

$\frac{8}{B-17}$ 594



Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, В.И. Векслер, И. Врана,
Дин Да-цао, В.Г. Иванов, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов,
Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Соловьев, Чен Лин-янь

Д - 594

РОЖДЕНИЕ Λ И K^0
В П-Р-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ $6,8 \pm 0,6$ БЭВ/С

Дубна 1960 год

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Д-594

Ван Ган-чан, Ван Шу-цзен, В.И. Векслер, И. Врана,
Дин Да-цао, В.Г. Иванов, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов,
Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Соловьев, Чен Лин-янь

РОЖДЕНИЕ Λ И K^0
В П-Р-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ $6,8 \pm 0,6$ БЭВ/С

Направлено в ЖЭТФ.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

4759 mp
dm 6/577k

А н н о т а ц и я

В этой работе изучались процессы рождения $\Lambda(\Sigma^0)$ -гиперонов и K^0 -мезонов в $\pi^+\bar{p}$ -столкновениях при энергии π^+ -мезонов 6,8 Бэв. Получены сечения рождения $\Lambda(\Sigma^0)$ и K^0 , соотношения между сечениями $\Upsilon^0 K$ и $K\bar{K}$ -пар, средняя множественность заряженных частиц, угловые и импульсные распределения Λ и K^0 в системе центра масс и распределения поперечных импульсов Λ и K^0 .

В настоящее время опубликованы работы, где процессы рождения $\Lambda(\Sigma^0)$ -гиперонов и K^0 -мезонов в $\bar{\pi}p$ -соударениях изучались только вблизи порога /0,9-1,4/ Бэв/с [1].

Для выяснения структуры нуклона и характера взаимодействия элементарных частиц необходимо получение экспериментальных данных при более высоких энергиях. Процессы рождения $\Lambda(\Sigma^0)$ -гиперонов и K^0 -мезонов при столкновении отрицательных $\bar{\pi}$ -мезонов с импульсом $6,8 \pm 0,6$ Бэв/с с водородом изучались нами с помощью 24-литровой пропановой пузырьковой камеры в постоянном магнитном поле 13.700 эрстед. Постановка опыта описана в работе Ван Ган-чана и др. [2].

Методика обработки и отбор $\bar{\pi}p$ -взаимодействий

Для фотографирования рабочего объема камеры применялся стереофотоаппарат с объективами "Руссар-плазмат" с фокусным расстоянием 67 мм. Фотографическая пленка прижимается к плоскопараллельным стеклам, на которых награвированы кресты /прямые линии пересекаются под углом 90° /. База стереофотографирования определяется расстоянием между крестами и равна 300 мм. Объективы отъюстированы так, что их оптические оси параллельны и проходят через точки пересечения прямых линий на прижимных стеклах. Масштаб фотографирования для средней плоскости рабочего объема камеры 1:10. Фотоаппарат во время работы находится в фиксированном положении и крепится на верхней плите камеры.

Полученные фотографии просматривались на стереолупах или репроекторax 2 или 3 раза разными просмотрщиками. Эффективность такого просмотра для наблюдения V^0 91% и 96% соответственно. Всего просмотрено около 14000 фотографий. Λ и K^0 считались рожденными в $\bar{\pi}p$ -взаимодействии, если они удовлетворяли следующим условиям:

1. В звезде, к которой принадлежит Λ и K^0 , не наблюдается коротких черных следов, характерных для продуктов расщепления ядер углерода.
2. Число лучей в звезде четное /0, 2, 4, 6/.
3. Суммарный заряд всех вторичных частиц равен нулю.

4. В звезде наблюдается не более, чем один барион Λ , Σ , P .

5. Импульсы Λ и K^0 - частиц в системе ц.м. не превышают максимальных значений, возможных при рождении Λ и K^0 при столкновении π^- -мезонов со свободными протонами.

Отобранные при просмотре случаи были обработаны и 233 из них удовлетворяли всем указанным выше критериям. Обмер событий производился на микроскопах УИМ-21 методом измерения координат соответствующих точек на обоих снимках стереопары.

Пространственные координаты, углы и импульсы вычислялись на электронно-счетной машине "Урал". Расчет для геометрического построения трека в пространстве проводился методом наименьших квадратов. Кривизна следа аппроксимировалась параболой. Неоднородность магнитного поля по всему рабочему объему камеры не превышала $\pm 3\%$.

Для следов релятивистских частиц из-за многократного рассеяния ошибка в определении импульсов составляет в среднем 13% при длине трека около 10 см.

При идентификации Λ и K^0 - частиц использовались кинематические соотношения между углами вылета и соответствующими импульсами продуктов распада. Это позволило определить импульсы Λ и K^0 -частиц с точностью $\leq 10\%$.

Поправка на геометрию

Эффективная область камеры для образования и наблюдения распада Λ и K^0 -частиц меньше геометрических размеров камеры $55 \times 28 \times 14$ см³ и зависит от времени жизни частицы и ее скорости.

Эффективная область определялась экспериментально. Для этого было построено распределение по камере случаев рождения Λ и K^0 . Оказалось, что распределение этих случаев повторяет распределение следов первичного пучка в следующих интервалах: по оси X от 4 до 22 см, по оси Z от 3 до 9 см^{x/}.

$x/$ X - ширина камеры, Y - длина камеры вдоль пучка, Z - глубинная координата.

Если за положительное направление принять направление пучка первичных частиц, а за начало отсчета по оси Y — середину камеры, то 90% всех случаев рождения Λ и K^0 расположены в интервале от -24 до $+14$ см. В эту область попадает 209 из 233 случаев. Оказалось, что эффективные области для Λ и K^0 — частиц практически совпадают. Разница во временах жизни компенсируется за счет больших скоростей у K^0 , что приводит к большему релятивистскому увеличению времени жизни K^0 , и оно становится сравнимым с временем жизни Λ . Чтобы учесть Λ и K^0 — частицы, которые распадаются за пределами камеры, а также разницу в вероятностях регистрации Λ и K^0 , вылетающих в вертикальной и горизонтальной плоскостях, были введены поправки: W_1 — поправка на вероятность распада Λ и K^0 вне камеры, W_2 — поправка на потери Λ и K^0 за счет больших глубинных углов.

