

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-76

P1-96-76

В.М.Карнаухов, К.Кока¹, В.И.Мороз

ПРОЦЕССЫ С ОБРАЗОВАНИЕМ ЭКЗОТИЧЕСКОЙ
МЕЗОННОЙ СТРУКТУРЫ K(1627)

¹Институт атомной физики, Бухарест

ВВЕДЕНИЕ

В обзорах [1] рассматривалась спектроскопия адронных состояний, не укладывающихся в систематику простой кварковой модели. Среди обсуждавшихся указаний на экзотические адроны можно выделить указания на барионы $\Sigma(3170)$ и $R(3520)$ с похожими особенностями образования и распада [2,3]. Эти структуры отличаются большой массой, аномально узкой шириной, многочастичными распадами со странными частицами и образуются в процессах с большой неупругостью, возможно, обусловленных барионным обменом.

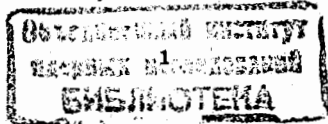
В настоящей работе представлены результаты, указывающие на образование мезонной структуры с подобными особенностями в процессах с большой неупругостью.

Аномально узкая структура проявляется в области $1,63 \text{ ГэВ}/c^2$ спектров эффективных масс систем K -мезона с π -мезонами в π^-p -взаимодействиях при $16 \text{ ГэВ}/c$ [4]. Для выяснения её природы и повышения надёжности результатов введены ограничения на точность измерений и достоверность идентификации вторичных частиц, сделаны вероятностные оценки случайного появления структуры, проверена возможность кинематических отражений известных физических эффектов. Выполнен анализ результатов опубликованных работ по изучению резонансных состояний странных мезонов в других экспериментах [5]. Проведен поиск особенностей структуры, отличающих события из её области [6].

В данной работе анализируются процессы с образованием структуры, проводится их сравнение с процессами, в которых изучались резонансные состояния странных мезонов в других экспериментах. Обсуждаются возможные причины, по которым наблюдаемая в π^-p -взаимодействиях при $16 \text{ ГэВ}/c$ аномально узкая мезонная структура могла остаться незарегистрированной ранее в других экспериментах.

УКАЗАНИЕ НА СУЩЕСТВОВАНИЕ $K(1627)$ -МЕЗОНА

Работа выполнена на базе экспериментальных данных с двухметровой водородной пузырьковой камеры ЦЕРН, экспонированной в пучке π^- -мезонов с импульсом $16 \text{ ГэВ}/c$. Измерены четырёхлучевые события с V^0 -частицами. При других множественностях вторичных заряженных частиц в событиях измерялись только треки первичных π^- -мезонов и продуктов распада V^0 . Методика обработки эксперимента, инклюзивные и эксклюзивные характеристики странных частиц в π^-p -взаимодействиях при $16 \text{ ГэВ}/c$ показаны в публикациях, отмеченных в [3+5].



1. Анализировались четырёхлучевые события с зарегистрированными K_S^0 , Λ -частицами:

$$\pi^- p \rightarrow K_S^0 h^+ h^+ h^- h^- X^0, \quad (1)$$

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda h^+ h^+ h^- h^- X^0, \quad (2)$$

где h^+ , h^- - заряженные частицы, X^0 - улетевшие незарегистрированные в камере нейтральные частицы. Обработано 125000 стереофотографий, выделено 2732 события типа (1), (2). Среди них - 99 событий с неразделёнными K_S^0/Λ -частицами. В анализе этой работы участвовало 1684 события с одним однозначно идентифицированным K_S^0 -мезоном и 949 событий с одним однозначно идентифицированным Λ -гипероном. Средние значения масс K_S^0 , Λ согласуются с табличными [7]. События с неразделёнными K_S^0/Λ -частицами учитывались при введении поправок в сечения. Для всех событий вычислены веса. Веса учитывают среднюю длину пробега $K_S^0(\Lambda)$ до распада, потерю $K_S^0(\Lambda)$ вблизи точки первичного $\pi^- p$ -взаимодействия и за пределами эффективного объёма камеры. Средний вес событий с $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ или с $\Lambda \rightarrow p \bar{p}$ равен 1,13.

Поиск возможных резонансных состояний частиц проводился в распределениях количества взвешенных комбинаций по интервалам эффективных масс систем вторичных частиц. При построении спектров эффективных масс задавалась гипотеза о конечном состоянии заряженных частиц, входящих в изучаемую систему. Заряженным частицам из системы в расчётах приписывались соответствующие гипотезе массы. Для уменьшения фона в спектрах масс систем вторичных частиц использовалась визуальная оценка ионизации на треках, при которой реперным треком являлся трек первичного π^- -мезона. Считалось возможным разделить π^\pm -и K^\pm -мезоны с импульсами до 0,7 ГэВ/с, π^+ , K^+ и протоны - до 1,3 ГэВ/с. Высокоэнергичные заряженные частицы, которые нельзя было идентифицировать по ионизации, принимались за частицы, соответствующие гипотезе. В четырёхлучевых событиях с K_S^0 -мезонами идентифицировано по ионизации протонами 11%, K^+ -мезонами - 3,5%, π^+ -мезонами - 24% всех положительно заряженных частиц. Из всех отрицательно заряженных частиц идентифицировано по ионизации K^- -мезонами 2,5%, π^- -мезонами - 21%. Соответственно, в четырёхлучевых событиях с Λ -гиперонами идентифицировано по ионизации K^+ -мезонами 6%, π^+ -мезонами - 23%, π^- -мезонами - 24%.

Для повышения надёжности результатов из анализа были исключены вторичные частицы с относительной ошибкой импульса $\Delta p/p \geq 10\%$ (для вторичных частиц в эксперименте $\langle \Delta p/p \rangle = 2,5\%$).

Методика обработки спектров эффективных масс и резонансов в

этом эксперименте [3+5] стандартна, использует описание фона гладкой функцией, резонансов - функцией Брейта-Вигнера, проинтегрированной вместе с функцией разрешения. Параметризация проводится с помощью метода наименьших квадратов. Анализ экспериментального материала с идентифицированными K_S^0 , Λ -частицами в четырёхлучевых событиях показал, что в этих процессах из известных резонансов образуются $K^*(892)^\pm$ и $\Sigma(1385)^\pm$. Полученные параметры этих резонансов [3+5] в пределах ошибок согласуются с табличными [7]. Это подтверждает надёжность методики эксперимента и его обработки.

2. В спектрах эффективных масс $K\pi\pi$ -систем ($m \geq 2$) проведен поиск резонансных состояний, продукты распада которых - K_S^0 (или K^\pm) и π^+ , π^- -мезоны.

На рис. 1а сплошной линией показан спектр эффективных масс $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -системы из четырёхлучевых событий с зарегистрированным K_S^0 -мезоном. В области 1160+1520 МэВ/с² наблюдается широкий максимум, соответствующий области масс известных широких резонансов $K_1(1270)$, $K_1(1400)$, $K^*(1410)$, $K_2^*(1430)$. Некоторые из этих резонансов, возможно, образуются в изучаемых процессах. Проверка различных схем распада ($K^*(892)^+ \pi^-$, $K^*(892)^- \pi^+$, $K_S^0 \rho^0$) выделяет структуры в областях 1300 и 1400 МэВ/с². Например, на рис. 1а пунктиром показан спектр масс $K_S^0 \pi^+ \pi^-$, где $850 \text{ МэВ/с}^2 \leq M(K_S^0 \pi^+) < 950 \text{ МэВ/с}^2$. Выделяется область масс $K_1(1270)$ -резонанса.

