

С 240.0

Б-448

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1807



В.А.Беляков, В.И.Векслер, Н.М.Вирысов,
Е.Н.Кладницкая, Г.И.Копылов, В.Н.Пенев,
М.И.Соловьев

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ
В СИСТЕМАХ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ
И π^+ -МЕЗОНОВ

Часть I

Барионные резонансы

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1964

P-1807

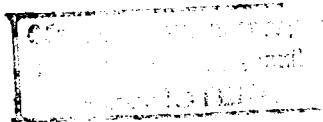
В.А.Беляков, В.И.Векслер, Н.М.Вирясов,
Е.Н.Кладницкая, Г.И.Копылов, В.Н.Пелев,
М.И.Соловьев

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ
В СИСТЕМАХ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ
И π^- -МЕЗОНОВ

Часть I

Барьонные резонансы

Направлено в ЖЭТФ

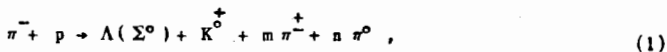


2724/1, 69.

В в е д е н и е

Процессы образования резонансных состояний Λ -гиперонов и K^0 -мезонов с π -мезонами во взаимодействиях π^- -мезонов с импульсом $7,5 \pm 0,6$ ГэВ/с с протонами изучались с помощью 24-литровой пропановой пузырьковой камеры, помещенной в магнитное поле $13700 \text{ э}^{1/}$. Процессы получения фотографий, измерения и обсчет событий описаны в ^{/2/}. Критерии отбора π^- -p-реакций изложены в ^{/3/}. Идентификация V^0 -событий проводилась по методу χ^2 ^{/4/} с использованием 5 параметров: P_+ , P_- , Θ_+ , Θ_- , Θ -импульсов и углов положительных и отрицательных продуктов распада и угла между положительной и отрицательной частицами от распада V^0 -частицы. Подробнее способы идентификации V^0 -частиц описаны в ^{/2/}. Идентификация заряженных частиц в "звездах" проводилась по пробегу (если частицы останавливались в камере), по измерению ионизации ^{/5,6/} и по измерению импульсов δ -электронов. Привлекался также анализ вторичных взаимодействий частиц из звезд.

Резонансы изучались в реакциях



где $m = 0, 1, 2 \dots$ - число π^0 -мезонов. Как показал последующий анализ недостающей массы, только в $(25 \pm 6)\%$ реакций образуется больше одного π^0 -мезона.

Результаты идентификации частиц и способы, с помощью которых они были идентифицированы, показаны в таблице 1.

На основе этой идентификации рассчитывались эффективные массы различных комбинаций по формуле

$$M_{1 \dots k}^2 = \left(\sum_{i=1}^k E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^k \vec{P}_i \right)^2,$$

где E_i и \vec{P}_i - полные энергии и импульсы частиц. Интервалы при построении спектров эффективных масс выбирались с учетом ошибок определения эффективных масс и статистической обеспеченности. Оказалось, что отношение $\frac{\Delta M_{\text{эфф.}}}{M_{\text{эфф.}}}$, где $\Delta M_{\text{эфф.}}$ - ошибка в определении величины эффективной массы, почти не зависит от величины $M_{\text{эфф.}}$. Значения среднеквадратичных относительных ошибок в определении эффективных масс различных систем приведены в таблице 2. Величины этих ошибок зависят от ошибок измерения импульсов и углов ^{/2/}, которые в нашем случае составляют 10% и 34', соответственно.

Для каждой из Λ - и K^0 -частиц вводилась геометрическая поправка W_1 , определяемая как величина, обратная вероятности наблюдения V^0 -частицы в эффективной области камеры^{17/}. Введение этой поправки мало сказывается на спектрах эффективных масс и в тех случаях, где влияние этой поправки очень мало, распределения приведены без учета этой поправки.

Количество событий с образованием Λ -гиперонов и K^0 -мезонов в звездах с множественностью заряженных частиц 2 и 4, использованных при построениях спектров эффективных масс, приведено в таблице 3. Заметим, что не во всех спектрах эффективных масс использовалось полное число событий, указанное в таблице 3. Некоторые частицы из расчетов эффективных масс по различным причинам исключались. Кроме того, часть лучей в звездах надежно идентифицировалась как следы K^+ -мезонов и протонов и, естественно, они не вошли в спектры эффективных масс V^0 -частиц с π -мезонами. В нашем случае как при обнаружении резонансов, так и при определении их вклада, важным вопросом является оценка фона в распределениях эффективных масс. Для определения фона мы использовали несколько способов.

1. Были проведены расчеты фазовых объемов для спектров эффективных масс, причем использовался метод рекуррентных соотношений, предложенный Г.И.Копыловым^{18/}. Сложение кривых, соответствующих различным каналам, проводилось с использованием некоторых предположений статистической теории (см. дополнение). Основное требование при сложении кривых состояло в наличии согласия расчетной средней множественности заряженных и нейтральных частиц с экспериментальной. Для выяснения влияния резонансов на различные спектры масс (например, как влияет на спектр масс $K-\pi$ -системы тот факт, что π -мезон является продуктом распада ρ -мезона и т.д.) были выполнены расчеты кривых фазового объема эффективных масс систем из ν -частиц, из которых часть ν' ($\nu' = 1, 2, \dots$) является продуктами распада резонансных состояний. Идея этих расчетов состоит в моделировании образования систем из ν -частиц с помощью таблицы случайных звезд, причем для ν' из этих частиц предварительно рассчитываются фазовые интегралы, характеризующие их распад. Таким образом удалось получить представление о влиянии отдельных резонансных состояний на спектры масс.

Мы с большой осторожностью относимся к результату сложения фазовых кривых. Во всех случаях, где было возможно, оценка фона производилась другими методами. Например, иногда в качестве фоновых кривых использовались плавные распределения эффективных масс систем частиц, отличающихся от исследуемой системы только знаком заряда входящих в нее частиц.