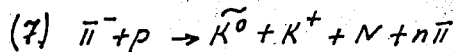
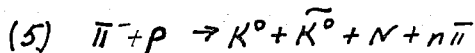
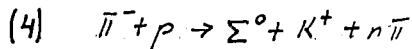
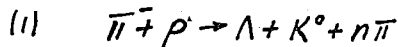
1. Вероятность распада Λ и K^0 в пределах камеры определяется по известному экспоненциальному соотношению $1 - e^{-L/\ell_0}$, где $\ell_0 = \beta c \tau_0$ — средний пробег, и L — потенциальный пробег. Под потенциальным пробегом понимается расстояние от точки рождения до границы эффективной области для наблюдения распада. Размеры этой области зависят от минимальной длины, необходимой для измерения импульсов продуктов распада. В нашем эксперименте эта длина составляла 4 см. Используя значения времен жизни Λ и K^0 из работы [3], мы вычислили f_i — вероятность наблюдения распада в нашей камере для каждого случая. Среднее значение f_i для наблюдения Λ и K^0 равно 84% и 78% соответственно, а для наблюдения пар ΛK^0 , $K^0 \bar{K}^0$ 65% и 63% соответственно. Величина обратная вероятности наблюдения распада в камере дает поправку W_1 .

2. Глубина камеры меньше ее ширины и поэтому вероятность обнаружения Λ и K^0 — частиц, рожденных в камере и вылетевших под большими азимутальными углами, меньше, чем для обнаружения Λ и K^0 , вылетевших под малыми азимутальными углами. Это так называемая эффективность по ϕ . Было построено распределение по ϕ для Λ и K^0 . Найдено, что поправка по ϕ для Λ — распадов $W_2 = 1,48 \pm 0,1$ и для K^0 — распадов $W_2 = 1,13 \pm 0,03$.

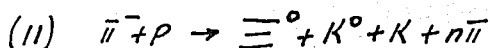
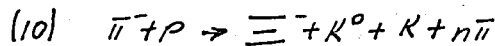
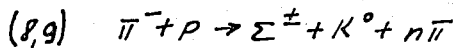
Сечение рождения Λ / Σ^0 / и K^0

В этой работе мы не ставили себе задачу оценить долю Λ от распада Σ^0 в общем числе наблюдаемых Λ -гиперонов. Распад Σ^0 на Λ и γ -квант практически сразу же в точке рождения не позволяет сделать выделение Λ от распада Σ^0 по γ -квантам, так как в нашей камере только 11% γ -квантов конвертируют в электронно-позитронную пару. Из таблицы 1 видно, что при нашей энергии совместно с рождением нейтральных странных частиц образуется еще несколько заряженных. Это в основном π^\pm -мезоны. Среднее число заряженных частиц, сопровождающих рождение Λ и K^0 равно $2,5 \pm 0,1$. Среди заряженных частиц имеются также и K^\pm -мезоны.

Мы регистрировали нейтральные странные частицы, которые образуются в следующих реакциях:



При нашей энергии возможны еще и такие реакции с рождением K^0 :



но вклад K^0 от этих реакций в общую статистику ничтожен: Σ^\pm - имеют характерную картину распада, короткое время жизни и, следовательно, могут надежно регистрироваться и хорошо отделяться от изучаемых реакций /1-7/; Ξ^0 имеют очень малое сечение рождения в πp - взаимодействиях^{x/}. Мы не можем отделить π^\pm -мезоны от K^\pm -мезонов, когда они имеют достаточно большие импульсы. Измерение ионизации в интервале импульсов $> 1,2$ Бэв/с не дает надежного разделения π^\pm -мезонов от протонов, не говоря уже об разделении π^\pm от K^\pm -мезонов. Поэтому долю случаев, идущих по /3/, /4/, /6/, /7/ мы оценили следующим образом: нам известны доли распада Λ и K^0 на нейтральные частицы, а также доля долгоживущих K^0 -мезонов. Обозначим эту долю для Λ $f_\Lambda = 0,33$ и для K^0 $f_{K^0} = 0,63$ ^[4]. Тогда по найденному числу пар Λ K^0 - $n_{\Lambda K^0}$ и $K^0 \bar{K}^0$ - $n_{K^0 \bar{K}^0}$ определяется истинное число $N_{\Lambda K^0}$ и $N_{K^0 \bar{K}^0}$.

$$N_{\Lambda K^0} = \frac{n_{\Lambda K^0}}{(1-f_\Lambda)(1-f_{K^0})}$$

$$N_{K^0 \bar{K}^0} = \frac{n_{K^0 \bar{K}^0}}{(1-f_{K^0})(1-f_{K^0})}$$

Из-за нейтрального распада K^0 и существования K_2^0 , часть из $N_{\Lambda K^0}$ будет зарегистрирована как одиночная Λ .

Число таких случаев $n_1' = N_{\Lambda K^0} f_{K^0} (1-f_\Lambda)$. Из общего числа найденных одиночных Λ с поправками W_1 и W_2 вычитается n_1' , остаток можно считать как рождение Λ по реакциям /3/ и /4/.

Аналогичный расчет сделан и для K^0 - мезонов.