Кроме широкого максимума, в области 1600+1680 МэВ/с² спектра масс $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ (рис. 1а) наблюдается узкая структура. Среднее экспериментальное разрешение эффективных масс в этой области равно $13,9 \pm 0,3 \text{ МэВ/с}^2$. Сделана оценка вероятности случайных флуктуаций в интервалах 1600+1680 МэВ/с² и 1520+1600 МэВ/с². С учётом статистических ошибок отклонение количества комбинаций в области пика 1600+1680 МэВ/с² от среднего взвешенного количества комбинаций, вычисленного по соседним симметричным боковым интервалам в 80 МэВ/с², характеризуется величиной $\chi^2(1) = 12,17$, уровнем достоверности $CL = 5,8 \cdot 10^{-4}$. Вероятность такого случайного статистического выброса [8] на интервале 240 МэВ/с² $P \approx CL \cdot 3 \approx 2 \cdot 10^{-3}$. Отклонение количества комбинаций в области провала 1520+1600 МэВ/с² от среднего взвешенного количества комбинаций, вычисленного по соседним симметричным боковым интервалам в 80 МэВ/с², характеризуется значениями $\chi^2(1) = 13,55$, $CL = 2,3 \cdot 10^{-4}$, $P \approx 1 \cdot 10^{-3}$.

Статистическая значимость структуры - 4,6 стандартных отклонений над фоном из соседних симметричных боковых интервалов того же размера. Отношение сигнал/фон равно 0,27. Комбинаторный фон

(отношение количества комбинаций к числу событий) в области структуры равен 1,12, средний вес комбинаций с $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ равен 1,10.

Указаний на каскадный распад структуры (выделенных по массе промежуточных состояний в $\pi\pi$, $K\pi$ -системах) не найдено.

Структура устойчива при проверке отражений $K^*(892)^\pm$ -резонансов.

Изучение [5] системы $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ показало, что распределения по эффективным массам для всех других возможных гипотез о заряженных частицах этой трёхчастичной системы с учётом оценки ионизации на треках (с заменой масс пионов в расчётах массами частиц K^\pm , p , \bar{p}) не имеют статистически значимых особенностей и приводят к исчезновению пика, а не к его сдвигу.

Аналогично были построены спектры масс возможных конкурентных гипотез о трёхчастичном конечном состоянии с K_S^0 -мезоном только для событий из области пика. Все спектры широкие. Аппроксимация спектров гладкими функциями (проверка на "гладкость") не выявляет внутри них статистически значимых особенностей. Не найдено влияния кинематических отражений каких-либо других резонансов на проявление структуры.

На этом же материале в четырёхлучевых событиях с зарегистрированным K_S^0 -мезоном проведен поиск рассмотренной структуры в других $K\pi\pi$ -системах. В области 1600+1640 МэВ/с² спектров эффективных масс $K^+ \pi^+ \pi^-$, $K^- \pi^- \pi^+$, $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -систем проявляется узкий выброс. Суммарный спектр масс этих систем показан на рис.16. Среднее взвешенное экспериментальное разрешение эффективных масс в области отмеченной структуры равно 10,3±0,3 МэВ/с². Отклонение количества комбинаций в интервале 1600+1640 МэВ/с² от среднего взвешенного количества комбинаций, вычисленного по соседним симметричным боковым интервалам в 40 МэВ/с², характеризуется значениями $\chi^2(1)=11,8$, $CL=6,0 \cdot 10^{-4}$, $P \approx 2 \cdot 10^{-3}$.

Проверка показала, что различные схемы распада наблюдаемой узкой структуры проявляются в разных событиях. Поэтому нет взаимного влияния на значимость структуры в отдельных спектрах масс. Например, исключение из спектра масс $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ событий, вошедших в интервал 1600+1640 МэВ/с² спектра на рис.16, не снижает значимости структуры в интервале 1600+1680 МэВ/с² спектра на рис.1а.

Проведен поиск этой структуры в четырёхлучевых событиях с зарегистрированным Λ -гипероном. Выброс в области 1600+1680 МэВ/с² проявляется в спектрах масс систем $K^+ \pi^+ \pi^-$, $K^+ \pi^- \pi^-$. Суммарный спектр этих систем показан сплошной линией на рис.1в. Среднее взвешенное

экспериментальное разрешение эффективных масс в области структуры равно 15,7±0,5 МэВ/с². Отклонение количества комбинаций в интервале структуры от среднего взвешенного количества комбинаций, вычисленного по соседним симметричным боковым интервалам в 80 МэВ/с², характеризуется значениями $\chi^2(1)=13,4$, $CL=2,5 \cdot 10^{-4}$, $P \approx 1 \cdot 10^{-3}$. Указанные схемы распада наблюдаемой структуры проявляются в разных событиях. Пунктиром на рис.1в показан спектр масс экзотической системы $K^+ \pi^- \pi^-$.

Узкая мезонная структура в области массы 1,63 ГэВ/с² проявляется с разной степенью достоверности в шести спектрах эффективных масс $K\pi\pi$ -систем ($m \geq 2$). Качественно отмечено, что с уменьшением экспериментальных разрешений эффективных масс систем в области структуры экспериментальная ширина структуры уменьшается [4,5].

3. Суммарный спектр эффективных масс шести $K\pi\pi$ -систем, в которых проявляется структура, представлен на рис.2а. Отклонение количества комбинаций в области структуры 1600+1680 МэВ/с² от среднего взвешенного количества комбинаций, вычисленного по соседним симметричным боковым интервалам в 80 МэВ/с², характеризуется значениями $\chi^2(1)=31,1$, $CL=1,8 \cdot 10^{-8}$, $P \approx 5 \cdot 10^{-8}$. Аналогично, отклонение в области провала 1520+1600 МэВ/с² характеризуется значениями $\chi^2(1)=22,4$, $CL=1,9 \cdot 10^{-6}$, $P \approx 6 \cdot 10^{-6}$.

Методом наименьших квадратов с шагом 20 МэВ/с² проведена аппроксимация участка спектра масс на интервале 1520+1760 МэВ/с² функцией вида

$$BG(M) = C(0) + C(1) \cdot M + C(2) \cdot M^2, \quad (3)$$

где M - эффективная масса, $C(i)$ - подбираемые параметры. Аппроксимация без исключения пика характеризуется значениями $\chi^2(9)=32,7$, $CL=1,5 \cdot 10^{-4}$. Аппроксимация с исключением пика приводит к $\chi^2(5)=6,7$, $CL=0,24$. В этом случае в предположении нулевой гипотезы [8] количество стандартных отклонений в пике над фоном из соседних симметричных боковых интервалов того же размера равно 8,0.

Аппроксимация прямой линией вместо функции (3) без исключения пика даёт $\chi^2(10)=44,5$, $CL=5,2 \cdot 10^{-6}$. Аппроксимация с исключением пика (показана на рис.2а) приводит к $\chi^2(6)=6,8$, $CL=0,34$.

Сделана оценка параметров структуры. Параметризация на участке спектра 1520+1760 МэВ/с² проводилась через 20 МэВ/с² методом наименьших квадратов. Использовалось описание фона функцией (3), структуры - функцией Брейта-Вигнера, проинтегрированной вместе с функцией разрешения [3+5]. Среднее взвешенное разрешение по эффективным массам для $K\pi\pi$ -систем в области пика (рис.2а) - 14 МэВ/с².

По результатам параметризации оказалось, что значение экспериментальной ошибки ширины структуры больше, чем значение самой ширины. Полученные параметры равны: $M = 1627 \pm 4$ МэВ/с², $\Gamma = 12_{-12}^{+14}$ МэВ/с². Сечение образования $K(1627)^{0\pm}$ -структуры в четырёхлучевых событиях с K_S^0, Λ -частицами равно $\sigma = 48 \pm 10$ мкб.

