНИЕ $\Lambda(\Sigma^0)$ -ГИПЕРОНОВ И K^0 -МЕЗОНОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ P -МЕЗОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 7 ГЭВ С УГЛЕРОДОМ

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1983

В в е д е н и е

В ряде случаев значительный интерес представляет знание условий генерации странных частиц на сложных ядрах. Так, например, сравнение характеристик рождения странных частиц на нуклонах и сложных ядрах может дать ответ на такие вопросы, как рождение на связанном нуклоне, вторичные взаимодействия странных частиц внутри родительского ядра, возможность получения пучков странных частиц от сложных ядер и т.д. Для камер, заполненных атомами нескольких элементов, знание условий генерации на сложных ядрах дает возможность оценить влияние примеси таких взаимодействий на исследуемый класс явлений, например, на рождение странных частиц на свободном нуклоне, т.е. представляет практический интерес. В частности, ранее отмечалось /1-2/ наличие максимума в жесткой части импульсного спектра Λ -гиперонов в с.ц.м. для взаимодействия пион-протон. Исследование генерации Λ -гиперонов на углероде дает возможность проверить влияние примеси углеродных событий на эту часть спектра и исключить возможные ошибки.

Взаимодействие отрицательных пионов со сложными ядрами с рождением странных частиц изучалось в работах /3-7/, из которых в /6/, /4/ и /3/ исследовалось взаимодействие с углеродом при импульсах 1,3 Гэв/с, 1,5 Гэв/с и 1,7 Гэв/с соответственно и в /7/ с фреоном при импульсе 2,8 Гэв/с. Представляется интересным выяснить ход сечения рождения Λ -гиперонов и K^0 -мезонов на ядрах при больших импульсах.

В настоящей работе процесс взаимодействия с углеродом исследовался при импульсе 7 Гэв/с. При этом импульсе рождение странных частиц отрицательными пионами на протонах изучалось в работе /8/. Совместное рассмотрение данных при 7 Гэв/с дает возможность оценить долю вторичных взаимодействий, приводящих к рождению странных частиц.

Методика обработки

Работа выполнена с помощью 24-литровой пропановой пузырьковой камеры в постоянном магнитном поле 13700 э. Постановка опыта описана в работе /9/.

Здесь сообщаются данные, полученные в результате просмотра 12000 фотографий. Просмотр проводился с помощью стереолупы. Эффективность двукратного просмотра найдена равной 98%.

Выделение π^-C -взаимодействий производилось методом исключения π^-p -взаимодействий с рождением V^0 -частиц из общего числа наблюдаемых. Критерии выделения π^-p -взаимодействий описаны в ^{18/}.

Измерения событий выполнялись на микроскопах УИМ-21. Определение пространственных координат, импульсов, углов компланарности и т.д. производилось с помощью электронно-счетной машины вычислительного центра ОИЯИ. При анализе кинематики событий использовался графический метод, предложенный Э.Г. Бубелевым ^{10/}. Расчеты по методу Монте-Карло выполнены также вычислительным центром ОИЯИ.

Экспериментальные данные

После идентификации всех отобранных V^0 -событий в эффективном объеме камеры осталось 550 звезд, содержащих 607 "вилок". Распределение этих событий показано в таблице 1.

В работе ^{11/} было показано, что при наших энергиях более 90% всех частиц, кинематически идентифицируемых как Λ -гипероны или как K^0 -мезоны, является Λ -гиперонами. Поэтому в дальнейшем все события, отмеченные в таблице 1 как " Λ или K^0 ", считались Λ -гиперонами. Поскольку полное число неразличимых частиц составляет меньше 10% от всех V^0 -частиц, то примесь K^0 -мезонов в общем числе Λ -гиперонов не превышает 2% и при построении последующих распределений по углам и импульсам нами не учитывалась. При построении импульсных и угловых распределений Λ -гиперонов и K^0 -мезонов, вылетающих из ядра углерода, учитывалась вероятность распада V^0 -частиц в эффективном объеме камеры на заряженные частицы.

На рис. 1 и 2 приводятся импульсные и угловые распределения для рождения Λ -гиперонов в π^-C -взаимодействиях в лабораторной системе координат, а на рис. 3 и 4 такие же распределения для K^0 -мезонов.

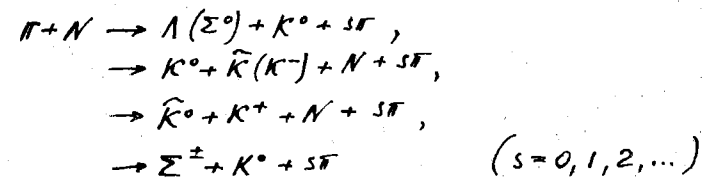
На рис. 5 дано импульсное распределение Λ -гиперонов в условной ^{х)} системе центра масс пион-яуклон.

На всех приводимых распределениях рождения странных частиц в π^-C -взаимодействиях для сравнения даются пунктиром соответствующие распределения рождения на протонах.