Таким образом нам удалось оценить вероятности реакций /1/, /2/ и /3/, /4/, а также /5/, /6/ и /7/. Для простоты изложения обозначим:

$$\sigma(\gamma^0 K^0) = \sigma(1) + \sigma(2)$$

^{x/} Сечение рождения Ξ^0 при этой энергии равно $3,6 \pm_{-2,1}^{2,5} \mu\text{б}$ /нуклон (работа будет опубликована.)

$$\sigma(\gamma^0 K^+) = \sigma(3) + \sigma(4)$$

$$\sigma(K^0 \tilde{K}^0) = \sigma(5)$$

$$\sigma(K^0 K^+) = \sigma(6) + \sigma(7)$$

и

$$\sigma(\gamma^0 K) = \sigma(\gamma^0 K^0) + \sigma(\gamma^0 K^+)$$

$$\sigma(K^0 \tilde{K}) = \sigma(K^0 \tilde{K}^0) + \sigma(K^0 \tilde{K}^+)$$

Мы произвели специальный просмотр нашего материала на предмет наблюдения конверсии γ -квантов от распада π^0 -мезонов. При просмотре 228 случаев с рождением нейтральных странных частиц оказалось, что в 32 случаях первичной звезде принадлежит электронно-позитронная пара от конверсии γ -кванта. Это составляет 14%. Причем 20 конверсий γ -квантов наблюдается совместно с Λ и 12 конверсий γ -квантов совместно с K^0 . Разница 20 и 12 в пределах ошибок - невелика; с другой стороны, поскольку для рождения пары $K\tilde{K}$ - требуется большая энергия, чем для $\gamma^0 K$, то и ожидаемая множественность для $K\tilde{K}$ пар должна быть меньше, поэтому можно предполагать, что все конверсии γ -квантов являются продуктом распада π^0 -мезонов, и среди них доля γ -квантов от распада Σ^0 - сравнительно мала.

Для определения полного сечения рождения $\Lambda(\Sigma^0)$ и K^0 -частиц было взято 7000 фотографий, на которых число первичных π^- -мезонов на одном кадре не превышало 15-20. Подсчет числа π^- -мезонов производился двумя независимыми наблюдателями, причем поток пучковых частиц считался не на каждой фотографии, а через 10 кадров. Разница в числе следов по результатам двух наблюдателей составляла 0,6% при числе π^- -мезонов около 100.000. Как было сказано выше для двукратного просмотра на предмет наблюдения V^0 - случаев эффективность равна 91% и трехкратного - 96%. При определении полного числа случаев рождения $\Lambda(\Sigma^0)$ и K^0 кроме поправок W_1 и W_2 , связанных с геометрией камеры, сделана поправка на нейтральную схему распада и долгоживущие K_2^0 - мезоны. Результат для разных реакций с учетом всех поправок приведен в таблице 11.

В нашем случае рабочей жидкостью является пропан /C₃H₈/ . Поэтому нужно еще произвести исправление сечения на примесь взаимодействий с квазисвободными протонами углерода. Для этого на рабочих фотографиях был произведен подсчет случаев рождения Λ и K^0 в $\bar{\pi}n$ -столкновениях^{х/}. Число таких столкновений составило 30% от отобранных $\bar{\pi}p$ -взаимодействий.

В процессе идентификации 10% взаимодействий, отобранные как $\bar{\pi}p$, не удовлетворяли 5-му условию и были исключены из рассмотрения.

Предполагая, что сечения рождения Λ и K^0 -частиц на квазисвободных протонах и нейтронах углерода одинаковы, получим, что 20% $\bar{\pi}p$ -взаимодействий обусловлены взаимодействием $\bar{\pi}^-$ -мезонов с квазисвободными протонами углерода.

Полное сечение рождения $\Lambda(\Sigma^0)$ и K^0 -частиц на свободных протонах с учетом всех перечисленных поправок, а также примеси μ -мезонов и эффективности наблюдения равно $2,0 \pm 0,35$ мб, причем

$$\sigma(\gamma K) = 0,8 \pm 0,25 \text{ мб}$$

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

$$R = \frac{\sigma(\gamma K)}{\sigma(K\bar{K})} = 0,7 \pm 0,2$$

10. Импульсные и угловые распределения Λ и K^0 -частиц в системе центра масс

При построении угловых и импульсных распределений учитывали только поправку W_1 .

На рис. 1 приведено импульсное распределение гиперонов. На рис. 1а/ дано сравнение импульсных спектров Λ , вылетающих в системе центра масс вперед и назад. Видно, что импульсный спектр Λ -частиц, вылетающих назад в системе ц.м. простирается от нуля до 1,6 Бэв/с в то время, как для Λ , вылетающих вперед, спектр обрывается вблизи 1 Бэв/с.

^{х/} Критерии отбора $\bar{\pi}n$ -взаимодействий будут описаны в работе [5].

На рис. 2 показано угловое распределение Λ -гиперонов. Характер этого распределения не зависит от множественности частиц, рождающихся вместе с Λ . Λ -гипероны в основном летят назад.

На рис. 3 представлено импульсное распределение K^0 -мезонов. Из рис. 3а/ видно, что импульсный спектр K^0 -мезонов, вылетающих вперед, почти такой же, как для K^0 -мезонов, вылетающих назад.

Если для Λ -гиперонов угловое распределение не зависит от множественности рожденных вместе с Λ других частиц, то для K^0 картина существенно меняется. На рис. 4а/ приведено угловое распределение K^0 -мезонов для множественности $n_s \leq 2$ и на рис. 4б/ для множественности $n_s > 4$. / n_s - число заряженных частиц/. Для случаев с малой множественностью / $n_s = 0,2$ / больше K^0 -мезонов летит вперед, чем назад

$$\frac{\overrightarrow{n}}{n} = 2,0 \pm 0,4$$

Для случаев с большой множественностью / $n_s = 4,6$ / угловое распределение, в пределах небольшой статистики, практически изотропно. На рис. 5 и 6 показаны угловые и импульсные распределения:

а/ для π^- -мезонов при обычном множественном рождении [5],

в/ для π^- -мезонов, рожденных совместно с $\Lambda(\Sigma^0)$.

Нами сравниваются только отрицательные частицы, рождающиеся совместно с гипероном, это позволяет их однозначно идентифицировать как π^- -мезоны. При обычном множественном рождении отрицательные частицы с очень большой вероятностью тоже являются π^- -мезонами.

Из сравнения этих распределений видно, что они имеют совершенно сходный характер.