Оценка парциальных вкладов в суммарную структуру из отдельных спектров масс приводит к следующим результатам:

$$K_S^0 \pi^+ \pi^- - 0,42 \pm 0,10, \quad K^+ \pi^+ \pi^- - 0,11 \pm 0,04, \quad K^- \pi^- \pi^+ - 0,07 \pm 0,04,$$

$$K_S^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- - 0,03 \pm 0,02, \quad K^+ \pi^+ \pi^- - 0,20 \pm 0,07, \quad K^+ \pi^- \pi^- - 0,17 \pm 0,05.$$

4. Сделана оценка области $\pi^- p$ -взаимодействий, в которой образуется структура. Для этого спектр масс $K\pi\pi$ -систем строился в отдельных интервалах переменной $x_F = 2p_L^*/\sqrt{S}$, где p_L^* - продольный импульс $K\pi\pi$ -системы в С.Ц.М. $\pi^- p$ -взаимодействия, \sqrt{S} - полная энергия $\pi^- p$ -взаимодействия. Получено указание на то, что структура образуется в области, близкой к центральной. Аналогичная оценка области поперечных импульсов $K\pi\pi$ -систем, при которых образуется структура, также указывает на нефрагментационный характер образования структуры $K(1627)$. Полученные [4,5] ограничения на отбор комбинаций

$$-0,40 \leq x_F(K\pi\pi) < 0,54, \quad (4)$$

$$p_T(K\pi\pi) \geq 150 \text{ МэВ/с}$$

введены в спектр масс, показанный на рис. 2а.

Суммарный спектр эффективных масс с ограничениями (4) представлен на рис. 2б. Отклонение количества комбинаций в области структуры $1600+1680$ МэВ/с² от среднего взвешенного количества комбинаций, вычисленного по соседним симметричным боковым интервалам в 80 МэВ/с², характеризуется значениями $\chi^2(1) = 39,9$, $CL = 1,5 \cdot 10^{-10}$, $P \approx 5 \cdot 10^{-10}$. Аналогично, отклонение в области провала $1520+1600$ МэВ/с² характеризуется значениями $\chi^2(1) = 27,9$, $CL = 9,7 \cdot 10^{-8}$, $P \approx 3 \cdot 10^{-7}$.

Аппроксимация с шагом 20 МэВ/с² на участке спектра $1520+1760$ МэВ/с² функцией (3) без исключения пика характеризуется значениями $\chi^2(9) = 46,5$, $CL = 1,0 \cdot 10^{-6}$. Аппроксимация с исключением пика приводит к $\chi^2(5) = 7,44$, $CL = 0,19$. В этом случае количество стандартных отклонений в пике над фоном из соседних симметричных боковых интервалов того же размера равно $10,6$.

Аппроксимация прямой линией вместо функции (3) без исключения пика даёт $\chi^2(10) = 56,6$, $CL = 7,3 \cdot 10^{-8}$. Аппроксимация с исключением пика (показана на рис. 2б) приводит к $\chi^2(6) = 8,8$, $CL = 0,19$.

5. Наблюдаемая структура сохраняет значимость при проверке

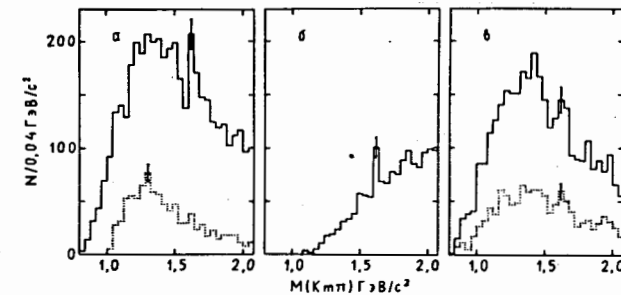


Рис. 1. Распределения взвешенных комбинаций по эффективным массам $K\pi\pi$ -систем: а) $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ в процессах с зарегистрированным K_S^0 -мезоном, пунктир - $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ для комбинаций с $850 \text{ МэВ/с}^2 \leq M(K_S^0 \pi^+) \leq 950 \text{ МэВ/с}^2$; б) $K^+ \pi^+ \pi^- + K^- \pi^- \pi^+ + K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$ в процессах с зарегистрированным K_S^0 ; в) $K^+ \pi^+ \pi^- + K^+ \pi^- \pi^-$ в процессах с зарегистрированным Λ -гипероном, пунктир - $K^+ \pi^- \pi^-$

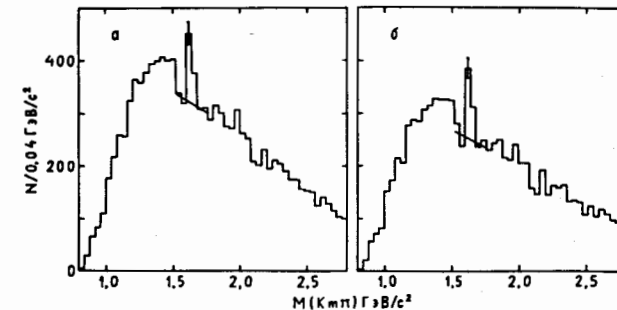


Рис. 2. Суммарные распределения взвешенных комбинаций по эффективным массам $K\pi\pi$ -систем: а) без ограничений, б) с ограничениями (4). Показана аппроксимация прямой линией с шагом 20 МэВ/с² участка спектра $1520+1760$ МэВ/с² с исключением пика

отражений $K^*(892)^\pm$, $\Sigma(1385)^\pm$ -резонансов. Не найдено влияния кинематических отражений каких-либо других резонансов на проявление структуры в спектре масс $K\pi\pi$ -систем [4,5].

Влияние интерференции установленных широких резонансов [7] на проявление узкой структуры маловероятно: так как: а) структура проявляется в различных спектрах масс (рис.1) по разные стороны от широкого максимума фазового объёма, б) экспериментальный материал включает в себя три экспозиции облучения камеры π^- -мезонами с разбросом номинальных значений импульса пучка 450 МэВ/с.

Полученные результаты дают основания для предположения о том, что наблюдаемая в π^-p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с структура является указанием на существование странного мезона с малой шириной. Полученное по результатам параметризации в суммарном спектре значение ширины меньше её экспериментальной ошибки. Качественно отмечено, что с уменьшением экспериментальных разрешений эффективных масс систем в области структуры экспериментальная ширина структуры уменьшается.

Аномально узкая ширина $K(1627)$, возможное проявление структуры в экзотической системе $K^+\pi^-\pi^-$ (рис.1в, пунктир) указывают на необычность мезонного резонансного состояния. Экзотическая система $K^+\pi^-\pi^-$ изучалась ранее в π^-p -взаимодействиях при 19 ГэВ/с в эксперименте на OMEGA-спектрометре [9]. В области $1,6\pm 1,7$ ГэВ/с² представленных в [9] спектров эффективных масс также наблюдается неоднородность.

ПРОЦЕССЫ С ОБРАЗОВАНИЕМ $K(1627)$

Для выяснения вопросов, связанных с существованием $K(1627)$, анализ процессов с образованием структуры был продолжен.

1. Анализировались процессы со статистически наиболее значимой схемой распада $K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$, составляющей 42% суммарного эффекта. Процессы (1) с образованием системы $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ можно записать как

$$\pi_1^- p_1 \rightarrow (K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-) h_2^+ h_2^- X^0, \quad (5)$$

где π_1^+ , π_1^- - заряженные частицы, входящие в любую рассматриваемую комбинацию $K_S^0 \pi^+ \pi^-$, в предположении π^+ , π^- -мезонов (с учётом оценки ионизации на треках), h_2^+ , h_2^- - заряженные частицы, сопровождающие образование системы (рассматриваемой комбинации), X^0 - улетевшие незарегистрированные нейтральные частицы (их множественность ≥ 1). В четырёхлучевом событии с K_S^0 максимально возможны четыре комбинации $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$, но во многих событиях их меньше из-за несоответствия

ионизации на треках заряженных частиц задаваемым гипотезам или недостатка точности измерений коротких треков (см. выше).