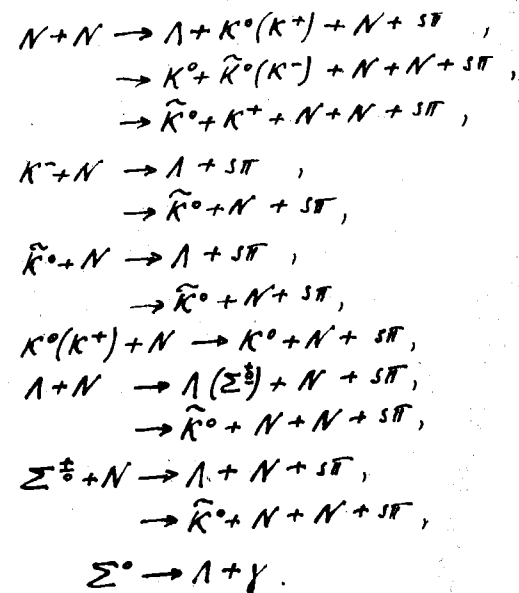
х) Условность состоит в предположении, что яуклон в ядре покоится и событие рассматривается как $\pi-N$ -взаимодействие.

Сечения рождения Λ и K^0 -частиц

Регистрируемые нами нейтральные странные частицы возникают в результате первичных и вторичных реакций в ядре ^{х)} типа



и в результате вторичных реакций



Сечения рождения Λ и K^0 частиц рассчитывались аналогично работе ^{18/}.

При определении полного числа событий вводились следующие поправки:

- 1) на эффективность просмотра,
- 2) на вылет V^0 -частиц за пределы эффективного объема камеры,

х) Реакция с образованием Ξ^0 и Ξ^- мы не учитываем, так как сечение рождения каскадных гиперонов при энергии 7,0 Гэв пренебрежимо мало ^{12/}.

3) на эффективность регистрации частиц, вылетающих под разными азимутальными углами,

4) на примесь μ -мезонов в пучке,

5) на нейтральный тип распада, а для K^0 -мезонов дополнительно учитывалось доля долгоживущих K_2^0 -частиц.

Кроме того, учитывалось, что некоторая доля событий из π - C -взаимодействий перешла в статистику π - p взаимодействий^{18/}. С учетом всех этих факторов полный поправочный множитель для гиперонов оказался равным 2,89 и для K^0 -мезонов - 4,29.

Полученное распределение событий по каналам реакций показано в таблице 2.

Было рассчитано, что каждый акт взаимодействия с углеродом имеет сечение 0,0113 мб. Исходя из этой величины, для сечений рождения нейтрального гиперона с K^0 -мезоном и для рождения нейтрального K -мезона с \bar{K} -мезоном получены значения:

$$\begin{aligned}\sigma(\gamma K^0) &= 7,3 \pm 1,2 \text{ мб}, \\ \sigma(K^0 \bar{K}) &= 5,3 \pm 1,5 \text{ мб}.\end{aligned}$$

Для отношения этих сечений имеем

$$\frac{\sigma(K^0 \bar{K})}{\sigma(\gamma K^0)} = 0,73 \pm 0,24$$

Это отношение по результатам на фреоновой камере^{17/} при импульсе π -мезонов 2,8 Гэв/с равно $0,85 \pm 0,15$ а для данных на ксеноновой камере^{18/} при том же импульсе 2,8 Гэв/с оно равно $0,54 \pm 0,18$. Обращает на себя внимание тенденция к уменьшению этого отношения при возрастании $Z_{\text{эфф.}}$ вещества, хотя ошибки во всех экспериментах очень велики.

Суммарное сечение $\sigma(\gamma K) + \sigma(K^0 \bar{K})$ составляет $(5,0 \pm 1,7)\%$ от полного сечения взаимодействия π -мезонов с углеродом при импульсе 7 Гэв/с. Полное сечение бралось равным (250 ± 20) мб^{13/}.

Сечение рождения двойных пар типа $(\gamma \gamma K K)$ оценено по одному хорошо идентифицированному событию с рождением $(\Lambda \Lambda)$ -пары и оказалось равным $0,04$ мб^{x)}.

Обсуждение результатов

а) Импульсные и угловые распределения.

Как видно из рис. 1, импульсное распределение Λ -гиперонов в π - C -взаимодействии в лабораторной системе отличается от аналогичного распределения для

х) Приведенное в таблице 1 событие типа $\Lambda + (\Lambda \text{ или } K^0)$ при оценке этого сечения нами не учитывалось, так как в нем Λ и K^0 неразличимы не кинематически, а из-за чрезвычайно больших ошибок измерений.

π - p взаимодействий лишь тем, что имеется качественное указание на размытие спектра как в сторону больших, так и в сторону меньших импульсов. Присутствие такого размытия кажется естественным из-за наличия вторичных взаимодействий и фермиевского движения нуклонов в ядре углерода.

Угловое распределение Λ -гиперонов, рождающихся в π - C -взаимодействии (рис. 2), практически не отличается от углового распределения Λ -гиперонов, рождающихся в π - p -взаимодействии. Число событий, выходящих за пределы углов рождения, допускаемых кинематикой π - p -взаимодействий, составляет менее 5%.

Импульсное распределение рождения K^0 -мезонов в лабораторной системе (рис. 3) имеет максимум, заметно сдвинутый в область меньших импульсов по сравнению с распределением K^0 -мезонов из π - p -реакций. Средний импульс K^0 -мезонов у нас равен 1,71 Гэв/с, тогда как для взаимодействий с протоном он был равен 1,97 Гэв/с.

Угловое распределение K^0 -частиц отличается от углового распределения рождения на свободном нуклоне лишь в интервале $\cos \theta = 1,0 - 0,98$, где число K^0 -мезонов от π - C -взаимодействий на 20% меньше.

Из сравнения данных для импульсных распределений Λ -гиперонов в системе центра масс пион-нуклон (рис. 5) для взаимодействий с углеродом и водородом видно, что отмечавшейся в^{12/} факт наличия второго максимума для углеродных событий выражен слабее. В этих условиях примесь углеродных событий в^{12/} могла лишь сгладить кривую в области импульсов больше 1300 Гэв/с, т.е. заизменить долю Λ -гиперонов, рождающихся в "периферических" взаимодействиях.

