



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-169

P1-98-169

В.М.Карнаухов, К.Кока¹, В.И.Мороз

АНАЛИЗ ЭКЗОТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ
 $K(1630) \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$

¹Институт атомной физики, Бухарест, Румыния

1998

1. На базе экспериментальных данных с двухметровой водородной пузырьковой камеры *CERN* в π^-p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с в спектре эффективных масс $K_s^0\pi^+\pi^-$ из четырёхлучевых событий с одним зарегистрированным K_s^0 -мезоном получено указание на существование узкой структуры с $M \approx 1,63$ ГэВ/с². Наблюдаются особенности угловых распределений, отличающие группу событий из интервала структуры, указывающие на механизм процессов с образованием $K(1630)$ [1,2].

Нет противоречия тому, что структура образуется в сопровождении π^- -мезона. На рис. 1 показан спектр масс $K_s^0\pi^+\pi^-$ в предположении

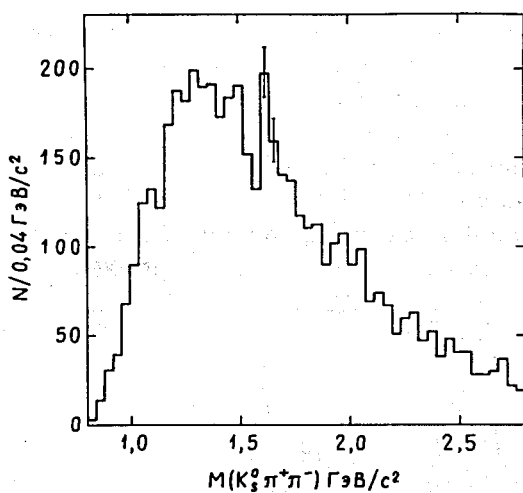
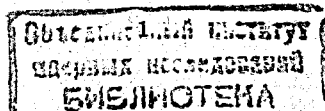


Рис. 1. Распределение взвешенных комбинаций по эффективным массам $K_s^0\pi^+\pi^-$ -системы

того, что сопровождающая образование любой комбинации $K_s^0\pi^+\pi^-$ отрицательная частица является π^- -мезоном (с учётом оценки по ионизации):

$$\pi^-_I p_I \rightarrow (K_s^0 \pi^+_1 \pi^-_1) h^+_2 \pi^-_2 X^0, \quad (1)$$

где π^-_I, p_I - первичные взаимодействующие частицы, π^+_1, π^-_1 - вторичные заряженные частицы, входящие в любую рассматриваемую комбинацию $K_s^0\pi^+\pi^-$, h^+_2, π^-_2 - вторичные заряженные частицы, сопровождающие образование системы (рассматриваемой комбинации), X^0 - вторичные нейтральные частицы, не зарегистрированные в камере.



В интервале структуры 1600-1680 МэВ/с² (рис. 1) превышение составляет 75,6 комбинаций над средним взвешенным количеством комбинаций 282,1 ± 11,9 в соседних симметричных боковых интервалах по 80 МэВ/с². Комбинаторный фон (отношение количества комбинаций к числу событий) в области структуры равен 1,12, среднее экспериментальное разрешение по эффективной массе составляет 14 ± 1 МэВ/с².

2. Сопровождающий образование структуры π₂⁻-мезон (частица, тождественная налетающей) в основном направлен в полусферу мишени в с.ц.м. π⁻p-взаимодействий и имеет большие четырёхмерные импульсы, переданные от налетающего π⁻-мезона [2]. Для выделения процессов с образованием K(1630) можно ввести ограничения

$$x_F(\pi_2^-) < 0,02 \quad , \quad t'(\pi_1^- \rightarrow \pi_2^-) \geq 0,8(\text{ГэВ}/c)^2 \quad , \quad (2)$$

где x_F - переменная Фейнмана, $t' = |t - t_{\min}|$, t - квадрат четырёхмерного переданного импульса. Спектр эффективных масс $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ с ограничениями (2) показан на рис. 2. Превышение в интервале структуры 1600-1680 МэВ/с² составляет 77,3 комбинаций над средним взвешенным количеством комбинаций 94,3 ± 6,9 в соседних симметричных боковых интервалах по 80 МэВ/с².