Выяснялся сорт заряженных частиц h_2^+ , h_2^- , сопровождающих образование структуры $K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ в процессах (5).

Из спектра масс, показанного на рис.1а сплошной линией, исключались комбинации $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ с частицей h_2^+ , идентифицированной по ионизации как π^+ или K^+ . В этом случае значимость пика в интервале $1600+1680$ МэВ/с² уменьшается на 25%. При исключении из спектра комбинаций $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ с частицей h_2^+ , идентифицированной по ионизации как протон, значимость структуры не меняется [5]. По-видимому, изучаемая структура образуется в процессах с перезарядкой нуклона. Очевидно, что остальные 5 схем распада $K(1627)$ проявляются в процессах с перезарядкой нуклона (см. выше). Поэтому возможное влияние дифракционного фона на проявление структуры в спектрах масс $K\pi\pi$ -систем маловероятно.

Из спектра масс, показанного на рис.1а сплошной линией, исключались комбинации $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ с частицей h_2^- , идентифицированной по ионизации как π^- -мезон. В этом случае значимость пика уменьшается на 38%. Нет противоречия тому, что структура образуется в сопровождении π^- -мезона.

На рис.3 показан спектр масс $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -системы в предположении того, что в процессах (5) сопровождающая образование комбинации $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ отрицательная частица h_2^- является π^- -мезоном (с учётом оценки ионизации на треках). Значимость структуры не изменилась. Процессы с образованием $K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ можно записать как

$$\begin{aligned} \pi_1^- p_1 &\rightarrow K(1627) h_2^+ h_2^- X^0, \\ &K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-, \end{aligned} \quad (6)$$

где h_2^+ - K^+ или π^+ -мезон.

2. Результаты многочисленных работ по изучению инклюзивных и эксклюзивных процессов адронных взаимодействий свидетельствуют о том, что сталкивающиеся частицы имеют тенденцию к сохранению своего заряда, направления движения и первоначальной энергии (см., например, обзор Д.Р.О. Моррисона [10]). С феноменологической точки зрения эффект лидирования, фрагментационного образования вторичных частиц, тождественных сталкивающимся, интерпретируется как следствие малой неупругости адронных взаимодействий с малыми передаваемыми этим частицам четырёхимпульсами. Соответственно, взаимодействия с образованием частиц, тождественных сталкивающимся, в центральной области более неупруги.

В [6] показано, что в изучаемых четырёхлучевых событиях с об-

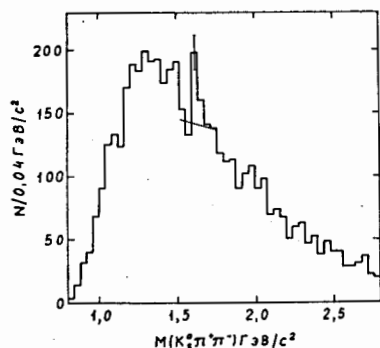


Рис. 3. Распределение взвешенных комбинаций по эффективным массам $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -системы в предположении того, что в процессах (5) сопровождающая образование комбинации $K_S^0 \pi^+ \pi_1^-$ отрицательная частица h_2^- является π^- -мезоном. Показана аппроксимация прямой линией с шагом 20 МэВ/с² участка спектра 1520+1760 МэВ/с² с исключением пика

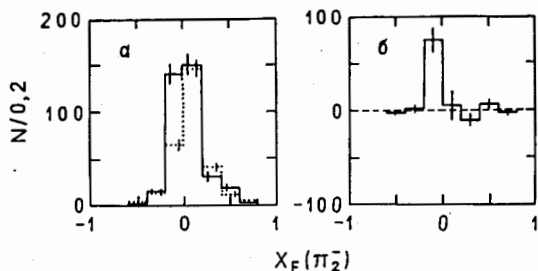


Рис. 4. а). Распределения π_2^- -мезонов, сопровождающих образование комбинаций $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$, по величине X_F . Сплошная линия - распределение для комбинаций из области структуры 1,60+1,68 ГэВ/с². Пунктир - среднее взвешенное распределение для комбинаций из интервалов 1,52+1,60 ГэВ/с², 1,68+1,76 ГэВ/с². б). Разность этих распределений

разованием K_S^0 -мезона (как и в других процессах адронных взаимодействий, в том числе и в π^-p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с без образования странных частиц [10]) проявляется эффект лидирования, фрагментационного образования вторичных частиц, тождественных налетающим. Показано, что вторичный π^- -мезон - частицу, тождественную налетающей, можно использовать как индикатор степени неупругости π^-p -взаимодействий.

На рис. 4а сплошной линией представлено распределение π_2^- -мезонов по величине $X_F(\pi_2^-)$ для комбинаций $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ из интервала 1600+1680 МэВ/с² в спектре масс на рис. 3, пунктиром - среднее взвешенное распределение π_2^- по $X_F(\pi_2^-)$ из соседних симметричных боковых интервалов по 80 МэВ/с². На рис. 4б показана разность этих распределений. Сопровождающий образование $K(1627) \pi_2^-$ -мезон (частица, тождественная налетающей) в основном направлен в полусферу мишени в С Ц М π^-p -взаимодействий и образуется в области $-0,2 \leq X_F(\pi_2^-) < 0$.

Подобные особенности для $K_S^0, \pi_1^+, \pi_1^-, h_2^+$ - частиц, отличающие события из области структуры, отсутствуют. Анализ, ограниченный невозможностью выделения отдельных нейтральных улетевших частиц из системы X^0 , показывает, что изучаемая структура не является продуктом распада какого-либо резонанса, в частности, в системе $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^- \pi_2^-$. Не найдено указаний на совместное рождение $K(1627)$ с другими возможными резонансами, в частности, с резонансами, продуктом распада которых является π_2^- -мезон. Наблюдаемая особенность π_2^- -мезона - частицы, тождественной налетающей и сопровождающей образование структуры, по-видимому, указывает на относительно большую неупругость процессов с образованием $K(1627)$.

На рис. 5 показано распределение коэффициента асимметрии $A = -(B-F)/(B+F)$ по интервалам спектра эффективных масс $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$, где F - количество взвешенных комбинаций с π_2^- -мезоном, направленным в полусферу первичного π_1^- -мезона (в С Ц М π^-p -взаимодействий), B - в полусферу мишени. Значение A в области $K(1627)$ выделяется из общего распределения. Аппроксимация методом наименьших квадратов распределения без области структуры (пунктир на рис. 5) функцией (3) характеризуется значениями $\chi^2(5) = 2,32$, $CL = 0,81$. Аппроксимация всего распределения, включая область структуры, приводит к $\chi^2(6) = 17,65$, $CL = 0,007$. При аппроксимации распределения прямой линией получаются близкие результаты. С учётом ошибок отклонение величины A в области структуры от средней взвешенной величины A , вычисленной по соседним симметричным боковым интервалам того же размера, характеризуется значениями $\chi^2(1) = 22,3$, $CL = 2,1 \cdot 10^{-6}$. Вероятность слу-