Сечения процессов

Представляется интересным сравнить отношение сечений рождения Λ -гиперонов к полному неупругому сечению при нашей и меньших энергиях. Полное сечение неупругого взаимодействия пионов с углеродом при 7,0 Гэв/с бралось равным (197 ± 7) мб^{13/}. Сравнительные данные приводятся в таблице 3.

Из таблицы 3 видно, что по сравнению с π - C -взаимодействиями при 1,5 Гэв/с выход нейтральных гиперонов при нашей энергии больше в 2 раза и нейтральных K -мезонов - примерно в 5 раз.

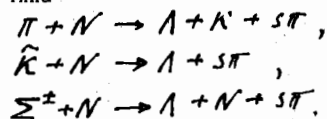
Аналогичную зависимость сечения рождения Λ -гиперонов от энергии можно проследить и для взаимодействий пион-нуклон. В этом случае для импульса 1,59 Гэв/с^{14/} отношение равно

$$\frac{\sigma_{\Lambda K^0}}{\sigma_{in}} = (1,7 \pm 0,4)\%$$

а при импульсе 7 Гэв/с, по данным работ^{18/} и^{19/}, оно получается равным $(3,5 \pm 1,2)\%$. К сожалению, ошибки слишком велики, чтобы делать определенные заключения. Если, приняв, что значения этого отношения для углерода и водорода при 7 Гэв/с равны, то можно грубо оценить сечение неупругого взаимодействия нейтральных гиперонов с нуклонами родительского ядра углерода. В самом деле, эти гипероны рождаются в ядре как в результате первичных, так и в результате вторичных взаимодействий. Рождение гиперонов за счет вторичных актов должно бы дать превышение роста отношения $\frac{\sigma_{\Lambda K^0}}{\sigma_{in}}$ для углерода над ростом этого отношения для водорода, где вторичных источников нет. Если такого превышения нет, то это значит, что доля Λ -гиперонов, рожденных в первичном акте и исчезающих за счет неупругих вторичных взаимодействий, равна доле Λ -гиперонов, рождающихся во вторичных актах. Ниже будет показано, что во вторичных взаимодействиях рождается около 40% общего числа нейтральных гиперонов, выходящих из ядра углерода.

Оценка доли Λ -гиперонов, образованных во вторичных процессах

Нами уже определено сечение рождения Λ -гиперонов на ядре углерода. Ясно, что в величину этого сечения вошла добавка от Λ -гиперонов, рожденных во вторичных процессах в ядре типа



Попытаемся оценить величину этой добавки. Вклад первой реакции мы можем определить на основании случая рождения двух Λ -гиперонов в одной звезде. Будем считать, что один Λ -гиперон из $(\Lambda\Lambda)$ -пары родился в первичном взаимодействии π -мезона с одним из нуклонов ядра, а второй - в результате взаимодействия одного из вторичных π -мезонов^{х)}. Сечение этого процесса можно найти из соотношения

$$\sigma(N_{\pi}(\text{втор.})) = B \sigma_{\Lambda\Lambda},$$

где $\sigma_{\Lambda\Lambda}$ - сечение образования $(\Lambda\Lambda)$ -пары, а коэффициент B учитывает соотношение потоков вторичных π -мезонов, которые могут рождаться как со странными частицами, так и без них, т.е.

$$B = \frac{\sigma_{in} \cdot N_{\pi} + \sigma_{el} \cdot 1}{\sigma_{\Lambda K^0} \cdot N_{\Lambda K^0}}$$

х) Вероятностью возникновения Λ -гиперонов от третичных и дальнейших взаимодействий K^0 -мезонов и Σ^\pm -гиперонов, которые могут быть рождены во втором акте, мы при этом пренебрегаем.

Здесь N_{π} и $N_{\Lambda K^0}$ - множественности π -мезонов при рождении без странных частиц и с ними, σ_{in} и σ_{el} - неупругое и упругое сечения. Принимая, что при нашей энергии $N_{\pi} = 3,8^{15/}$, $N_{\Lambda K^0} = 3,5^{16/}$, $\sigma_{in} = \sigma_{el} = 31 \text{ мб}^{21,9/}$ - $\sigma_{el} = 5,5 \text{ мб}^{19/}$ и $\sigma_{\Lambda K^0} = 0,8 \text{ мб}^{18/}$, получим

$$\sigma(N_{\pi}(\text{втор.})) = 1,5 \text{ мб.}$$

Для оценки вклада второй реакции учитывалось, что K^0 -мезоны рождаются с сечением $1,8 \text{ мб}^{xx)}$ и переходят в Λ -гипероны с сечением $5,2 \text{ мб}^{17/}$.

Более сложно учесть вклад третьей реакции, поскольку величина сечения перехода Σ^- -гиперонов в Λ -гипероны неизвестна. Если взять ее по аналогии с неупругим pp -взаимодействием для такой же средней энергии, равной 20 мб, а сечение рождения Σ^- -гиперонов равным $0,1 \text{ мб}^{18/}$, то суммарный вклад двух последних реакций будет составлять около $1 \text{ мб}^{xx)}$.

Таким образом, сечение рождения Λ -гиперонов через все вторичные процессы равно $\sim 2,5 \text{ мб}$, а вычисленное нами ранее сечение рождения Λ -гиперонов через первичные и вторичные процессы вместе составляло $7,3 \text{ мб}$, т.е. во вторичных процессах рождается примерно 35% всех Λ -гиперонов.