Средние значения поперечных импульсов для Λ и K^0 -частиц 388 ± 35 Мэв/с и 393 ± 35 Мэв/с соответственно, т.е. в пределах ошибок равны. Распределение поперечных импульсов Λ -гиперонов и K^0 -мезонов показано на рис. 7. Среднее значение поперечных импульсов от множественности не зависит, что хорошо видно из таблицы 111.

Обсуждение экспериментальных результатов

1. Сечение рождения $Y^0 K^-$ и $K^0 \bar{K}^-$ пар

Полученный нами экспериментальный результат говорит о том, что при энергии π^- -мезонов около 7 Бэв сечение рождения пары $K^0 \bar{K}^-$ становится больше сечения рождения $Y^0 K^-$. Отношение сечений дает величину

$R = \frac{\sigma(Y^0 K^-)}{\sigma(K^0 \bar{K}^-)} = 0,7 \pm 0,2$. Нами изучались только пары $K^0 \bar{K}^-$. Если мы предположим, что при нашей энергии сечение рождения заряженной пары $K^+ K^-$ такое же, как $K^0 \bar{K}^0$, то отношение может быть уменьшено до 0,5.

Сделать заключение о ходе сечения пар $K^0 \bar{K}^-$ в зависимости от энергии пока невозможно, так как нет экспериментальных данных при энергиях ниже и выше нашей.

Вблизи порога сечение рождения ΛK^0 и $\Sigma^0 K^0$ пар изучено довольно подробно. Суммарное сечение $Y^0 K^0$ имеет максимум 1,1 мб около 0,96 Бэв и падает до 0,4 мб при 1,2 Бэв, а затем снова возрастает при 1,3 Бэв до 0,6 мб [1]. Каков ход сечения дальше мы не знаем. Для сравнительной оценки используем работу [6], где изучалось множественное рождение π^- -мезонов при энергии около 5 Бэв. Среди 106 $\pi^- p$ -взаимодействий в водородной диффузионной камере наблюдалось 4 случая с рождением странных частиц. Один из этих случаев идентифицирован как $\pi^- p \rightarrow \Lambda + K^+ + \pi^-$. Это составляет 4% от полного сечения неупругого $\pi^- p$ -взаимодействия. Если возьмем полное сечение неупругого взаимодействия 18 мб, как получено авторами этой работы, то сечение рождения странных частиц будет 0,7 мб. По-видимому, нельзя очень строго относиться к этому результату, но можно думать, что при учете всех поправок сечение рождения $Y^0 K^-$ пары будет порядка одного миллибарна.

Проведенное сравнение результатов работы [6] с нашим результатом $\sigma(Y^0 K^-) = 0,8 \pm 0,25$ показывает, что, по-видимому, сечение рождения пары $Y^0 K^-$ с ростом энергии π^- -мезонов почти не изменяется.

Сравнение нашего результата с расчетами по статистической теории [7] не дает даже качественного согласия.

В расчетах по статистической теории для вероятности рождения разных пар странных частиц получены следующие значения по отношению к общему сечению $\bar{\pi}^{\pm} p$ -взаимодействия: $W(\Lambda^{\pm}) = 0,3\%$ и $W(K^{\pm} \bar{K}^{\pm}) = 6,3\%$ и $W(K^{\pm} K^{\mp}) = 1,1\%$. Если считать $\sigma(\Sigma^{\pm} K) = \frac{1}{3} \sigma(\Sigma K)$ и $\sigma(K^{\pm} \bar{K}^{\pm}) = \frac{3}{4} \sigma(K \bar{K})$ то получим $\sigma(\gamma^{\circ} K) = 0,06 \sigma_{\pm}$ или 1,5 мб $\sigma_{\pm}(K^{\circ} \bar{K}^{\circ}) = 0,008 \sigma_{\pm}$ или 0,2 мб. Теоретическое и экспериментальное значения сечения рождения $K^{\circ} \bar{K}^{\circ}$ пар различаются почти на порядок величины. Если мы будем рассматривать γ° как связанное состояние $K \bar{K}$ /схема Гольдгабера/, то как было указано М.А.Марковым [8] с ростом энергии первичного $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезона сечение $K^{\circ} \bar{K}^{\circ}$ пар будет расти. С этой точки зрения было бы очень интересно выяснить ход сечения $K \bar{K}$ пар при энергии $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезонов выше и ниже нашей.

2. Средняя множественность

При нашей энергии вместе с рождением странных частиц образуется еще несколько других частиц как заряженных, так и нейтральных. Произведем сравнение средних множественностей при рождении странных частиц и при обычном множественном рождении $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезонов [5] для одной и той же энергии.

Для множественного рождения $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезонов среднее число заряженных частиц $\bar{n}_3 = 3,2 \pm 0,2$.

В случаях с рождением странных частиц наблюдаемое среднее число заряженных частиц равно $n_3 = 2,5 \pm 0,1$.

Основную часть всех заряженных частиц несомненно составляют $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезоны. Так как часть энергии расходуется на рождение пары странных частиц, то для рождения $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезонов остается меньше энергии. Тогда можно ожидать, что число $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезонов, рождающихся совместно со странными частицами будет меньше, чем при обычном множественном рождении $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезонов. Это согласуется с нашим результатом. Мы уже говорили выше, что в 14% случаев имеется пара от конверсии γ -кванта, в то время как для множественного рождения $\bar{\pi}^{\pm}$ -мезонов звезды с конверсией γ -квантов составляют 21%. Если считать, что число электронно-позитронных пар от конверсии γ -квантов пропорционально количеству $\bar{\pi}^{\circ}$ -мезонов, то отношение числа $\bar{\pi}^{\circ}$ -ме-

Возьмем с рождением странных частиц к числу π^0 -мезонов при обычном множественном рождении будет 2 : 3, а для заряженных это отношение не сохраняется.