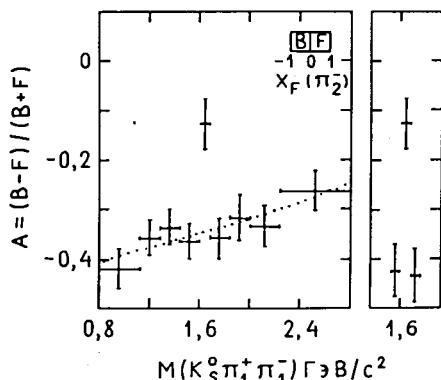


Рис. 5. Распределение коэффициента асимметрии $A = (B-F)/(B+F)$ по интервалам спектра масс $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ -системы. Показан способ разделения комбинаций по группам F и B в зависимости от направления π_2^- -мезона, сопровождающего образование системы, в С.П.М. π^-p -взаимодействий. Пунктир - результаты аппроксимации распределения без интервала $1,60 \pm 1,68$ ГэВ/с² функцией (3). Показан фрагмент распределения для области структуры и соседних симметричных боковых интервалов того же размера

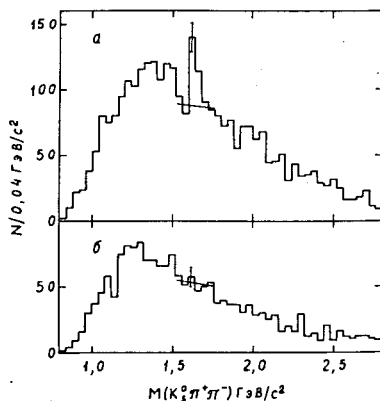


Рис. 6. Распределения взвешенных комбинаций по эффективным массам $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ -системы в предположении того, что в процессах (5) сопровождающая образование комбинации $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ отрицательная частица h_2^- является π^- -мезоном: а) с ограничением (9), б) с ограничением (10). Показана аппроксимация прямой линией с шагом 20 МэВ/с² участка спектра 1520 ± 1760 МэВ/с² с исключением пика.

чайной статистической флуктуации параметра A в области структуры по сравнению с соседними симметричными боковыми интервалами того же размера $\approx 6 \cdot 10^{-6}$.

Кинематически значение параметра A не скоррелировано с общим количеством комбинаций в области структуры. Проявление особенности, отличающей события из интервала структуры, дополнительно указывает на существование физического эффекта в интервале 1600 ± 1680 МэВ/с², в области изучаемой структуры. По-видимому, $K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ образуется в процессах с большой неупругостью.

3. Процессы (5), (6) без образования и с образованием $K(1627)$ можно записать соответственно как

$$\pi_1^- p_1 \rightarrow (K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-) \pi_2^- V^+, \quad (7)$$

$$\pi_1^- p_1 \rightarrow K(1627) \pi_2^- V^+, \quad (8)$$

где барионная система V^+ включает в себя положительно заряженную частицу h_2^+ и X^0 - улетевшие незарегистрированные в камере нейтральные частицы. В составе барионной системы V^+ должна быть одна странная частица. В спектрах масс V^+ , X^0 (недостающих масс по отношению к системам $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^- \pi_2^-$, $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^- h_2^+ \pi_2^-$) для комбинаций из области структуры нет указаний на резонансные состояния, выделенные по массе. Нет указаний на квазидвухчастичность процессов (8). Спектр масс V^+ для комбинаций из области структуры охватывает интервал 1600 ± 3800 МэВ/с² с положительными значениями квадратов недостающих масс, что свидетельствует о допустимости процессов (8). Множественность частиц (если считать наблюдаемую структуру за одну частицу) в этих процессах ≈ 4 . Процессы (8) с образованием структуры, по-видимому, отличаются от процессов (7) большей неупругостью.

Повышение неупругости адронных столкновений сопровождается повышением значений четырёхмерных импульсов, передаваемых от сталкивающихся частиц вторичным, в частности, от налетающей - вторичной частице, тождественной ей. Действительно, значения четырёхмерного импульса, переданного от первичного π_1^- -мезона π_2^- -мезону, сопровождающему образование системы $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$, для комбинаций из области структуры выше, чем из соседних симметричных боковых интервалов того же размера [6].

В данной работе рассматриваются обычно используемые величины $t' = |t - t_{\min}|$, где t - квадрат четырёхмерного импульса, переданного от сталкивающихся частиц вторичным. Изучение распределений эффективных масс $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ в отдельных интервалах величины t' ($\pi_1^- \rightarrow \pi_2^-$) показало, что структура образуется в области

$$t'(\pi_1^-\pi_2^-) \geq 0,8 \text{ (ГэВ/с)}^2. \quad (9)$$

Введение ограничения (9) на отбор комбинаций в спектр масс $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ (рис. 3) уменьшает фон в области структуры на 37% (рис. 6а). Количество стандартных отклонений в пике над фоном из соседних симметричных боковых интервалов равно шести.

На рис. 6б показан спектр масс $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ с ограничением

$$t'(\pi_1^-\pi_2^-) < 0,8 \text{ (ГэВ/с)}^2. \quad (10)$$

Структура в интервале 1600+1680 МэВ/с² не наблюдается.

Средние значения величин $t'(\pi_1^-\pi_2^-)$, $t'(\pi_1^-\pi_2^-)$, $t'(\pi_1^-\pi_2^-)$ в (ГэВ/с)² для комбинаций из области структуры в спектрах масс с ограничениями (9) и (10) равны соответственно

3,14±0,23, 3,19±0,15, 3,22±0,24 при ограничении (9);

3,62±0,42, 0,34±0,02, 2,03±0,27 при ограничении (10).

Значения $\langle t'(\pi_1^-\pi_2^-) \rangle$ в пределах ошибок мало отличаются. Очевидно большое отличие значений $\langle t'(\pi_1^-\pi_2^-) \rangle$, поскольку эта величина была использована для ограничений. Значение $\langle t'(\pi_1^-\pi_2^-) \rangle$ из спектра с ограничением (9) существенно выше, чем значение этой величины из спектра с ограничением (10). Процессы (8) с образованием структуры отличаются от процессов (7) более высокими значениями переданных четырёхимпульсов. Структура $K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ образуется в столкновениях с большой неупругостью.

Для иллюстрации характера неупругости процессов (7), (8) можно было использовать и коэффициенты неупругости [6].

4. Введение ограничений по величине t' приводит к выборке событий с определённой геометрией в детекторе. На рис. 7 сплошной линией показано распределение углов отклонения направления π_2^- -мезона, сопровождающего образование $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ -системы, от направления первичного π_1^- в лабораторной системе для комбинаций из области структуры при $t'(\pi_1^-\pi_2^-) \geq 0,8 \text{ (ГэВ/с)}^2$. Пунктиром показано аналогичное распределение при $t'(\pi_1^-\pi_2^-) < 0,8 \text{ (ГэВ/с)}^2$. Второе распределение резко ограничено. Похожие распределения получены для комбинаций из других интервалов спектров эффективных масс, показанных на рис. 6а и 6б. Введение ограничения (10) влечёт за собой потерю информации о процессах в столкновениях с большой неупругостью.

Структура $K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ образуется в процессах с большими переданными импульсами при больших углах отклонения направления частицы, тождественной налетающей, сопровождающей образование структуры, от направления первичного π^- -мезона. Углы отклонения втори-

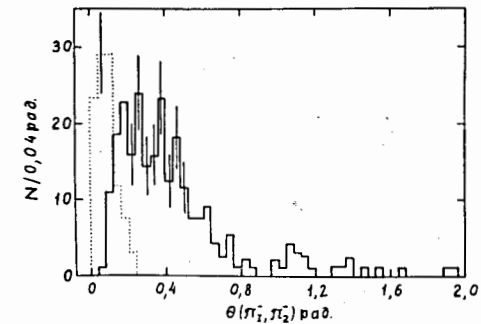


Рис. 7. Распределения углов отклонения направления π_2^- -мезона, сопровождающего образование $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ -системы, от направления первичного π_1^- в лабораторной системе для комбинаций из области структуры: сплошная линия - при ограничении (9), пунктир - при ограничении (10)

чных частиц $K_S^0, \pi_1^+, \pi_1^-, h_2^+$, зарегистрированных в процессах с образованием структуры, также имеют большие значения (до 2 рад). Для изучения этих процессов более удобны установки с 4 π -геометрией, в частности, пузырьковые камеры. В электронных экспериментах на спектрометрах с ограниченным аксептансом регистрация вторичных частиц в ограниченном переднем конусе может привести к частичной потере процессов с образованием $K(1627)$.