2. Определение фона по методу Монте-Карло. Идея этого расчета состоит в розыгрыше случайных комбинаций чисел X_1, X_2, X_3 , которым ставятся в соответствие

определенные интервалы экспериментальных значений импульсов частиц P_1 , P_2 и угла между этими частицами θ_{12} . Во избежание возможных случайных корреляций (кроме тех случаев, когда корреляции вводились специально) для определения $\cos\theta_{12}$ независимо разыгрывались значения углов вылета в лаб. системе каждой из частиц. Для выбранных значений импульсов и угла рассчитывались значения эффективных масс. Полученные с помощью такого простого моделирования кривые хорошо описывают экспериментальные распределения, не имеющие выбросов.

Для определения вклада резонансов существенным обстоятельством является нормировка фоновых кривых. Чаще всего нормировка проводилась по плавной фоновой части, далекой от резонанса.

Предварительные результаты этой работы были доложены на Женевской конференции 1962 года^{/9/}. Результаты изучения резонансов в системах из большого числа π -мезонов (до четырех) опубликованы отдельно^{/3/}.

§ 1. Y_1^* -гиперон

Интенсивное изучение гиперонных резонансов началось с открытия М. Алстон и др.^{/10/} Y_1^* -гиперона. В последующее время было представлено много работ, доказывающих образование Y_1^* -гиперона ($M = 1385$ Мэв, $I = 50$ Мэв), в K^-p - взаимодействиях при импульсах K^- -мезонов до 2,2 Гэв/с, и в π^-p - взаимодействиях при импульсах π^- -мезонов от 1,5 до 2,0 Гэв/с^{/11/}. Образование возбужденного гиперона зарегистрировано и при больших импульсах π^- -мезонов. В работе^{/12/} изучалось образование ΛK^0 и $K^0 \bar{K}^0$ пар π^- -мезонами с импульсами 6, 11, и 18 Гэв/с и было обнаружено, что (35±20) % гиперонов образуется через Y_1^* -резонанс.

Определение спина Y_1^* -гиперона усложняется в большинстве экспериментов наличием взаимодействий в конечном состоянии, однако исследования угловых распределений продуктов распада и поляризации свидетельствуют в пользу заключения, что Y_1^* -гиперон является $P_{3/2}$ -состоянием ($\Lambda\pi$) -системы.

В нашем эксперименте обнаружено образование Y_1^* -гиперонов как в звездах с множественностью заряженных частиц $n_{\pm} = 4$, так и с $n_{\pm} = 2$, составляющих (32±7) % и (15±3) % от всех случаев каждой из этих категорий, соответственно. Сечение образования Y_1^* -гиперона, оцененное на основании известного сечения образования Λ -гиперонов и усредненное по всем каналам, равно $\sigma_{Y_1^*} = (129 \pm 38)$ мкбарн, из которых на долю событий с множественностью $n_{\pm} = 4$ падает (59±29) мкбарн и с $n_{\pm} = 2$ (70±25) мкбарн.

На рис. 1 (а, б, в) представлены распределения эффективных масс $M_{\Lambda\pi^-}$. В качестве фоновых кривых использованы кривые фазовых объемов, совпадающие в данном случае с результатами расчета по методу Монте-Карло. Ширина и положение резонанса оценены по идеограмме с использованием формулы Брайта-Вигнера и составляют $M_0 = 1360$ Мэв и $\Gamma = 50$ Мэв, что согласуется в пределах ошибок с данными других работ. Y^- -резонанс менее ясно выражен и образуется, по-видимому, с меньшим сечением. Максимум, соответствующий Y^- -гиперону для звезд с $n_s = 4$, смещен относительно максимума Y^+ -гиперона, по крайней мере, на 50 Мэв. Специальное исследование, проведенное в работе /13/, показало, что существует разница как в ширине, так и в величине массы Y^+ и Y^- -резонансов. Так разница масс оказалась равной $m(Y^-) - m(Y^+) = 17 \pm 7$ Мэв. Нельзя сделать каких-либо заключений относительно образования Y^- -гиперонов в звездах с $n_s = 2$ (рис. 2). Положение максимума, который можно было бы приписать Y^- -гиперону, не устойчиво к изменению интервала построения; кажется сомнительным, что этот максимум отражает образование Y^- -резонанса.

Представляется возможным различие в генерации Y^+ и Y^- -гиперонов объяснить различием, которое наблюдается в механизме генерации π^+ и π^- -мезонов. Отрицательные мезоны с большей вероятностью движутся вперед /14/, сохраняя направление движения первоначальных π^- -мезонов и поэтому не могут участвовать в образовании возбужденного гиперона.

Для изучения свойств Y_1^* -резонанса были отобраны случаи из области $1350 < M_{\Lambda\pi^+} < 1450$ Мэв (23 случая с множественностью $n_s = 4$ и 28 случаев с $n_s = 2$).

1. Распределения продуктов распада Y_1^* -резонанса в его системе покоя относительно направления вылета возбужденного гиперона приведены на рис. 3. Для сравнения на этом же рисунке приведены аналогичные распределения для фоновых областей. Распределение для Y_1^{*+} имеет совершенно симметричный вид, что говорит об отсутствии интерференционных эффектов. Распределение хорошо аппроксимируется кривой вида $(2,65 \pm 1,16) + (17,8 \pm 3,8) \cos^2 \eta^*$. Это может служить свидетельством того, что спин Y_1^* гиперона $> 1/2$. Аналогичное заключение можно сделать на основе анализа углового распределения продуктов распада Y^* -гиперона в его системе покоя для тех случаев образования этих частиц, когда они вылетают по направлению, близкому к направлению полета первичных π^- -мезонов $|\cos \theta^*| > 0,8$. Хотя количество таких случаев мало и с помощью метода Адейра /15/ нельзя получить однозначного результата (рис. 3), все же можно считать, что имеется указание на отсутствие изотропии. Это говорит о том, что спин Y_1^* -резонанса $> 1/2$.