Если возьмем отношение 2 : 3 и для π^\pm -мезонов, то в случаях с рождением странных частиц средняя множественность заряженных частиц должна быть $\bar{n}_s = 2,0$. Итак, в множественности с рождением странных частиц наблюдается разница в 0,5. Эту разницу можно объяснить присутствием K^\pm -мезонов среди заряженных частиц, сопровождающих рождение нейтральных странных частиц. Действительно, если мы другим способом оценим долю заряженных K -мезонов, то получим тот же результат, а именно $\bar{n}_{K^\pm} = 0,5$.

Эта оценка сделана на основании наблюдаемых распада с учетом: а/ распада Λ и K^0 , б/ распадов вне рабочего объема камеры.

Случай, когда не наблюдается распада V^0 , мы пропускаем, считая его обычным множественным рождением π -мезонов. Но поскольку мы уже знаем вероятность распадов Λ и K^0 на заряженные частицы:

$$\gamma_\Lambda = (1 - \phi_\Lambda) \quad \text{и} \quad \gamma_{K^0} = (1 - \phi_{K^0}) \quad \text{и}$$

вероятность регистрации заряженных распадов

$$\gamma'_\Lambda = \left(\frac{1}{w_1 w_2} \right)_\Lambda \quad \text{и} \quad \gamma'_{K^0} = \left(\frac{1}{w_1 w_2} \right)_{K^0}$$

мы можем определить

$$\bar{n}_{K^\pm} = \frac{\gamma_\Lambda \gamma'_\Lambda N_{\Lambda K^\pm} + \gamma_{K^0} \gamma'_{K^0} N_{K^0 K^\pm}}{\gamma_\Lambda \gamma'_\Lambda N_{\Lambda K^\pm} + \gamma_{K^0} \gamma'_{K^0} N_{K^0 K^\pm} [\gamma_\Lambda \gamma'_\Lambda + \gamma_{K^0} \gamma'_{K^0}] N_{\Lambda K^0} - n_{\Lambda K^0} + 2 [\gamma_{K^0} \gamma'_{K^0} N_{K^0 K^0} \frac{1}{2} n_{K^0 K^0}]} = 0,5 \pm 0,12$$

где $N_{\Lambda K^\pm}$, $N_{K^0 K^\pm}$, $N_{\Lambda K^0}$ и $N_{K^0 K^0}$ используем из таблицы 11 и $n_{K^0 K^0}$ и $n_{\Lambda K^0}$ - наблюдаемые числа $K^0 K^0$ и ΛK^0 - пар. Эти две оценки очень хорошо совпадают.

3. Угловые и импульсные распределения

Угловые распределения Λ -гиперонов, рожденных в $\bar{\pi}p$ -взаимодействиях вблизи порога, хорошо изучены. Был проведен анализ амплитуды по S и P волнам [9].

При нашей энергии, конечно, такой анализ провести нельзя. Для уяснения угловых распределений вторичных частиц возможно использовать только общие представления.

Из углового распределения одиночных Λ -гиперонов /рис.2/ видно, что они имеют сильно выраженную тенденцию вылета назад в системе центра инерции. Такая асимметрия не может быть следствием примеси квазисвободных случаев /эффект углерода в молекуле пропана/ потому, что даже при самом неблагоприятном рассмотрении, когда вся примесь Λ -рожденных на квазисвободных протонах /около 20%/, будет вычтена из распределения, как дающая эффект назад, все же остается асимметрия $\bar{n}/n = 1.5$. Эта асимметрия наблюдается и в парных ΛK^0 случаях. Аналогичный результат имеем для протонов при обычном множественном рождении π^- -мезонов [5], [8]. В таблице 1У приведены угловые распределения ΛK^0 и $K^0 \bar{K}^0$ пар, где так же учитывалась только поправка W_1 . Хотя число пар невелико, но все же виден основной характер - Λ летят назад, в то время как K^0 летят вперед. Однако эта тенденция менее выражена.

Из-за малой статистики мы не можем рассматривать угловое распределение $K^0 \bar{K}^0$ пар более подробно. Из рис. 4 видно, что угловое распределение K^0 действительно вытянуто вперед. Эта вытянутость зависит от множественности вторичных заряженных частиц. Когда $n_s = 0$ или 2, то оно несимметрично, а когда $n_s = 4$ или 6, то распределение практически изотропно. На рис. 5 в/ дано угловое распределение π^- -мезонов, рождающихся вместе с $\Lambda(\Sigma^0)$ -гипероном. Пунктирная линия изображает распределение для $n_s = 2$, сплошная - для $n_s = 2+4+6$. Видно, что при малой множественности / $n_s = 2$ / π^- -мезоны преимущественно летят вперед в системе центра масс. Отношение $\bar{n}/n = 1.7 \pm 0.5$. А когда $n_s \geq 4$ такая анизотропия в распределении менее выражена, хотя статистика при этом мала и не позволяет сделать количественной оценки. Качественное сравнение распределения π^- -мезонов при

обычном множественном рождении /рис.5а// с распределением π^- -мезонов, генерированных совместно с Λ , показывает их одинаковый характер. Поведение π^- -мезонов, рождающихся в обоих типах взаимодействий имеет сходный характер с поведением K^0 -мезонов.

Аналогичные результаты для π^- -мезонов получены в работах [5], [6] и [8], где изучалось множественное рождение в πp соударениях. Было установлено, что протон сохраняет первоначальное направление, которое он имел до взаимодействия, т.е. летит назад в системе центра масс, а π^- -мезоны летят вперед при малой множественности, и распределение приближается к изотропному с увеличением множественности. Импульсные распределения π^- -мезонов при обычном множественном рождении [5] и при рождении вместе с $\Lambda(\Sigma^0)$ -гипероном, очень сходны. Это хорошо видно из рис. 6. Исходя из сходства в импульсных и угловых распределениях в первом приближении можно рассматривать γ^0 и N как барионы в одной группе, K^0 и π^- как мезоны в другой.

Конечно, очень важно выяснить характер углового распределения при рождении Σ^\pm -гиперонов, так как около порога они имеют отличное от Λ угловое распределение [1]. Если наше представление верно, что группа барионов, несмотря на разный сорт частиц, ведет себя одинаково при взаимодействии, то можно ожидать и у Σ^\pm -гиперонов сходное с Λ угловое распределение.