5. Проверка показала, что другие схемы распада изучаемой структуры также проявляются в процессах с большими переданными импульсами, в столкновениях с большой неупругостью.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗУЧЕНИЮ РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ В $K\pi\pi$ -СИСТЕМАХ

Для возможного выяснения вопроса о существовании $K(1627)$ -мезона и причин, по которым он мог остаться незарегистрированным ранее в других экспериментах, изучавших резонансные состояния странных мезонов, проведен анализ результатов опубликованных работ.

1. В области масс 1600+1700 МэВ/с² резонансных состояний странных мезонов известны указания на существование широких резонансов [7]. В таблицах [7.1] было указано на возможное существование $K^*(1650)$ -мезона с $\Gamma = 60+300 \text{ МэВ/с}^2$, $I(J^P) = 1/2(1^-)$. Видимо, из-за большого разброса параметров, полученных в разных экспериментах, и отсутствия существенного подтверждения в очередном издании таблиц [7.2] указание на резонанс $K^*(1650)$ было снято. В [7.3]

введено указание на существование $K_1(1650)$ с $\Gamma = 150+250$ МэВ/с², $I(J^P) = 1/2(1^+)$. Но и здесь большой разброс результатов, полученных в отдельных экспериментах, и отсутствие достаточно высокой значимости эффекта.

В [7.3] считается установленным существование $K^*(1680)$ -резонанса (ранее в [7.2] назывался $K^*(1790)$) с $\langle M \rangle = 1714 \pm 20$ МэВ/с², $\langle \Gamma \rangle = 323 \pm 110$ МэВ/с², $I(J^P) = 1/2(1^-)$. Указания на широкий $K^*(1680)$ -резонанс (как и на $K^*(1650)$, $K_1(1650)$) были получены в квазидвухчастичных реакциях, выделенных по малым переданным импульсам от первичного К-мезона резонансу. При этом большей частью изучались фрагментационные процессы с ограниченной неупругостью.

Средние значения коэффициента неупругости повышаются с ростом множественности вторичных частиц в процессах (см., например, [11]).

В π^- -взаимодействиях при 16 ГэВ/с изучались четырёхлучевые события с зарегистрированными K_S^0 или Λ -частицами. Аномально узкая структура $K(1627)$ наиболее эффективно проявляется в $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -системе, в процессах с множественностью ≥ 4 (если считать наблюдаемую структуру в трёхчастичной системе за одну частицу). Процессы с образованием $K(1627)$ выделяются большими переданными импульсами, большой неупругостью.

В других экспериментах резонансные состояния $K\pi\pi$ -систем в основном изучались в квазидвухчастичных реакциях. В среднем эти процессы должны характеризоваться меньшей неупругостью с относительно небольшой частью событий повышенной неупругости. Если $K(1627)$ образуется в этих событиях, его проявление должно быть слабым на фоне периферических процессов. В спектрах масс $K\pi\pi$ -систем из отдельных экспериментов, например [12], можно заметить небольшие узкие выбросы в области массы $K(1627)$.

2. По материалам опубликованных работ в различных экспериментах был предпринят компилятивный анализ спектров эффективных масс $K\pi\pi$ -систем, в которых изучались резонансные состояния частиц. Компилировались спектры из работ, на которые ссылаются в Review of Particle Properties [7]. Компиляции проводились по отдельным каналам реакций. В суммарные спектры включались все спектры масс $K\pi\pi$ -систем, полученные при изучении этих каналов реакций, из экспериментов, указанных в [7], выполненных методикой водородных пузырьковых камер (установок с 4 π -геометрией) при различных энергиях взаимодействующих частиц. Средние веса событий в камерных работах, на которые ссылаются в [7], примерно одинаковы и близки к единице ($\langle W \rangle \approx 1,13$). Это даёт возможность складывать отдельные гистограммы

и делать приблизительную статистическую оценку наблюдаемых выбросов в интервалах суммарного спектра.

В [7] указаны три процесса, изучавшиеся ранее в ряде экспериментов по поиску резонансных состояний в $K\pi\pi$ -системах. Эти процессы являются реакциями с нуклонной перезарядкой. Зарядово-обменные каналы изучались более интенсивно потому, что при поиске резонансных состояний в этих реакциях исключались проблемы дифракционного фона и эффекта Декка.

Одним из этих процессов является эксклюзивный канал реакции с перезарядкой нуклона $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- n$. Эксперименты выполнены при импульсах первичных K^- -мезонов от 3,9 ГэВ/с до 16,0 ГэВ/с. Суммарный спектр (рис. 8а) построен по результатам всех 11 камерных экспериментов [13], указанных в [7.1,7.2], для области эффективных масс $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$ -системы 1,3+1,9 ГэВ/с². Шаг в компилятивном спектре приведен к 20 МэВ/с². Тестом корректности проведенной компиляции может быть репер $K_2^*(1430)$ -резонанса. В области масс 1620+1660 МэВ/с² наблюдается узкий выброс, справа от него - область масс известных широких резонансов [7]. Превышение выброса над фоном в соседних симметричных боковых интервалах по 40 МэВ/с² близко к трём стандартным отклонениям.

Построен компилятивный спектр эффективных масс $K^0 \pi^+ \pi^-$, $K^+ \pi^- \pi^0$ -систем из реакций $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0 \pi^+ \pi^-$, $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^+ \pi^- \pi^0$ (рис. 8б) по результатам всех 4 камерных экспериментов [14], на которые ссылаются в [7.1,7.2]. Импульсы первичных π^- -мезонов охватывают интервал 3,8+6,0 ГэВ/с. В области массы $K_2^*(1430)$ -резонанса есть максимум, в

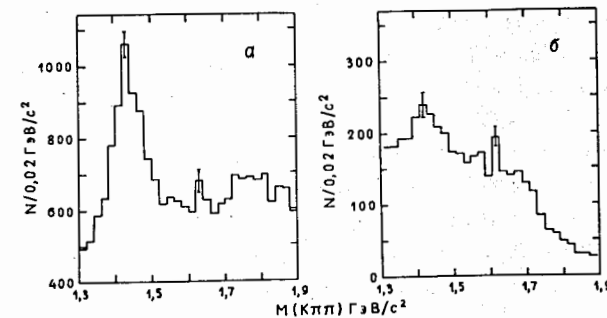


Рис. 8. Компилятивные спектры эффективных масс $K\pi\pi$ -систем: а) $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$ из реакции $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- n$ при импульсах первичных K^- -мезонов в интервале 3,9+16,0 ГэВ/с [13]. б) $K^0 \pi^+ \pi^- + K^+ \pi^- \pi^0$ из реакций $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0 \pi^+ \pi^-$, $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^+ \pi^- \pi^0$ при импульсах первичных π^- -мезонов в интервале 3,8+6,0 ГэВ/с [14]

области $1610+1630 \text{ МэВ/с}^2$ наблюдается узкий выброс. Превышение выброса над фоном в соседних симметричных боковых интервалах по 20 МэВ/с^2 близко к четырём стандартным отклонениям.