Несмотря на такой высокий процент нейтральных гиперонов, рожденных во вторичных актах, малая величина сечения рождения двойных пар типа $(\Lambda\Lambda K^0 K^0)$ дает указание на то, что подавляющее большинство наблюдавшихся нами пар родилось в одном акте взаимодействия - либо в первичном, либо во вторичном^{xxx)}.

Расчет по методу Монте-Карло

Для сравнения с экспериментальными данными по рождению Λ -гиперонов и K^0 -мезонов на углероде был выполнен расчет каскада, создаваемого π -мезоном с импульсом 7 Гэв/с. В этом расчете каждая частица полностью определялась заданием координат ее положения внутри ядра, углов полета, массы и импульса. Взаимодействие частицы с нуклонами ядра было задано возможными каналами реакций, совместимыми с законами сохранения энергии, барионного числа и странности.

х) К приведенной в^{18/} величине сечения рождения $(K^0 \bar{K}^0)$ -пар добавлено сечение рождения $(K^+ K^-)$ -пар.

xx) При этом не учитывается переход вторично рожденных Λ -гиперонов в другие частицы.

xxx) Это обстоятельство говорит о принципиальной возможности изучения резонансов в парах странных частиц $(\Lambda K, K K)$ и т.д.) на легких ядрах. При этом следует иметь в виду, что число фоновых комбинаций, вызванных упругим рассеянием одной из частиц и перезарядкой, может достигать 50%.

Вероятности каждого из возможных каналов для всех участвующих в каскаде частиц вместе с угловыми распределениями в упругих каналах и импульсными спектрами и угловыми распределениями в неупругих каналах были заданы в расчете как входные характеристики взаимодействий.

В качестве ядерной модели была использована модель ферми-газа, с равномерной плотностью заполняющего сферу радиуса $R = r_0 A^{1/3}$, где $r_0 = 1,37 \cdot 10^{-13}$ см и $A = 12$ (для углерода).

Весь рассматриваемый интервал по энергии π -мезонов был разделен на две области, в одну из которых были отнесены все вторичные пионы, в другую - первичные пионы с энергией 7 ГэВ^x . В каждой из этих областей вероятности каналов, а также энергетические и угловые характеристики частиц в упругих и неупругих πN -взаимодействиях считались постоянными, не зависящими от энергии.

Для вторичных частиц - пионов, нуклонов, K -мезонов и гиперонов, образующихся в результате первичного πN -взаимодействия или последующих столкновений вторичных частиц с нуклонами внутри ядра, характеристики их взаимодействия с нуклонами считались постоянными во всем энергетическом интервале, разрешенном для каждой из этих частиц. Детали расчета даны в /18/.

На рисунках 6 и 8 показаны угловые и на рисунках 7 и 9 импульсные распределения Λ -гиперонов и K^0 -мезонов^{xx)}, полученные из расчета, и там же - экспериментальные распределения^{xxx)}. Как видно из рисунков, распределения совпадают. По тексту Колмогорова-Смирнова, процент совпадений равен 93 для импульсного и 98 - для углового распределений Λ -гиперонов и соответственно 19 и 100% для K^0 -мезонов.

Для пар $(\gamma^0 K^{\pm})$ и $(K^0 \bar{K}^0)$ были рассчитаны значения сечений, оказавшиеся близкими к полученным на опыте.

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma^0 K^{\pm}) &= 7,4 \pm 0,5 \text{ мб} \\ \sigma(K^0 \bar{K}^0) &= 6,0 \pm 0,4 \text{ мб.} \end{aligned}$$

Средние экспериментальные значения импульсов в интервале от 0 до 3 ГэВ/с совпадают с расчетными и равны соответственно $1,23 \pm 0,04$ ГэВ/с и $1,24 \pm 0,08$ ГэВ/с для Λ -гиперонов и $1,32 \pm 0,04$ ГэВ/с и $1,42 \pm 0,06$ ГэВ/с для K^0 -мезонов.

х) Мы исследовали также случай, когда энергия делилась на две области: 0-3 ГэВ и выше 3 ГэВ. В этом случае согласие расчета с опытом ухудшается.

xx) Сравнение проводилось в лабораторной системе в виду значительной роли вторичных процессов.

xxx) По условиям расчета импульсный спектр брался от 0 до 3 ГэВ/с.

Из расчета следует, что доля Λ -гиперонов, которые образовались только во вторичных процессах, равна примерно 50%. Эта величина тоже согласуется с полученной на опыте. Доля K^0 -мезонов, образованных во вторичных процессах, по расчету равна $\sim 25\%$.

Выводы

1) Хорошее согласие расчетных спектров Λ -гиперонов и K^0 -мезонов с экспериментальным дает возможность считать, что использованная в расчетах каскадная модель взаимодействия верна для исследованного класса явлений.

2) Наблюдаемая нами ранее жесткая часть импульсного спектра Λ -гиперонов в системе центра масс пион-нуклон в πp -взаимодействиях не обусловлена приростом углеродных событий.

3) Роль вторичных процессов, приводящих к рождению странных частиц, уже на ядре углерода довольно существенна.

Авторы выражают благодарность И. Клугову и М. Шнеебергеру за помощь в начале этой работы, В.С. Барашенкову, И.В. Чувило и М.И. Подгорецкому за обсуждение и ценные замечания, Е.П. Жидкову, Г.А. Ососкову и К.Н. Даниловой за помощь в проведении вычислений и группе лаборантов за помощь в измерениях.