Характер углового распределения Λ также отражается и на импульсном распределении. Очень малая доля Λ летит вперед, это значит, что вероятность передачи большого импульса в акте столкновения невелика. Тогда ожидается мягкий спектр Λ -вылетающих вперед. Из рис.1а видно, что это согласуется с нашими экспериментальными результатами.

4. Поперечные импульсы

Одним из интересных фактов, пожалуй, является то, что Λ -гипероны и нуклоны в неупругих взаимодействиях без рождения странных частиц имеют одинаковые распределения и одинаковые средние значения поперечных импульсов, которые не зависят от множественности. В работах [5] и [8] проведены измерения поперечных импульсов для протонов при разных множественностях.

В пределах ошибок величины поперечных импульсов имеют хорошее совпадение с нашим результатом. Вычисленная величина среднеквадратичного поперечного импульса для Λ и K^0 приблизительно равна 400 Мэв/с. Используя соотношение неопределенностей $\Delta p \Delta r \gg \hbar$, можно оценить радиус области взаимодействия, ответственной за рождение странных частиц $\Delta r \gg \frac{\hbar}{\Delta p} = \frac{\hbar}{3m_{\pi}c} = 4 \cdot 10^{-14}$ см. Интересно отметить тот факт, что размеры области взаимодействия при рождении странных частиц и при обычном множественном рождении почти совпадают.

В заключение авторы выражают большую благодарность Д.И.Блохинцеву, М.А.Маркову, В. Огиевскому, Чжоу Гуан-чжао, И.В.Чувилу, В.С.Барашенкову, В.Г.Соловьеву за обсуждение результатов; Л.П.Зиновьеву, Н.И.Павлову, К.В.Чехлову, Л.Н.Беляеву и группе инженеров и техников, обслуживающих ускоритель, за проведение эксперимента, группе лаборантов за проведение измерений и группе электронно-счетной машины за проведение вычислений.

Мы также очень благодарим Т.Хофмокль и Ким Хи-ина за помощь в проверке результатов.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 августа 1960 года.

Л и т е р а т у р а

1. F. Eisler et al. Nuovo Cim. X 468 (1958)
2. Ван Ган-чан и др. ЖЭТФ, 38, 426 /1960/.
3. D. Glaser Annual International Conference on High energy Physics at CERN (1958)
4. I. Brown et al. Phys. Rev. Let. 3, 563 (1959)
5. Н.Г.Биргер, Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен и др. будет напечатано.
6. G. Maenchen et al. Phys. Rev. 108, 850 (1957)
7. В.С.Барашенков и др. Acta Phys. Polonica XVII 177 (1958)
8. В. Беляков и др. /в печати/.

Т а б л и ц а 1

Идентифицированные частицы	n_s	0	2	4	6	Сумма
$\Lambda + K^0$		2	8	3	0	13
Λ		6	47	17	3	73
$K^0 + \bar{K}^0$		0	5	1	0	6
K^0		16	62	26	3	107
Λ или K^0		2	6	2	0	10
Сумма.		26	128	49	6	209
		/12,5%/	/61,6%/	/23,0%/	/2,9%/	/100%/

Т а б л и ц а 11

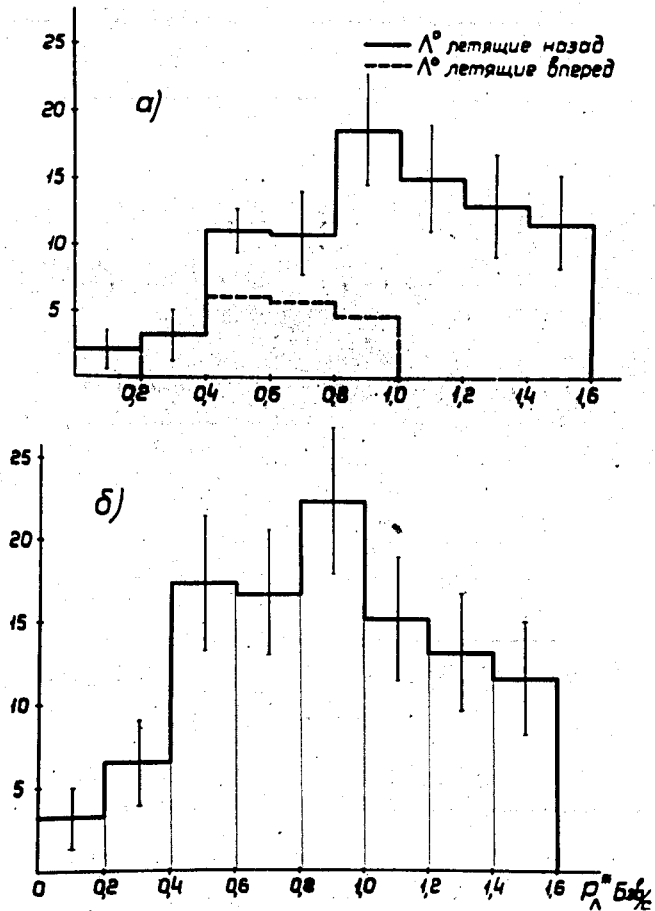
Реакции	/1/+2/	/3/+4/	/5/	/6/+7/
Наблюдаемое число /с учетом всех поправок/	136 ± 38	107 ± 33	89 ± 36	264 ± 54

Т а б л и ц а 111

n_s	ρ_{Λ}^{\perp}	$\rho_{K^0}^{\perp}$
$n_s \leq 2$	395 ± 47 Бэв/с	394 ± 42 Мэв/с
$n_s \geq 4$	367 ± 60 Мэв/с	386 ± 66 Мэв/с
\bar{n}_s	388 ± 35 Мэв/с	393 ± 35 Мэв/с

Т а б л и ц а 1У

$\cos \theta^*$	ΛK°		$K^\circ \tilde{K}^\circ$
	Λ	K°	
/1,0/ - /0,6/	0,0	7,0	7,5
/0,6 - /0,2/	5,8	0,0	4,0
/0,2 - /-0,2/	0,0	2,2	0,0
/-0,2/ - /-0,6/	1,2	1,1	1,0
/-0,6/ - /-1,0/	10,8	3,8	2,4

Рис. 1. Импульсное распределение Λ в системе ц.м.