В компилятивных спектрах проявляется узкий выброс в области массы $K(1627)$. В [7.3] ссылок на новые камерные эксперименты по изучению $K\pi\pi$ -систем в рассмотренных процессах нет.

В π^-p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с качественно отмечено, что с уменьшением экспериментального разрешения эффективных масс систем в области структуры уменьшается и её экспериментальная ширина. В компилятивном спектре, показанном на рис. 8а, интервал, в котором проявляется структура, 40 МэВ/с^2 ; в спектре на рис. 8б - 20 МэВ/с^2 . Эксперименты, вошедшие в компиляцию, выполнены с помощью двухметровой водородной пузырьковой камеры ЦЕРН и водородных камер приблизительно того же размера. Энергии первичных частиц здесь ниже, чем в π^-p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с . Импульсы вторичных частиц меньше, точность измерений выше, структура проявляется в более узком интервале. Полученные в компилятивных спектрах результаты, по крайней мере, не противоречат указанию на существование $K(1627)$ -мезона с аномально узкой шириной.

3. В отличие от камерных экспериментов, выполненных на установках с 4π -геометрией, компиляция спектров масс, полученных в электронных экспериментах, проблематична из-за сильно отличающихся по величине весов событий, связанных с акцептансом различных установок. Регистрация вторичных частиц в ограниченном переднем конусе, как показано выше, приводит к потере части событий из процессов с большими переданными импульсами. В [7] указаны три электронных эксперимента по исследованию резонансных состояний в $\bar{K}^0\pi^+\pi^-$ -системе из реакции с перезарядкой нуклона $K^-p \rightarrow \bar{K}^0\pi^+\pi^-p$, рассмотренной в компиляциях. Эксперименты выполнены на спектрометрах с ограниченным акцептансом.

В эксперименте на BNL-спектрометре [15] при импульсах первичных K^- -мезонов 6 ГэВ/с наблюдается широкая структура в области 1400 МэВ/с^2 спектра эффективных масс $\bar{K}^0\pi^+\pi^-$ -системы. В интервале $1650+1700 \text{ МэВ/с}^2$ проявляется небольшая узкая структура, отмеченная авторами [15]. Парциально-волновой анализ проводился для событий с ограничением $t'(K^-\bar{K}^0\pi^+\pi^-) < 0,2 \text{ (ГэВ/с)}^2$, изучалось образование широких резонансов во фрагментационных процессах.

В эксперименте на LASS-спектрометре [16] при импульсах первичных K^- -мезонов 11 ГэВ/с наблюдаются широкие структуры в области 1400 МэВ/с^2 и 1800 МэВ/с^2 спектра масс $\bar{K}^0\pi^+\pi^-$ -системы. Не видно явной узкой структуры в интервале $1600+1700 \text{ МэВ/с}^2$. Возможно, это связано с особенностями экспериментальной установки, выборкой ре-

гистрируемых событий. Парциально-волновой анализ проводился для событий с ограничением $t'(K^-\bar{K}^0\pi^+\pi^-) < 0,3 \text{ (ГэВ/с)}^2$, изучалось образование широких резонансов во фрагментационных процессах. При выполнении парциально-волнового анализа в этом эксперименте было получено указание на существование широкого резонанса с $M = 1735 \pm 10 \pm 20 \text{ МэВ/с}^2$ и $\Gamma = 423 \pm 18 \pm 30 \text{ МэВ/с}^2$, позже названного $K^*(1680)$.

В эксперименте, выполненном на широкоапертурном OMEGA-спектрометре ЦЕРН [17] при импульсах первичных K^- -мезонов 10 ГэВ/с , в спектре масс $\bar{K}^0\pi^+\pi^-$ -системы (рис. 9) наблюдаются широкие структуры

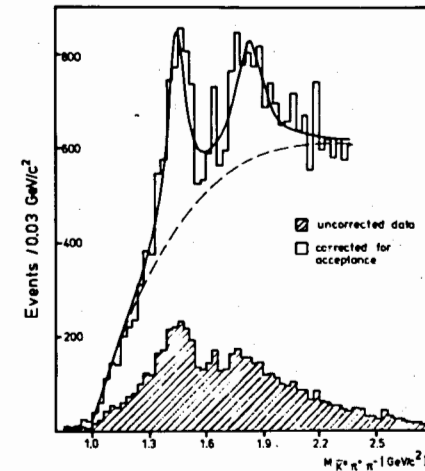


Рис. 9. Спектр эффективных масс $\bar{K}^0\pi^+\pi^-$ из реакции $K^-p \rightarrow \bar{K}^0\pi^+\pi^-p$ при 10 ГэВ/с в эксперименте на OMEGA-спектрометре [17]

в области 1400 МэВ/с^2 и 1800 МэВ/с^2 . В интервале $1600+1660 \text{ МэВ/с}^2$, соответствующем области массы $K(1627)$, наблюдается узкая структура. Превышение выброса в области структуры над фоном в соседних симметричных боковых интервалах по 60 МэВ/с^2 более трёх стандартных отклонений. Из показанных в [17] результатов следует, что среди зарегистрированных событий с $M(\bar{K}^0\pi^+\pi^-) < 2 \text{ ГэВ/с}^2$ около 10% имели $t'(p-p) \geq 0,8 \text{ (ГэВ/с)}^2$. Можно предполагать, что узкая структура проявилась именно в этой части событий на фоне фрагментационных процессов. При выполнении парциально-волнового анализа проявились состояния $J^P=2^+$ и $J^P=3^-$, соответствующие широким резонансам $K_2^*(1430)$ и $K_3^*(1780)$. Наблюдение известных резонансов можно рассматривать как тест корректности эксперимента и его обработки. Парциально-волновой анализ в [17], видимо в предположении широких резонансов, проводился с шагом 100 МэВ/с^2 . Возможно, поэтому узкая

структура в интервале $1600+1660$ МэВ/с² спектра масс $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$ не проявилась достаточно отчетливо в каком-либо отдельном состоянии J^P .

В [7] ссылок на другие электронные эксперименты по изучению резонансных состояний $K\pi\pi$ -систем в недифракционных процессах адронных взаимодействий нет. Результаты рассмотренных электронных экспериментов не противоречат указанию на существование $K(1627)$ -мезона.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. В π^-p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с изучались четырехлучевые события с зарегистрированными K_S^0, Λ -частицами. В шести спектрах эффективных масс систем K -мезона с π -мезонами с разной степенью достоверности проявляется узкая структура с параметрами, полученными при обработке суммарного спектра: $M = 1627 \pm 4$ МэВ/с², $\Gamma = 12_{-12}^{+14}$ МэВ/с², $\sigma = 48 \pm 10$ мкб. На основании полученного указания о нефрагментационном характере образования структуры введены ограничения на отбор комбинаций в спектр масс. В интервале структуры суммарного спектра масс с ограничениями наблюдается более 10 стандартных отклонений над фоном в соседних симметричных боковых интервалах того же размера. Вероятность такой случайной статистической флуктуации оценена как $5 \cdot 10^{-10}$. Структура образуется в процессах с нуклонной перезарядкой. Влияния кинематических отражений известных физических эффектов на проявление структуры не найдено. Сделано предположение о существовании странного мезона с массой 1627 МэВ/с² и аномально узкой шириной.

2. При анализе процессов со статистически наиболее значимой схемой распада $K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ найдена особенность, отличающая события из интервала структуры и указывающая на большую неупругость процессов с $K(1627)$. Вероятность случайного проявления особенности составляет $6 \cdot 10^{-6}$. Проявление особенности дополнительно указывает на существование физического эффекта в области структуры. Показано, что $K(1627)$ образуется в процессах с большими переданными импульсами, в столкновениях с большой неупругостью.