Таблица 1
V⁰- частицы от π -C-взаимодействий

Сорт частиц	Λ	K^0	Λ или K^0	$\Lambda + K^0$	$K^+ \bar{K}^0$	$\Lambda + \Lambda$	$K^+ K^+ \Lambda$	$K^+ (\Lambda - K)$	$\Lambda + (\Lambda - K)$	$\bar{\Lambda}$ или \bar{K}^0
Число частиц	198	248	45	39	9	1	1	5	1	3

Таблица 2
Распределение событий по каналам реакций^{х)}

	$\gamma^0 K^0$	$\gamma^0 K^+$	$K^0 \bar{K}^0$	$K^0 K^- + K^+ \bar{K}^0$	$\Sigma^{\pm} K^0$	$\gamma^0 \gamma^0 K K$
Число событий	427 ⁺⁶⁹	223 ⁺⁸¹	147 ⁺⁵²	323 ⁺¹²⁷	80 ^{xx)} \pm 31	4 ^{xxx)}
$\bar{\sigma}$ мб	4,8 \pm 0,8	2,5 \pm 0,9	1,7 \pm 0,6	3,8 \pm 1,4	0,9 \pm 0,4	$\sim 0,04$

х) Ошибки статистические.

xx) Число событий по каналу $\Sigma^{\pm} K^0$ было вычислено по известному сечению рождения заряженных гиперонов в πp -взаимодействиях /18/.

xxx) При нахождении этого числа исключена азимутальная поправка.

Таблица 3

Выход Λ -гиперонов и K^0 -мезонов при разных импульсах π^- -мезонов

Импульс частицы Гэв/с	1,5 ^{/4/}	2,8 ^{/7/}	7,0
Λ	(1,7 ± 0,4)%	(2,5 ± 0,5)%	(3,7 ± 0,3)%
K^0	(1,4 ± 0,5)%	(7 ± 1)%	(6,4 ± 0,5)%

Л и т е р а т у р а

1. В.И.Векслер, И.Врана, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, А.К.Михул, Э.К.Михул, Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев, М.И.Соловьев, Т.Хофмоэль, Чен Лин-янь. Препринт ОИЯИ Д-808, Дубна, 1981.
2. Intern. Conf. High Energy Phys., Geneva, 1962, p.252.
3. H.Blumenfeld, W.Chinowsky and L.M.Lederman, Nuovo Cim., 8, 296, 1958.
4. T.Bowen, J.Hardy, G.Reynolds, C.R.Sun, G.Tagliaferri, A.E.Werbruck, W.H.Moore. Phys. Rev., 119, 2030, 1960.
5. E.V.Kuznetsov, L.A.Ivanovskaya, A.Prokesh, I.V.Chuvilo. Intern. Conf. on High Energy Phys., 1960, p.382.
6. R.Cester, Nuovo Cim., 22, 1267, 1961.
7. Я.Я.Шаламов, В.А.Шабанов, А.Ф.Грашин. ЖЭТФ, 40, 1302, 1961.
8. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, В.И.Векслер, И.Врана, Дин Да-цао, Нгуен Дин Ты, В.Г.Иванов, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, А.В.Никитин, М.И.Соловьев, Чен Лин-янь. ЖЭТФ, 40, 464, 1961.
9. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, Дин Да-цао, В.Г.Иванов, Ю.В.Катышев, Е.Н.Кладницкая, Л.А.Кулюкина, Нгуен Дин Ты, А.В.Никитин, Е.З.Отвиновский, М.И.Соловьев, Р.Сословский, М.Д.Шафранов. ЖЭТФ, 38, 426, 1960.
10. Э.Г.Бубелев. Препринт ОИЯИ Р-1320, Дубна, 1963.
11. В.И.Векслер, Н.М.Вирясов, И.Врана, Ким Хи Ин, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, Нгуен Дин Ты, М.И.Соловьев, Т.Хофмоэль, Чен Лин-янь. Препринт ОИЯИ Р-1040, Дубна, 1962.
12. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, Н.М.Вирясов, Дин Да-цао, Ким Хи Ин, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, А.Михул, Нгуен Дин Ты, А.В.Никитин, М.И.Соловьев. Препринт ОИЯИ Д-807, Дубна, 1961; ЖЭТФ, 40, 734, 1961.
13. Б.П.Банник, А.М.Гальпер, В.Г.Гришин, Л.П.Котенко, А.А.Кузин, Е.П.Кузнецов, Г.И.Мерзон, М.И.Подгорейский, Л.В.Сильвестров. ЖЭТФ, 41, 1394, 1961.
14. A.Rogozinski, Pros. of the Aix-en-Provence Intern. Conf. on Elem. Part., 1961.
15. В.А.Беляков, Ван Шу-фень, В.В.Глаголев, Н.Далхажав, Р.М.Лебедев, Н.Н.Мельникова, В.А.Никитин, В.Петржилка, В.А.Свиридов, М.Сук, К.Д.Толстов. Препринт ОИЯИ Р-530, Дубна, 1960; ЖЭТФ, 39, 837, 1960.

16. В.А.Беляков, Ван Юн-чан, В.И.Векслер, Н.М.Вирясов, И.Врана, Ду Юань-дай, Ким Хи Ин, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, Э.Михул, Нгуен Дин-Ты, И.Патера, В.Н.Пенев, Е.С.Соколова, М.И.Соловьев, Т.Хофмоэль, Чен Лин-янь, А.Михул. ЖЭТФ, 44, 431, 1963. Препринт ОИЯИ Д-1105, Дубна, 1963.