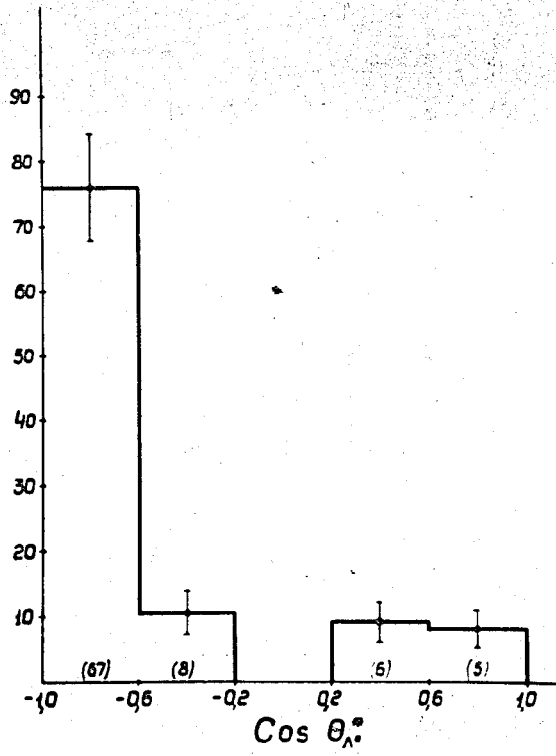


Рис. 2. Угловое распределение Λ в системе ц.м.

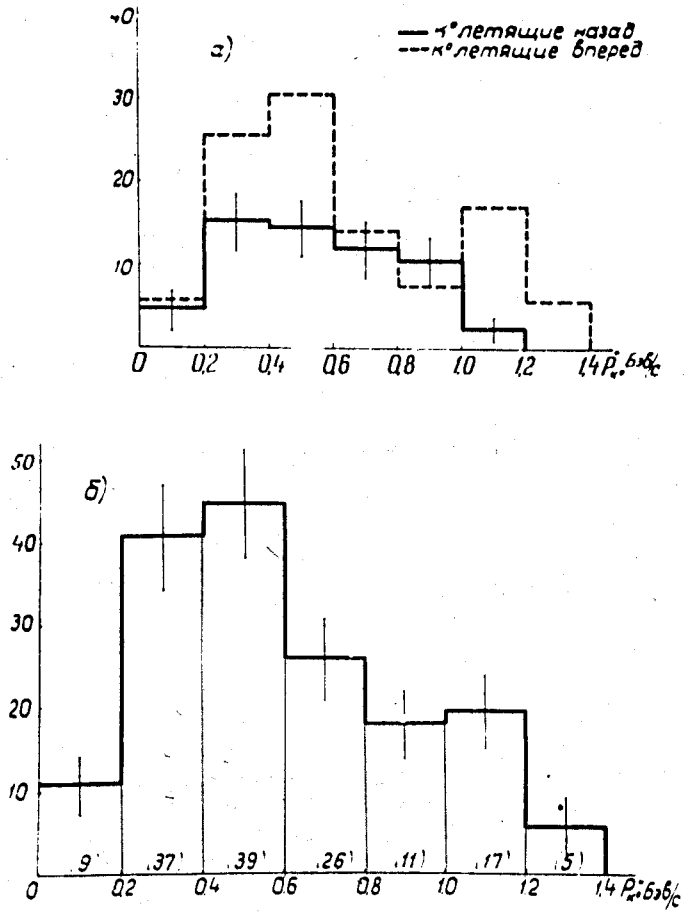


Рис. 3. Импульсное распределение K^0 в системе ц.м.

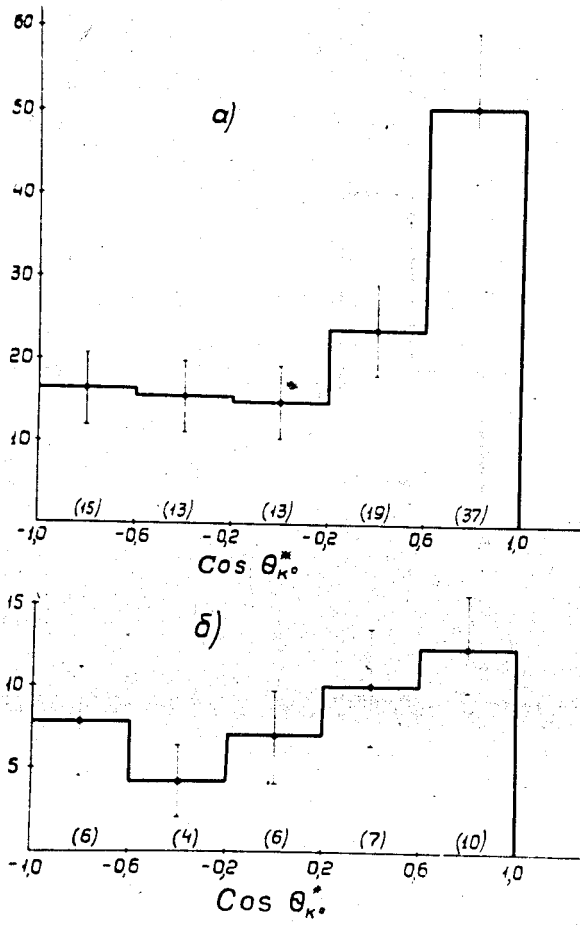


Рис. 4. Угловое распределение K^0 в системе ц.м.