3. В π^-p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с структура наиболее эффективно проявляется в системе $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ в процессах с большой множественностью вторичных частиц. В других экспериментах резонансные состояния $K\pi\pi$ -систем в основном изучались в квазидвухчастичных реакциях. В среднем такие процессы должны характеризоваться меньшей неупругостью с относительно небольшой частью событий повышенной неупругости. Если $K(1627)$ образуется в этих событиях, его проявление

должно быть слабым на фоне периферических процессов. В спектрах масс $K\pi\pi$ -систем из отдельных экспериментов наблюдаются небольшие узкие выбросы в области массы $K(1627)$.

В компилятивных спектрах масс, составленных по результатам камерных работ на установках с 4 π -геометрией, проявляется узкий выброс, соответствующий массе изучаемой структуры.

В электронных экспериментах $K\pi\pi$ -системы изучались на спектрометрах с ограниченным аксептансом. Ограниченный передний конус регистрации вторичных частиц приводит к потере части событий в процессах с большими переданными импульсами, в столкновениях с большой неупругостью. В спектре масс $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$ -системы из эксперимента на широкоапертурном OMEGA-спектрометре [17] проявился узкий выброс в области массы $K(1627)$. Парциально-волновой анализ, видимо в предположении широких резонансов, проводился с большим шагом. При изучении $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$ -системы в экспериментах на BNL-и LASS-спектрометрах [15,16] дополнительно вводились ограничения по t' , исследовалось образование широких резонансов во фрагментационных процессах.

Анализ результатов опубликованных работ, выполненных в различных экспериментах, не противоречит полученному в π^-p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с указанию на существование странного мезона с массой 1627 МэВ/с² и аномально узкой шириной, образующегося в процессах с большими переданными импульсами.

Изучение широких резонансных состояний в периферических процессах, отсутствие работ с большой статистикой по изучению $K\pi\pi$ -систем в процессах с большими переданными импульсами, в столкновениях с большой неупругостью представляется основной причиной того, что аномально узкая мезонная структура $K(1627)$ могла остаться незарегистрированной ранее в других экспериментах.

4. В теоретических работах, например [18], обсуждалось существование экзотических многокварковых, гибридных (с глюонами) состояний адронов.

Интерпретация $K(1627)$, возможно, связана с возбуждениями внутренних цветовых степеней свободы, при которых в адронных взаимодействиях формируются экзотические кварковые или кварк-глюонные состояния. Сложная цветовая структура экзотических адронов может приводить к особенностям в их динамических свойствах, отличающим их от известных адронных состояний. Такими особенностями могут быть аномально узкие ширины или необычные механизмы образования [1]. Обе эти особенности наблюдаются у $K(1627)$.

В некоторых работах, например [19+21], обсуждался поиск экзотических мезонов в процессах с большими переданными импульсами,

обусловленных барионным обменом. Приводятся аргументы, связанные с правилами сумм в КХД, из которых следует, что в подобных процессах, в частности, в многочастичных адронных реакциях [21], бозонная система будет обогащена кварк-антикварк-глюонными состояниями. Поэтому образование экзотических состояний в таких процессах должно быть более эффективным, сечения сопоставимы с сечениями образования обычных резонансов.

Интерпретация K(1627) требует продолжения исследований.

Авторы благодарят ЦЕРН за предоставленную возможность обработки фотоснимков облучения π^- -мезонами при 16 ГэВ/с двухметровой водородной пузырьковой камеры. За полезные обсуждения на разных этапах работы авторы признательны Н.С.Ангелову, В.С.Барашенкову, Ф.А.Гарееву, И.М.Граменицкому, Д.И.Дьяконову, А.Л.Любимову.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландсберг Л.Г., ЯФ, 1994, Т. 57, С. 47; УФН, 1994, Т. 164, С. 1129.
2. Amirzadeh J. et al., Phys.Lett., 1979, V.B89, P.125; Kinson J.V. et al., Toronto Conf., 1980, P.263.
3. Karnaukhov V.M. et al., Phys.Lett., 1992, V.B281, P.148; Карнаухов В.М., Сообщение ОИЯИ, P1-93-375, Дубна, 1993; Карнаухов В.М. и др., ЯФ, 1994, Т. 57, С. 841; Карнаухов В.М., Кока К., Мороз В.И., ЯФ, 1995, Т. 58, С. 860.
4. Карнаухов В.М., Кока К., Мороз В.И., Сообщение ОИЯИ, P1-87-559, Дубна, 1987.
5. Karnaukhov V.M., Moroz V.I., Coca S., Preprint IAP, HE-126-1994, Bucharest, 1994; Intern. Conf. on High Energy Physics, GLS 0965, Glasgow, 1994; Карнаухов В.М., Кока К., Мороз В.И., Сообщение ОИЯИ, P1-95-187, Дубна, 1995.
6. Карнаухов В.М., Сообщение ОИЯИ, P1-95-293, Дубна, 1995.
7. Particle Data Group, Review of Particle Properties, 7.1 Phys.Lett., 1982, V.B111, P.1; 7.2 Phys.Lett., 1986, V.B170, P.1; 7.3 Phys.Rev., 1994, V.D50, P.1179.
8. Eadie W.T. et al., Statistical methods in experimental physics, North-Holland, Amsterdam, 1971.
9. Ghidini B. et al., Nucl.Phys., 1976, V.B111, P.189.
10. Morrison D.R.O., CERN/D.Ph.II/Phys 72-19, 1972.
11. Абдурахимов А.У. и др., ЯФ, 1974, Т. 20, С. 954.

12. Bingham H.H. et al., Nucl.Phys., 1972, V.B48, P.589. Charriere G. et al., Nucl.Phys., 1973, V.B51, P.317. De Jongh G. et al., Nucl.Phys., 1973, V.B58, P.110. Chien C.Y. et al., Nucl.Phys., 1976, V.B106, P.355.
13. Schweingruber F. et al., Phys.Rev., 1968, V.166, P.1317. Colley D.C. et al., Nuovo Cim., 1969, V.A59, P.519. Aguilar-Benitez M. et al., Phys.Rev., 1971, V.D4, P.2583. Aguilar-Benitez M. et al., Phys.Rev.Lett., 1973, V.30, P.672. Spiro M. et al., Phys.Lett., 1976, V.B60, P.389. Grassler H. et al., Nucl.Phys., 1977, V.B125, P.189. Jongejans B. et al., Nucl.Phys., 1978, V.B139, P.383. Baubillier M. et al., Nucl.Phys., 1982, V.B202, P.21.
14. Dahl O.I. et al., Phys.Rev., 1967, V.163, P.1377. Crennell D.J. et al., Phys.Rev., 1972, V.D6, P.1220. Rodeback S. et al., Z.Phys., 1981, V.C9, P.9.
15. Etkin A. et al., Phys.Rev., 1980, V.D22, P.42.
16. Aston D. et al., Nucl.Phys., 1987, V.B292, P.693.
17. Beusch W. et al., Phys.Lett., 1978, V.B74, P.282.
18. Hogaasen H., Sorba P., Nucl.Phys., 1978, V.B145, P.119. De Grombrugge M. et al., Nucl.Phys., 1979, V.B156, P.347. Gignoux C. et al., Phys.Lett., 1987, V.B193, P.323. Lipkin H.J., Phys.Lett., 1987, V.B195, P.484. Brodsky S.J., Preprint SLAC-PUB-5529, Stanford, 1991.
19. Rosner J.L., Phys.Rev.Lett., 1968, V.21, P.950.
20. Jacob M., Weyers J., Nuovo Cimento, 1970, V.A69, P.521.
21. Балицкий Я.Я., Дьяконов Д.И., Юнг А.В., ЯФ, 1982, Т. 35, С. 1300.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 марта 1996 года.