17. Intern. Conf. High Energy Phys., Geneva 1962, p.298, 1962.

18. V.A.Beljakov, V.I.Veksler, et al. Intern. Conf. on High Energy Phys. at Rochester, 1960, p.388.

19. В.А.Беляков, А.В.Бояджиев, Н.М.Вирясов, В.М.Мальцев. Препринт ОИЯИ Р-1452, Дубна, 1963.

20. В.С.Барашенков, И.Патера. Препринт ОИЯИ Р-1163 Дубна, 1963.

21. Н.П.Клепачков, В.А.Мещеряков, С.Н.Соколов. Препринт ОИЯИ Д-574, Дубна, 1960.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 ноября 1963 г.

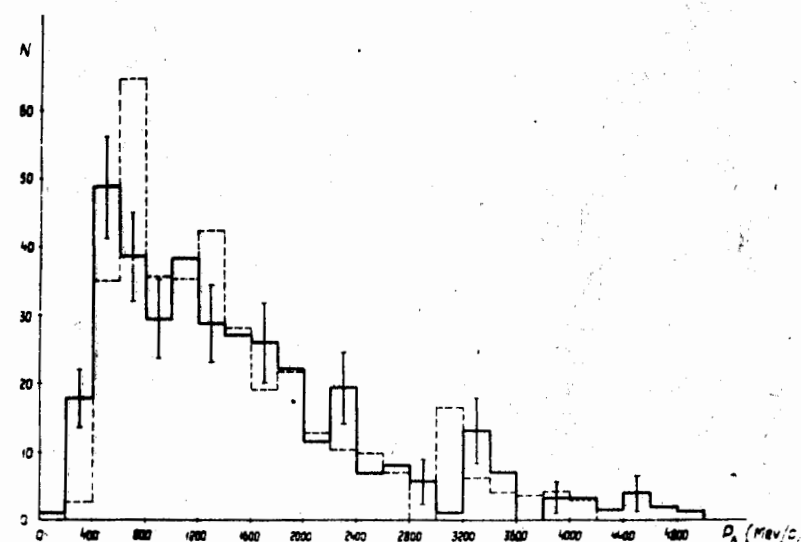


Рис. 1. Импульсное распределение Λ -гиперонов от π^- -С-взаимодействий при 7 Гэв/с в лабораторной системе. Пунктиром дано аналогичное распределение для π^- -p-взаимодействий^{/8/}.

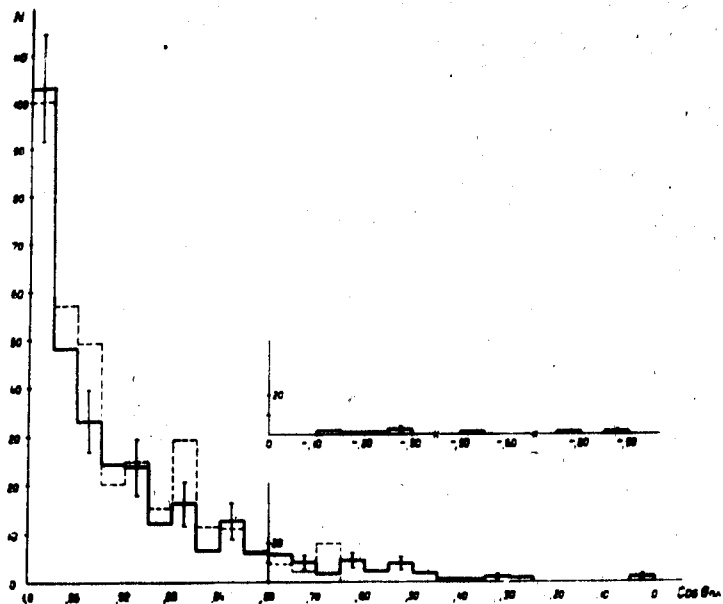


Рис. 2. Угловое распределение Λ -гиперонов, рожденных в π - Σ -взаимодействиях при 7 Бэв/с в лабораторной системе. Пунктиром обозначено соответствующее распределение для π - p -взаимодействий.

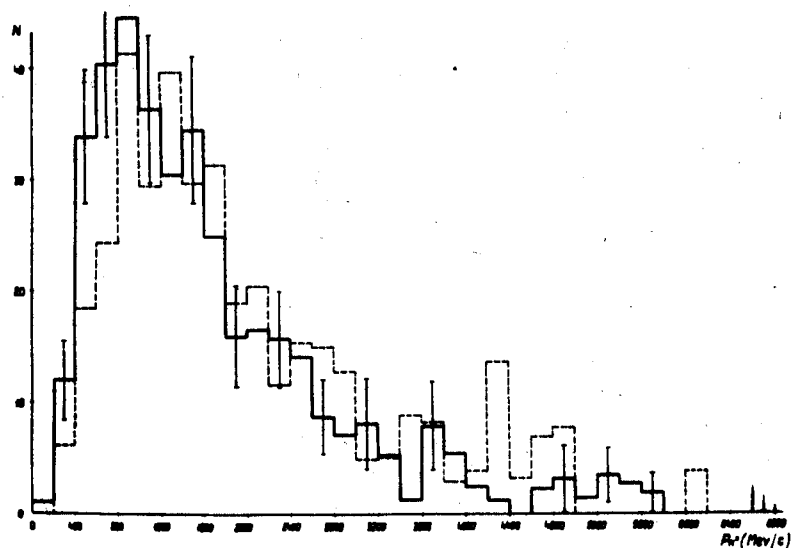


Рис. 3. Импульсное распределение K^0 -мезонов в лабораторной системе. Пунктиром дано распределение для π - p -взаимодействий.