2. Угловое и импульсное распределения Y^+ -гиперонов в с.п.м. (π^-p) представлены на рис. 4 (а, б). Примерно (30±5)% углового распределения составляет изотропная часть. У Λ -гиперонов, не образующих возбужденного гиперона, изотропная часть распределения не превышает 20%. Фоновые события в области пика могут дать значительный вклад в изотропную часть распределения, так как они соответствуют системам ($\Lambda\pi$) с малой энергией в с.п.м. В частности, Y^- -гипероны, летящие под углом 90° в с.п.м. π^-p -взаимодействия, скорее всего относятся к фоновым, поскольку соответствуют системам ($\Lambda\pi$), в которых Λ -гипероны и π -мезоны летят в разные стороны в с.п.м. Если исключить эти события (на рис. 4 эти события отмечены стрелками), то даже тогда угловое распределение Y^+ -гиперонов почти не будет отличаться от распределения Λ -гиперонов (изотропная часть будет составлять (23±4)%). По-видимому, Y даже сильнее, чем Λ -гипероны, коллимированы назад^{х)} (см. средние значения для четырехлучевых звезд, п.5).

3. Угловые и импульсные характеристики Λ -гиперонов и π -мезонов от распада возбужденного гиперона Y_1^* показаны на рис. 5. Как известно^{/10/}, в импульсном спектре Λ -гиперонов в с.п.м. (π^-p) нами было обнаружено существование двух характерных областей, одна из которых (до 1300 Мэв) удовлетворительно описывается фазовыми объемами. Из рис. 5 (б) видно, что Λ -гипероны, образующиеся от распада Y_1^* -резонанса, относятся в основном к области импульсного спектра Λ -гиперонов до 1300 Мэв/с.

4. Характерной особенностью π^+ -мезонов, являющихся продуктами распада Y^+ -резонанса, является то, что большинство из них имеет импульсы до 400 Мэв/с. Образование Y^+ -резонанса, по-видимому, является одной из причин отмеченного в^{/14/} отличия экспериментального импульсного распределения π^+ -мезонов в области малых импульсов от расчетной статистической кривой. Важной характеристикой для описания образования возбужденного гиперона является четырехмерный импульс $|\Delta|^2 = |\Delta_1|^2 - (\Delta_0)^2$, где Δ_1, Δ_0 - разности импульсов и энергий первоначального барьона и Y^+ -гиперона. Распределение случаев из области пика Y^+ -гиперона по величине Δ показано на рис. 6. Из рисунка видно, что в этом случае четырехмерные переданные импульсы могут принимать различные значения от 600 до 2000 Мэв с почти одинаковой вероятностью.

5. В таблице IV сравниваются средние значения различных характеристик Y^{*+} -резонансов и Λ -гиперонов^{/14/} для звезд $n_{\pi^-} = 2$ и $n_{\pi^-} = 4$. Используются следующие обозначения:

^{х)} Среди гиперонов от двухлучевых событий примесь фоновых событий больше (~35%), чем среди четырехлучевых (~15%), и изотропная часть в угловом распределении для событий $n_{\pi^-} = 2$ больше, чем для $n_{\pi^-} = 4$, что подтверждает наше предположение.

$\langle P^+ \rangle$ - средний импульс частицы в с.д.м. ($\pi^- p$),

$\langle P_L^+ \rangle$ - средний продольный импульс в с.д.м.,

$\langle P_T \rangle$ - средний поперечный импульс,

$\langle \cos \theta^* \rangle$ - средний косинус угла вылета частицы в с.д.м.

Обращает на себя внимание факт равенства поперечных импульсов Y^+ и Λ -гиперонов. Средние характеристики для четырехлучевых звезд свидетельствуют о том, что Y -гипероны сильнее, чем Λ -гипероны, коллимированы назад. В скобках приведены значения соответствующих величин без Y^+ -гиперонов, вылетающих под углом $= 90^\circ$ (см. п.2).

6. Как отмечалось в работе ^{/3/}, наши данные не противоречат наличию совместного образования Y -гиперонов и p -мезонов в одном акте взаимодействия.

§ 2. Другие барионные резонансы

Нами ^{/16/} был обнаружен максимум в спектре масс $\Lambda \pi^+$ -системы в области ≈ 1660 Мэв. Аналогичные результаты сообщались на Женевской конференции по физике высоких энергий, где было заявлено о существовании резонанса Y_1^* с массой 1600 и $\Gamma = 40$ Мэв, авторами работы ^{/17/}. В работе ^{/17/} докладывались результаты исследования $\pi^- p$ -взаимодействий при 2,1-2,3 Гэв/с и $K^- p$ -взаимодействий при ≈ 1 Гэв/с. В работе ^{/18/} изучались $K^- p$ -взаимодействия при 1,51 Гэв/с. Авторы этой работы на большом статистическом материале (около 7000 событий) определили сечение образования Y_1^* (1660)-резонанса, оказавшееся равным $\sigma = 0,4$ мб и вероятности различных каналов распада $W_{\Lambda\pi} : W_{\Sigma\pi} : W_{\Lambda pp} : W_{\Lambda pp} : W_{KN} = 7:6:4:4: < 1$. Надежно определить спин Y_1^* (1660)-резонанса пока не удалось. Наиболее вероятным значением спина является величина $3/2$ ^{/18/}.

В полученном нами распределении $M_{\Lambda\pi^+}$ для звезд с $n_s = 4$ (рис. 1а) имеется выброс, выходящий за 1,5 кратную статистическую ошибку, который можно идентифицировать как резонанс Y_1^* (1660). Y_1^* (1660) резонанс составляет $(16 \pm 5)\%$ от полного числа событий, что соответствует сечению $\sigma_{Y_1^*} (1660) = (30 \pm 13)$ мкбари. Ширина и значение массы, определенные по идеограмме с помощью формулы Брайта-Вигнера оказались равными $\Gamma = 36$, $M_0 = 1630$ Мэв. Из-за большого фона попытки определить спин не имеют смысла. Наличием фона, по-видимому, определяется и столь большая, полученная нами, ширина резонанса.