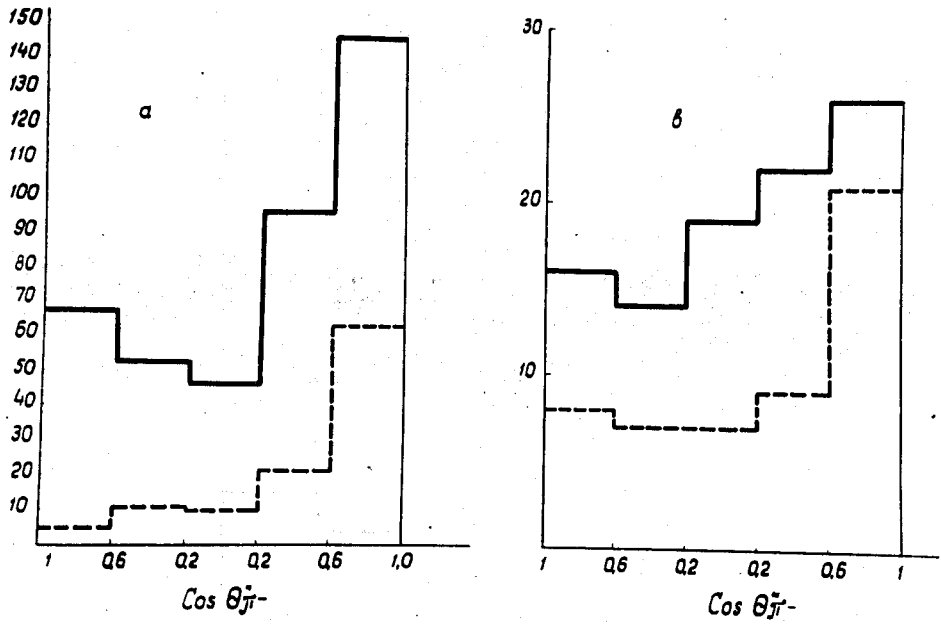


Рис. 5. Угловые распределения π^- в системе ц.м.
 а/ для обычного множественного рождения π^- -мезонов π^- -мезонами;
 в/ для π^- , генерируемых совместно с $\Lambda(\Sigma^0)$ гипероном
 — $n_s = 2 + 4 + 6$
 --- $n_s = 2$.

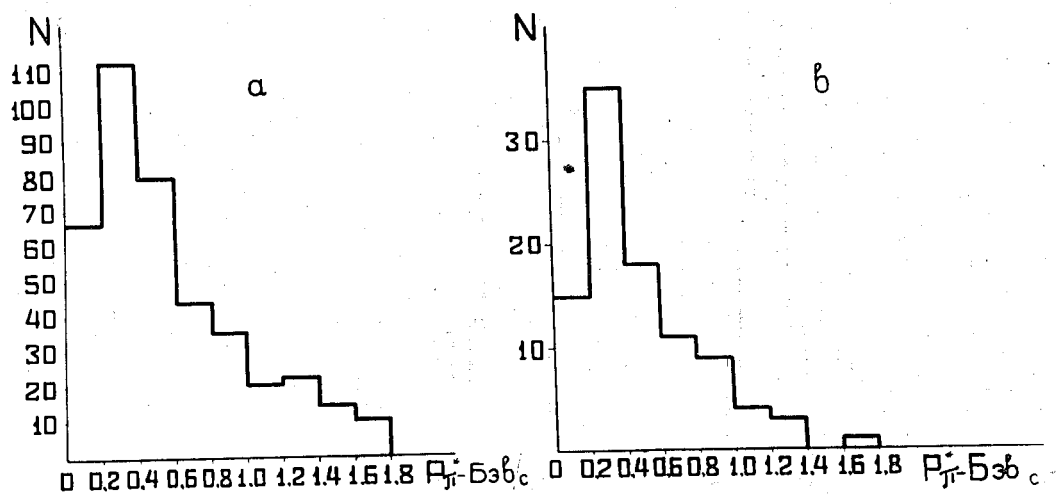
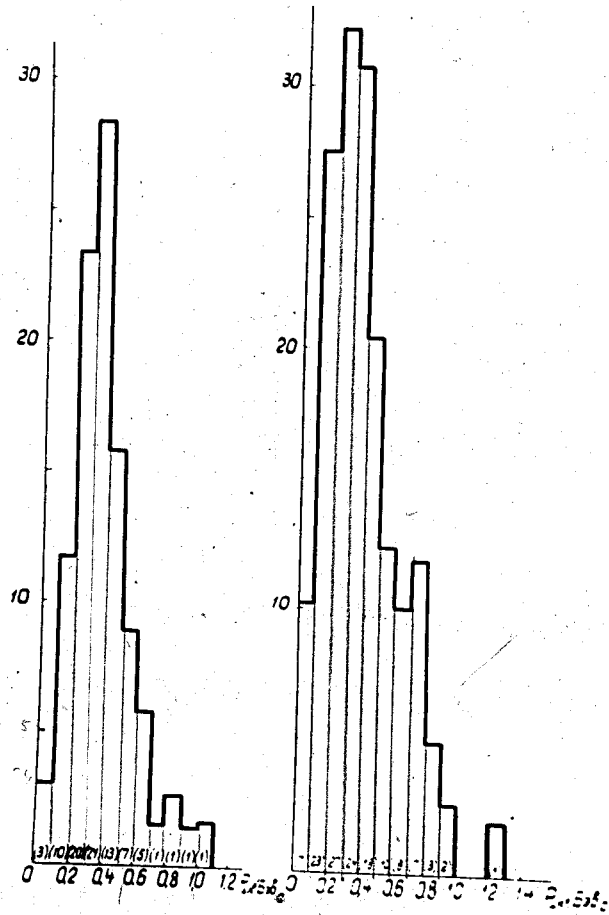


Рис. 6. Импульсное распределение π^- в системе ц.м.
 а/ для обычного множественного рождения π^- -мезонов π^- -мезонами.
 в/ для π^- , генерируемых совместно с $\Lambda(\Sigma^0)$ гипероном.



2.5 - 1

2.5

Рис. 7. Распределение поперечных импульсов а/ для Λ ; б/ для K^0 .