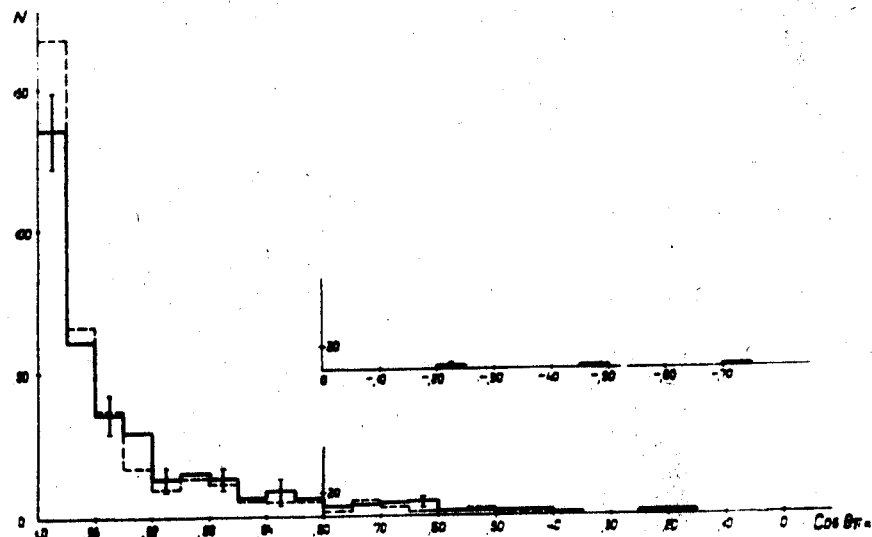


Рис. 4. Угловое распределение K^0 -мезонов в лаб. системе. Пунктиром дано соответствующее распределение для π - p -взаимодействий при той же энергии.

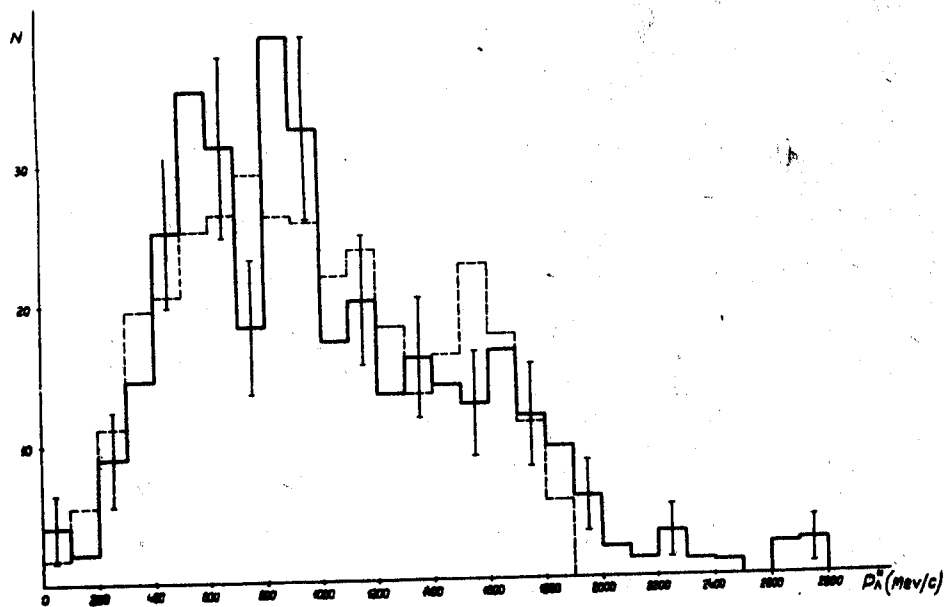


Рис. 5. Импульсные спектры Λ -гиперонов в с.и.м. пион-нуклон для π - Σ -взаимодействий (сплошная кривая) и для π - p -взаимодействий (пунктир).

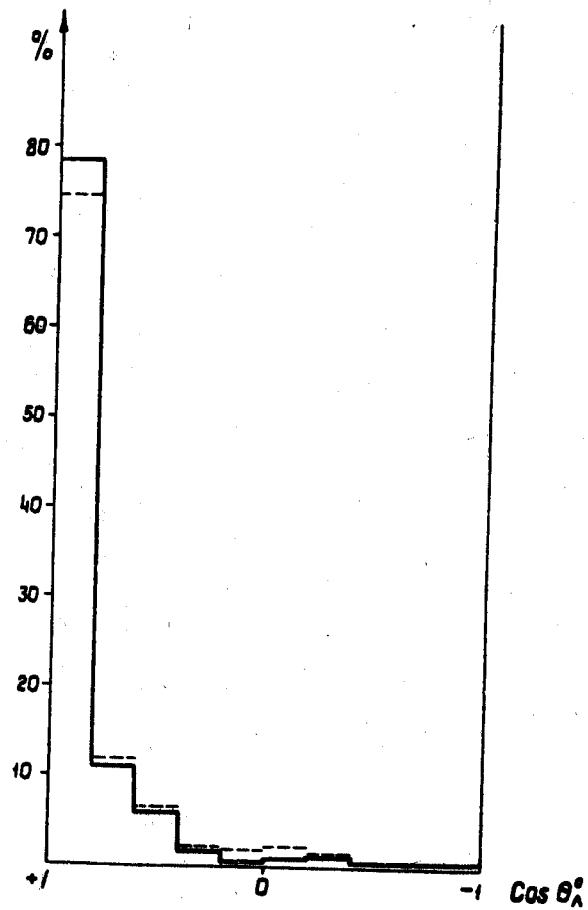


Рис. 6. Угловое распределение Λ -гиперонов из π^-C -взаимодействий при 7 Гэв/с из опыта (сплошная кривая) и из расчетов по методу Монте-Карло (пунктир).