На Женевской конференции 1962 года мы сообщали ^{/9/} о возможности образования резонанса в системе частиц $\Lambda \pi^+ \pi^-$. Масса этого резонанса указывалась равной

1770 ± 100 Мэв. На рис. 8а приведено распределение $M_{\Lambda \pi^+ \pi^-}$ для звезд с множественностью заряженных частиц $n_{\pm} = 2$. В качестве фоновых распределений на этом рисунке приведены кривая фазового объема и гистограмма, полученная методом Монте-Карло. Нормировка проводилась по случаям с $M_{\Lambda \pi^+ \pi^-} > 2,1$ Гэв. Мы убедились, проведя дополнительные исследования, что примесь K^+ -мезонов, а также Λ, π^+, π^- -частицы от взаимодействий π^- -мезонов с квазисвободными протонами и от π^- -C-взаимодействий не оказывают существенного влияния на пик, и он остается за пределами двукратной ошибки над фоном. Дальнейшие исследования привели к следующим результатам:

1. Кривые фазового объема, соответствующие реакциям с образованием Y_1^* (1385) на спектре масс $M_{\Lambda \pi^+ \pi^-}$ имеют максимум в области, соответствующей пику ~1770 Мэв. На рис. 7 на спектре масс $M_{\Lambda \pi^+ \pi^-}$ приведена фоновая кривая, полученная с учетом каналов образования резонанса Y_1^* (1385) с сечениями, указанными в § 1. Число событий в пике над этой фоновой кривой заметно меньше числа событий в этом пике над фоновой кривой, полученной без учета резонанса Y_1^* (1385). Вклад пика Y_1^{**} (1770) Мэв, оцененный по избытку событий над такой фоновой кривой, не превышает $\sigma \leq 36$ мкбарн.

2. Если допустить, что пик при 1770 Мэв соответствует резонансу, то последний может распадаться каскадно, причем, в основном промежуточным состоянием является положительно заряженный возбужденный гиперон Y_1^+ (1385) (рис. 8). В то же время по изотопическим соотношениям распад этого состояния должен идти с одинаковой вероятностью как через Y_1^+ , так и через Y_1^- -гипероны. Итак, получается, что распад состояния Y_1^{**} каким-то образом отражает картину рождения Y_1^+ -резонансов, обсуждавшуюся в § 1. Этот факт говорит не в пользу существования резонанса, соответствующего пику ~1770 в распределении $M_{\Lambda \pi^+ \pi^-}$. Однако этот факт не исключает возможность рождения Y_1^{**} -гиперонов с приведенным выше сечением, поскольку картину распада этого резонанса может сильно исказить значительное количество фоновых событий, в которых рождаются Y_1 (1385)-гипероны, независимо от Y_1^{**} (1770)-резонанса.

3. Нами была проанализирована зависимость эффективных масс $M_{\Lambda \pi^+ \pi^-}$ от величины недостающей массы. Спектр недостающих масс показан на рис. 9. Из рисунка следует, что в большинстве случаев образуется не одна (т.е. K^0 -мезон) нейтральная частица. Предполагая, что остальными нейтральными частицами являются π^0 -мезоны и что распределение эффективных масс системы $(K\pi^0)$ не сильно отличается от распределений эффективных масс $(K^0\pi^+)$ -систем, мы сопоставили распределения недостающих масс и спектр $M_{K\pi^+}$ (рис. 9)^{х)}. Из этого сопоставления можно заключить, что имеется большая группа случаев с недостающей массой $M_{\text{нед.}} > 1,2$ Гэв, которая соответствует

х) Аргументом в пользу справедливости предположения о подобии спектров масс $(K^0\pi^+)$ и $(K^0\pi^-)$ -систем может служить факт подобия угловых распределений π^0 и π^{\pm} -мезонов, обсуждавшийся в работе [19].

каналам с образованием $\Lambda K \pi^+ \pi^-$ и $n \pi^0$ -мезонов ($n > 1$)^{х)}. Таким образом, большая часть событий, соответствующих области пика ≈ 1770 Мэв, имеет недостающую массу $M > 1,2$ Гэв, т.е. образование резонанса $Y^{**}(1770)$ должно сопровождаться рождением минимум еще двух π^0 -мезонов (на рис. 8а эти события заштрихованы). В этом случае фазовая кривая для спектра эффективных масс системы из $Y(1385)$ -резонанса и π -мезона для реакции $\pi^- + p \rightarrow Y + K^0 + \pi^+ + \pi^- + 2\pi^0$ имеет максимум в области ≈ 1770 Мэв и, следовательно, образование этого резонанса может имитироваться рождением $Y^*(1385)$ -гиперона.

Допустим еще одну возможность, состоящую в том, что события с $M_{\text{нед}} > 1,2$ Гэв не относятся к взаимодействиям с образованием $n \pi^0$ -мезонов ($n > 1$), а являются событиями с двумя нейтральными частицами (например, K^0 и π^0 -мезонами), причем кинематика рождения предполагаемого Y^{**} -гиперона такова, что эти нейтральные частицы образуют спектр масс, сильно отличающийся от спектра $M_{K^0 \pi^0}$. Однако в этом случае среднее число π^0 -мезонов, определенное путем анализа недостающих масс, оказывается равным $\overline{n_{\pi^0}} = 0,75 \pm 0,25$ и отличается от числа $\overline{n_{\pi^0}} = 1,37 \pm 0,2$, определенного по γ -квантам^{/19/}. Для снятия этого расхождения необходимо вводить образование η -мезона в большом проценте^{хх)}, чего не наблюдалось экспериментально^{/3/}. Суммируя сказанное, можно заключить, что, по-видимому, максимум в распределении $M_{\Lambda \pi^+ \pi^-}$ в области ≈ 1770 Мэв, не есть новый резонанс, а обусловлен кинематическим влиянием известного резонанса $Y(1385)$. Наблюдавшееся отклонение от фоновой кривой, учитывающей образование $Y(1385)$ резонанса в спектре $M_{\Lambda 2\pi}$ при значении 1770 ± 100 Мэв, составляющее ≈ 36 мкбарн, может быть обусловлено неточностями при учете вклада резонанса $Y(1385)$, а также статистической флуктуацией.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить проф. М.И. Подгоречного и проф. И.В. Чувило за интерес к работе и обсуждения, а также А. Михуду, Нгуен Дин Ты, А.А. Кузнецову, Е.С. Соколову, Ду Юань-цая, Вай Юн-чана и Ким Хи Ина, принимавших участие в первой стадии работы. Мы признательны сотрудникам Вычислительного центра Н.Ф. Марковой, В.Е. Комоловой за проведенные расчеты и группе лаборантов за измерения. Авторы также благодарят А.В. Никитина, Э.Г. Бубелева и И. Курелу за обсуждение отдельных вопросов этой работы.

х) Предполагая, что во всех событиях, выходящих за кривую $M_{K^0 \pi^0}$, образуется по $2\pi^0$ -мезона, мы оценили среднее число π^0 -мезонов для событий с Λ -гипероном ($n = 2$). Оно оказалось равным $\overline{n_{\pi^0}} = 1,5 \pm 0,25$, что согласуется с данными по анализу числа γ -квантов^{/19/}.

хх) Принимая отношение нейтральных распадов к заряженным для η -мезона равным $2,5 \pm 0,5$ ^{/20/}, получим, что нужно ввести его образование в $(16 \pm 6)\%$ от полного числа событий.

1. Вероятность P_n - перехода системы из одного состояния в другое с образованием n - частиц равна

$$P_n = f(T) \left\{ \frac{\Pi(2S_1 + 1)^{j_1}}{\prod N_j!} \right\} \Omega^{n-1} \prod_k (2m_k) \frac{dw(M_n, M_\nu)}{dM_\nu},$$

где $f(T)$, $\prod(2S_1 + 1)^{j_1}$ и $\prod N_j!$ - коэффициенты, учитывающие спин, изотопический спин и тождественность частиц, σ_1 - число частиц с одинаковым спином, множитель $\prod(2m_k)$ сохраняет у P_n размерность Ферми-веса и Ω - объем сферы радиуса r ; лорентцовски сжатый из-за релятивистских скоростей частиц. Радиус r - параметр теории. Выражение для Ω_1 имеет вид

$$\Omega_1 = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\lambda}{m_\pi} \right)^3 \frac{1}{y_{o.m.}},$$

в котором множитель $(1/2\pi)^3$ возник при интегрировании фазового объема, m_π и $y_{o.m.}$ - масса π - мезона и фактор Лорентца, λ - подгоночный параметр, который подбирался из сравнения экспериментальной и расчетной средней множественности π - мезонов. Небольшие изменения параметра λ , соответствующие изменению объема взаимодействия в пределах от 1 до 1,5, мало сказываются на результатах. Для $\lambda = 0,85$, что соответствует радиусу взаимодействия 1,2 f и объему взаимодействия для π - мезона $\Omega = 1,445$, результаты по средней множественности приведены в таблице V. При расчете по статистической теории учитывалось образование известных резонансов ρ , ω , η и $K^*(888)$, возбужденного гиперона $Y_1(1385)$ и нуклонной изобары $N_{4/2, 5/2}(1237)$. Кроме того, были введены реакции с совместным рождением резонансов ρ и ω , $Y_1(1385)$ и ρ или ω , $Y_1(1385)$ и $K^*(888)$, $K^*(888)$ и ρ или ω . Поскольку по конечному состоянию реакция с Σ^* и Λ - гиперонами не различаются, учитывались и каналы с образованием Σ^0 - гиперонов. Считалось, что пара странных частиц (ΛK или KK , YK и т.д.) образуется в π - мезонном объеме. Для каждой из остальных частиц и резонансов объем взаимодействия также принимался равным π - мезонному.

Как видно из таблицы V, результаты по средней множественности заряженных частиц ближе всего к экспериментальным в случае исключения реакций с одновременным образованием двух резонансов. В таблице VI сравниваются данные по среднему числу π^0 - мезонов, полученные из анализа числа y - квантов $/19/$, с расчетами по статистической теории. Опять наилучшее согласие получается в случае одиночного образования резонансов.

Поскольку вид фазовых кривых сильно зависит от числа частиц в каждом конечном состоянии, требовалось, чтобы расчеты по статистической теории давали нужное количество, как заряженных, так и нейтральных частиц. Для оценки фона на экспериментальные распределения нами наносились фазовые кривые, рассчитанные для различных вариантов.

1. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзек, Дин Да-цао, В.Г.Иванов, Ю.В.Катышев, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кулюкина, Нгуен Дин Ты, А.В.Никитин, С.З.Отвиновский, М.И.Соловьев, Р.Сосновский, М.Д.Шафранов. ЖЭТФ, 38, 426 (1960).
2. В.И.Векслер, Н.М.Вирясов, И.Врана, Ким Хи Ин, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, Нгуен Дин Ты, М.И.Соловьев, Т.Хофмокль, Чен Лин-янь. ЖЭТФ, 44, 84 (1983).
3. В.А.Беляков, Н.М.Вирясов, Е.Н.Кладницкая, Г.И.Копылов, В.Н.Пенев, Е.С.Соколова, М.И.Соловьев. Препринт ОИЯИ, Р-1508, Дубна (1964); ЖЭТФ, 46, 1967 (1964).
4. Материалы совещания по камерам Вильсона, диффузионным и пузырьковым камерам. Вып. 5; ОИЯИ, Р-284. Дубна, 1959. Стр. 101.
5. Материалы совещания по методике пузырьковых камер. ОИЯИ, 796. Дубна. (1961) стр.5.
6. С.З.Отвиновский. ОИЯИ, Б2-828, Дубна (1960).
7. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзек, В.И.Векслер и др. ЖЭТФ, 40, 464 (1961).
8. G.I.Kopylov, Nucl. Phys., 47, 33 (1963).
9. V.A.Belyakov, Wang Yung-chang, V.I.Veksler, N.M.Viryasov, Du Yuan-cai, E.N.Kladnitskaya, Kim Hi In, A.A.Kuznetsov, A.C.Mikhul, Nguyen Dinh Tu, V.N.Penev, E.S.Sokolova and M.I.Solov'ev, Proc. of the 1962 Int. Conf. at Geneva, p. 366.
10. M.Alston et al., Proc. of the 1960 Ann. Intern. Conf. on High Energy Phys. at Roch., p.445.
11. M.Alston et al. Phys. Rev. Lett., v.5, 520 (1960).
11. См. обзоры И.В.Чувило, УФН, т. XXVI, 329 (1962).
R.H.Dalitz, Annuals Rev. of Nucl. Sc., v.13, 339 (1963).
M.Roos, Rev. of Mod. Phys., v35, 314 (1963).
12. I.Belliere et al. Nuovo Cim., v. XXIX, 339 (1963).
13. W.A.Cooper et al. Phys. Lett., v.8, 365 (1964).
14. В.А.Беляков, Ван Юн-чан, В.И.Векслер, Н.М.Вирясов, И.Врана, Ду Юань-цай, 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.Хофмокль, Мен Лин-янь, А.Михул. ЖЭТФ, 44, 431 (1983).
15. R.K.Adair, Phys. Rev., 100, 1540 (1955).
16. В.А.Беляков, Ван Юн-чан, В.И.Векслер, Н.М.Вирясов, Ду Юань-цай, Е.Н.Кладницкая, Ким Хи Ин, А.А.Кузнецов, А.К.Михул, Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев, С.Е.С.Соколова, М.И.Соловьев. Препринт ОИЯИ, Р-1019. Дубна, 1962.
17. L.Bertanza et al. Proc. of the 1962 Ann. Int. Conf. on High Energy Phys. at Geneva, p.373; Phys. Rev. Lett., 10, 176 (1963).
Alexander et al. Proc of the 1962 Ann Int. Conf. on High Energy Phys. at Geneva, p.320.
18. L.W.Alvarez et al. Phys. Rev.Lett., 10, 184 (1963).
19. В.А.Беляков, Ван Юн-чан, Н.М.Вирясов, Ду Юань-цай, Ким Хи Ин, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев, Е.С.Соколова, М.И.Соловьев, ЖЭТФ, 44, 1474 (1963).
20. C.Aiff et al. Phys. Rev. Lett., 9, 325 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 августа 1964 г.

Т а б л и ц а I

Вид события	Число заряженных частиц	Число идентифицированных частиц									Кол-во плохих следов
		По ионизации			По δ электронам		По вторичным взаимодействиям				
		π	K	P	π	π -K	π	K	p		
Λ	2	462	103	4	-	4	1	5	2	-	25
			(89) ^{x)}								
Λ	4	352	(87)	3	-	4	-	4	1	-	10
			(57)								
Всего		814	190	7	-	8	1	9	3	-	35
K ⁰	2	624	112	14	17	4	1	10	-	1	29
			(98) ^{x)}								
K ⁰	4	484	102	11	7	6	2	6	2	1	26
			(74)								
Всего		1108	214	25	25	10	3	16	2	2	65
			(170)								

x) В скобках обозначено число событий (звезд), в которых хотя бы один π -мезон надежно идентифицирован.

Т а б л и ц а II

Система	(Λπ)	(Kπ)	(Λ2π)	(Λ3π)	(K2π)	(K3π)
Среднеквадратичная относительная ошибка $[(\frac{\Delta M_{\text{эфф}}}{M_{\text{эфф}}})^2]^{1/2}$	4	5,5	6	6	6	6,3

Т а б л и ц а III

Зарегистрированные V ⁰ -частицы	Множественность заряженных частиц n _z	Количество случаев
Λ	2	291
	4	88
K ⁰	2	312
	4	121

Т а б л и ц а IV

Частица	n_s	$\langle P^* \rangle$ Мэв/с	$\langle P_L \rangle$ Мэв/с	$\langle P_L \rangle$ Мэв/с	$\langle \cos \theta^* \rangle$
Λ	2	963 ± 25	-693±36	412±31	-0,6184±0,0317
	4	781 ± 38	-490±51	422±15	-0,5019±0,0643
Υ ⁺	2	764± 26	-404±98	409±49	-0,303±0,034
	4	845 ± 78	-582±95	421±80	-0,605±0,090 (-0,60±0,093)

Т а б л и ц а V

Тип	Проценты			Среднее число заряженных частиц n_s		
	Множественность	0	2		4-6	
ЛК	Эксперимент		17,1±2	57,2±3,6	25,7±2,2	2,22±0,13
	статист. теория	с резонансами	5,30	57,50	38,18	2,71
	без реакций совместного рождения резонансов		11	62,8	28,20	2,30
		без резонансов	18,40	63	18,60	2,01
КК	Эксперимент		15±1,6	56±3,1	29±2,2	2,32±0,11
	статист. теория	с резонансами	9	50	41	2,68
	без реакций совместного рождения резонансов		10	52,7	37,2	2,53
		без резонансов	17,3	69	14	1,93

Т а б л и ц а VI

		Среднее число π^0 -мезонов			
Множественность		0	2	4-6	\bar{n}
Эксперимент (по γ -квантам)		1,56±0,40	1,37±0,20	0,8±0,20	1,23±0,14
Статист. теория	с резонансами	2,42	1,32	0,75	1,18
	без реакций совместного рождения резонансов	1,76	1,1	0,7	1,06
	без резонансов	1,52	0,55	0,15	0,74