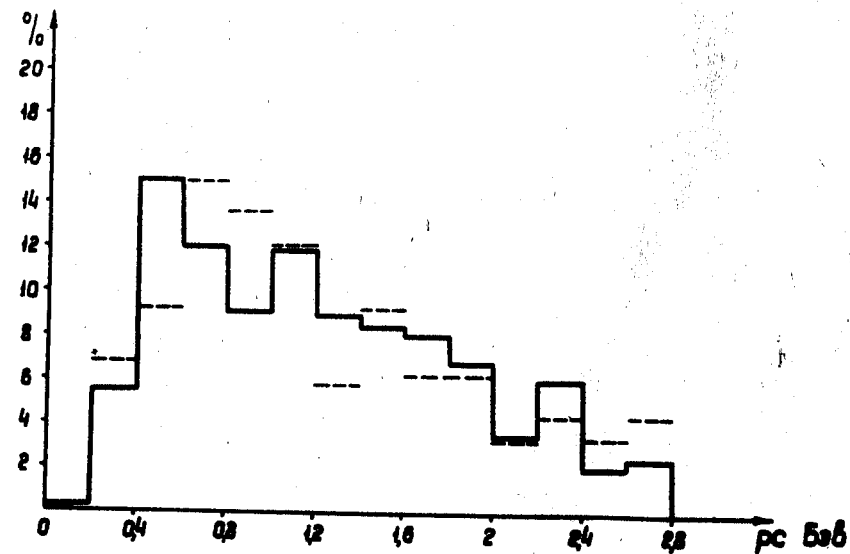


Рис. 7. Экспериментальное распределение (сплошная кривая) и расчетное (пунктир) импульсные распределения Λ -гиперонов от π^-C -взаимодействий.

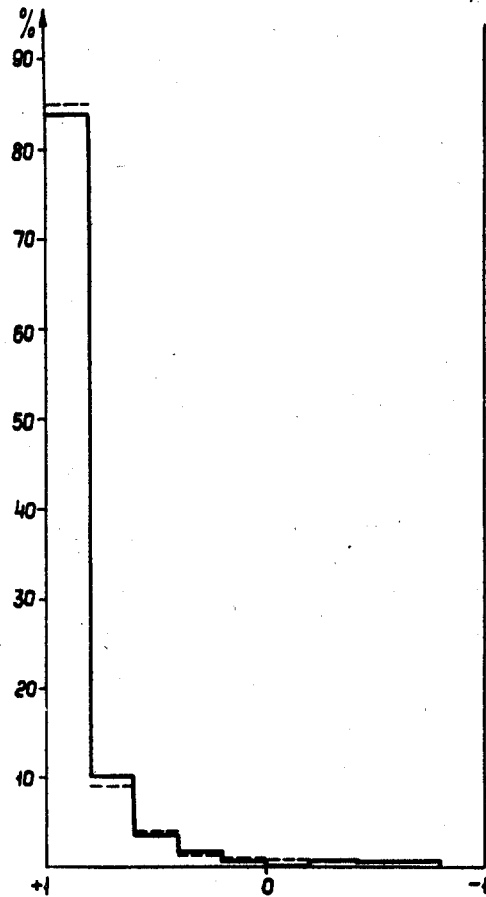


Рис. 8. Сравнение экспериментального (сплошная кривая) и расчетного (пунктир) угловых распределений K^0 -мезонов из π^-C взаимодействий при 7 Гэв/с в лаб. системе.

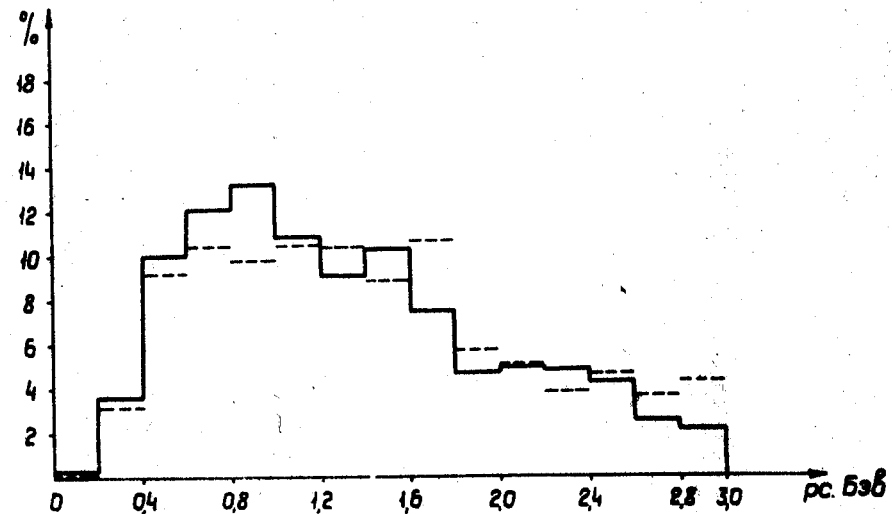


Рис. 9. Сравнение результатов расчета по методу Монте-Карло (пунктир) с экспериментом (сплошная кривая) для импульсного распределения K^0 -мезонов из π^-C -взаимодействий при 7 Гэв/с.