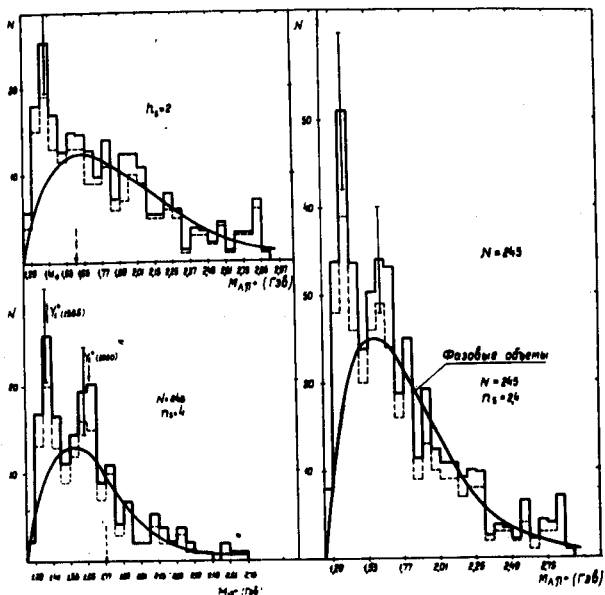


Рис. 1. Распределения эффективных масс $M_{\Lambda \pi^+}$ (а) $n_s = 4$, (б) $n_s = 2$, (в) суммарное $n_s = 2,4$. Плавные кривые соответствуют фазовым объемам, совпадающим с расчетом Монте-Карло. Нормировка кривых проведена по событиям правее значений, указанных стрелками. Пунктирной линией обозначены (здесь и далее) распределения без геометрической поправки ϵ .

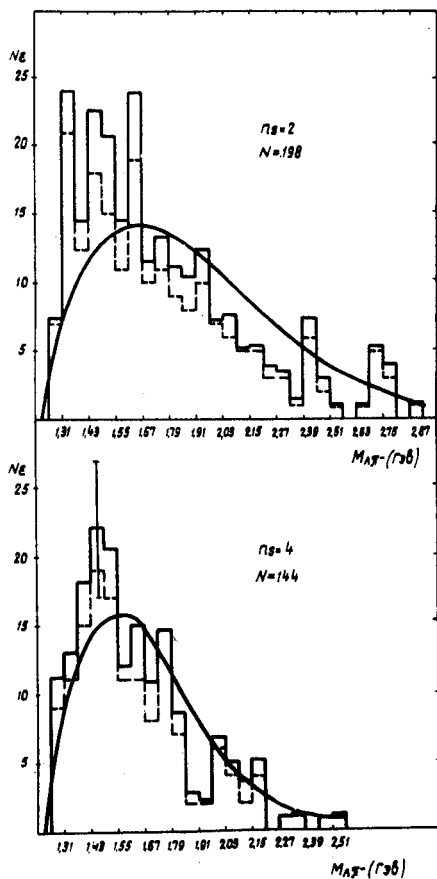


Рис. 2. Распределения эффективных масс $M_{\Lambda\pi}$: (а) $n=4$ (б) $n=2$. Кривые фазового объема нормированы на весь спектр.

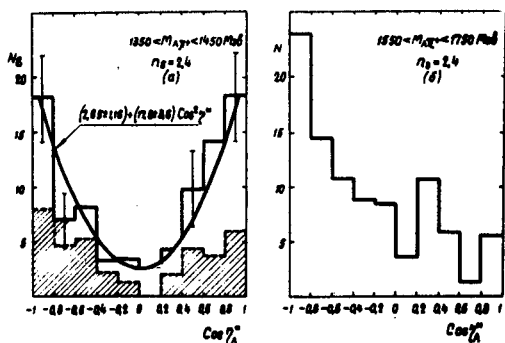


Рис. 3. Распределения углов вылета Λ -гиперонов в системе центра Υ^+ -гиперонов относительно первоначального полета (выбраны события с $1,3 < M_{\Lambda\pi^+} < 1,45$ Гэв-рис. (а) и фоновые со значениями масс $1,55 < M_{\Lambda\pi^+} < 1,75$ Гэв-рис. (б)). Кривые на рис. (а) соответствует виду $(2,85 \pm 1,16) + (17,8 \pm 3,6) \text{Cos}^2 \eta^*$. Заштрихованы события с углом вылета Υ^+ -гиперонов $|\text{Cos} \theta^*| > 0,8$.

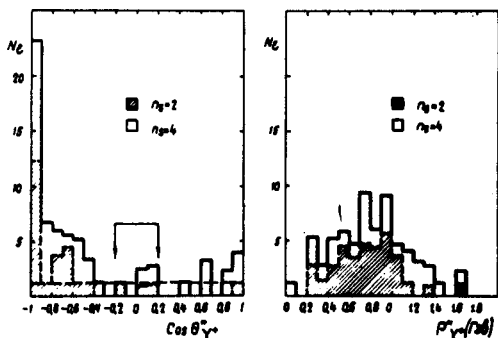


Рис. 4. Угловое и импульсное распределение Υ^+ -гиперонов в с.ц.м. π^-p -взаимодействия. Заштрихованы двухлучевые события.

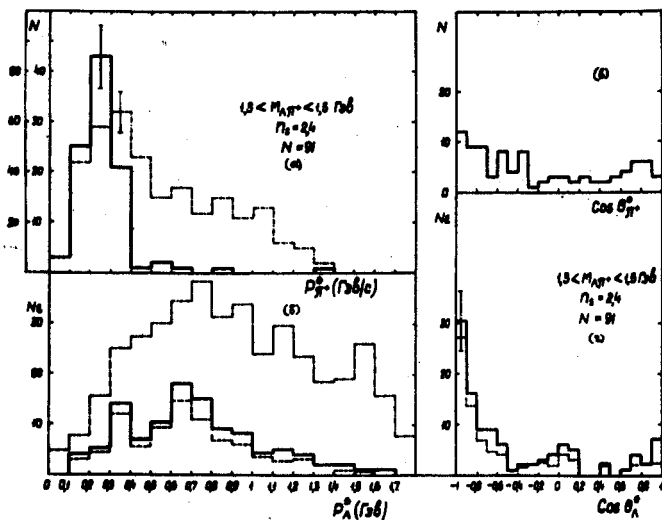


Рис. 5. Угловые (в, г) и импульсные (а, б) распределения в с.д.м. π^- частиц Λ -гиперонов и π^- -мезонов, являющихся продуктами распада возбужденных гиперонов. На распределениях (а), (б) приведены импульсные распределения всех зарегистрированных π^+ -мезонов и Λ -гиперонов от звезд с $n_s = 2, 4$.

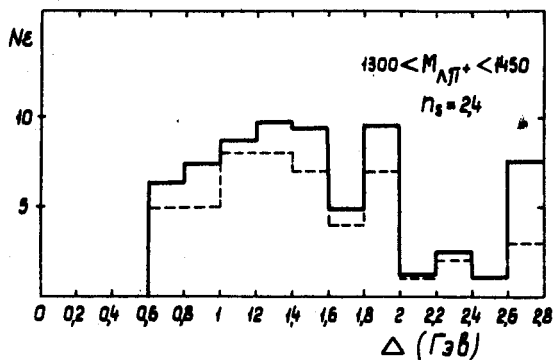


Рис. 6. Распределение величин переданных импульсов Δ для событий, в которых образовались Υ^+ -гипероны.

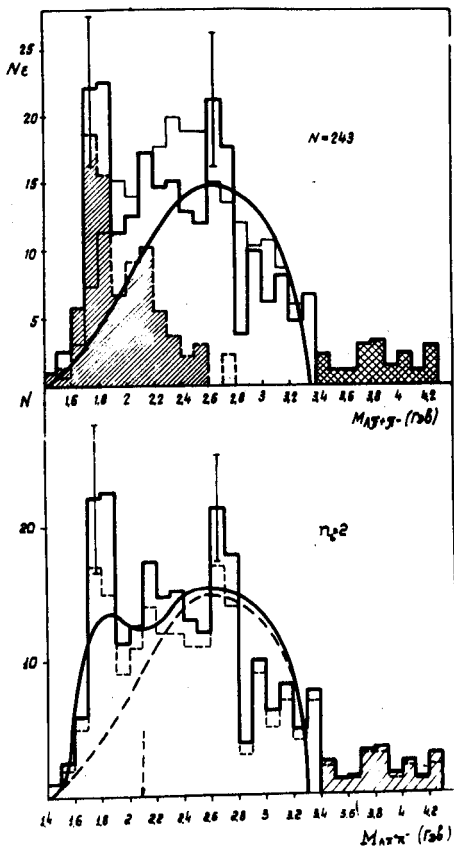


Рис. 7. Распределение эффективных масс $M_{\Lambda^+ \pi^-}$ для звезд с $p_s = 2$. На верхнем рисунке нанесена кривая фазовых объемов без учета каналов с образованием резонансов. Там же приведена фоновая гистограмма, полученная методом Монте-Карло. Заштрихованы события с недостающей массой $M_{нед.} > 1,2$ ГэВ. На нижнем рис. нанесены фазовые объемы с учетом Υ^+ -гиперонов. Двойной штриховкой обозначены случаи, недопустимые из кинематических соображений.

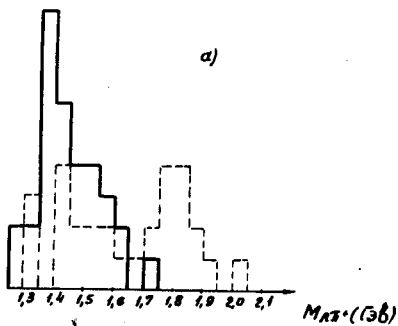
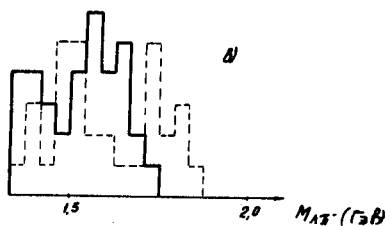
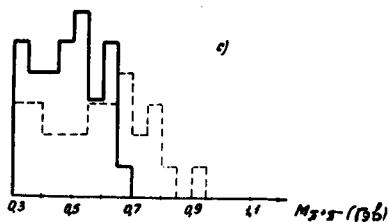


Рис. 8. Распределения $M_{\Lambda\pi^+}$, $M_{\Lambda\pi^-}$ и $M_{\pi^+\pi^-}$ для частиц, образующих пик на распределении $M_{\Lambda\pi^+\pi^-}$ (рис. 7) в области $1,7 < M_{\Lambda\pi^+\pi^-} < 1,9$ ГэВ. Пунктирной линией обозначены распределения из области масс $2 < M_{\Lambda\pi^+\pi^-} \leq 2,2$ ГэВ.

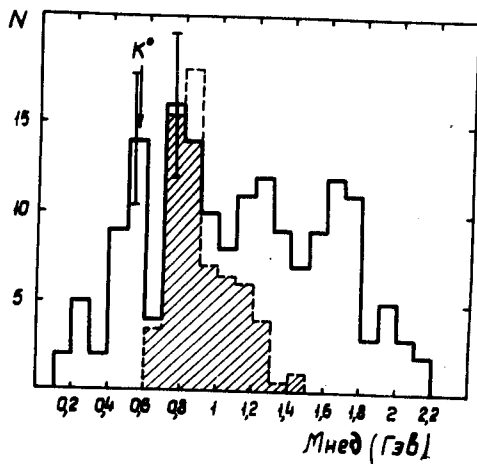


Рис. 9. Спектр недостающих масс для двухлучевых событий с Λ -гиперонами. По области $0,6 < M_{\text{нед}} < 1, \text{ГэВ}$ на это распределение отнормировано распределение эффективных масс M_{K^*} (заштрихованные случаи).