Методом наименьших квадратов проведена аппроксимация участков спектра масс на рис. 2 (симметричных относительно пика)

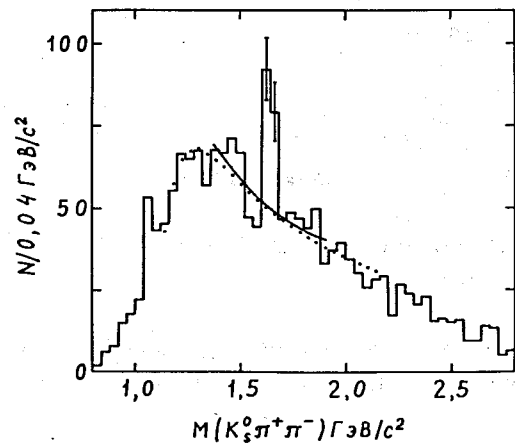


Рис. 2. Распределение взвешенных комбинаций по эффективным массам $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -системы с ограничениями (2). Сплошной линией показана аппроксимация функцией (3) участка спектра 1,36-1,92 ГэВ/с² без интервала 1,60-1,68 ГэВ/с², точками показана аппроксимация функцией (4) участка спектра 1,12-2,16 ГэВ/с² без интервала 1,60-1,68 ГэВ/с²

функциями

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

$$BG(M) = (M - M_{sum})^{C(3)} \cdot (C(1) \cdot M + C(2) \cdot M^2) \quad (4)$$

где M - эффективная масса, M_{sum} - сумма масс K_s^0 , π^+ , π^- , $C(i)$ - подбираемые параметры.

Аппроксимация функцией (3) участка спектра 1360-1920 МэВ/с² характеризуется значениями $\chi^2(11)=33.26$, $CL=0.0005$. Аппроксимация участка без интервала 1600-1680 МэВ/с² (показана на рис. 2 сплошной линией) приводит к $\chi^2(9)=9.43$, $CL=0.40$.

Аппроксимация функцией (4) участка спектра 1120-2160 МэВ/с² характеризуется значениями $\chi^2(23)=44.13$, $CL=0.005$. Аппроксимация участка без интервала 1600-1680 МэВ/с² (показана на рис. 2 точками) приводит к $\chi^2(21)=14.83$, $CL=0.83$. В этом случае 72.7 комбинаций в пике над фоном, фон - 98,9 комбинаций. В предположении нулевой гипотезы (в интервале 1600-1680 МэВ/с² нет реального физического эффекта [3]) количество стандартных отклонений в пике над фоном равно 7,3, отношение сигнал/фон - 0,74.

3. В лабораторной системе для выделения процессов с большой неупругостью можно использовать значения импульса частицы, тождественной налетающей, или угла отклонения её направления от направления пучка [2]. Структура образуется в процессах, где

$$p(\pi_2^-) < 1800 \text{ МэВ}/c \quad , \quad (5)$$

$$\Theta(\pi_1^-, \pi_2^-) \geq 0,24 \text{ рад} \quad (6)$$

Ограничения (5), (6) выделяют из всего спектра на рис. 1 94% (из интервала структуры 95%) тех же самых комбинаций, что и ограничения (2). Фильтрацию событий в лабораторной системе можно использовать при постановке целевого электронного эксперимента. Введение ограничения (5) на отбор комбинаций в спектр масс на рис. 1 уменьшает фон в области структуры на 48%, введение ограничения (6) уменьшает фон на 62%, использование обоих ограничений снижает фон в области структуры на 68% [2]. Спектр эффективных масс $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ с ограничениями (5), (6) показан на рис. 3а. Превышение в интервале структуры 1600-1680 МэВ/с² составляет 78,8 комбинаций над средним взвешенным количеством комбинаций 90,0 ± 6,7 в соседних симметричных боковых интервалах по 80 МэВ/с².

Аппроксимация функцией (3) участка спектра 1360-1920 МэВ/с² характеризуется значениями $\chi^2(11)=39.88$, $CL=0.00004$. Аппрокси-

мация участка без интервала 1600-1680 МэВ/c² (показана на рис. 3а сплошной линией) приводит к $\chi^2(9)=13,55$, $CL=0,14$.

Аппроксимация функцией (4) участка спектра 1120-2160 МэВ/c² характеризуется значениями $\chi^2(23)=46,16$, $CL=0,003$. Аппроксимация участка без интервала 1600-1680 МэВ/c² (показана на рис. 3а точками) приводит к $\chi^2(21)=16,22$, $CL=0,76$. В этом случае 72,5 комбинаций в пике над фоном, фон - 96,3 комбинаций. В предположении нулевой гипотезы [3] количество стандартных отклонений в пике над фоном равно 7,4, отношение сигнал/фон - 0,75.

Спектр масс $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ (рис. 1) с ограничениями $p(\pi_2^-) \geq 1800$ МэВ/c и $\Theta(\pi_1^-, \pi_2^-) < 0,24$ рад, противоположными ограничениям (5), (6), показан на рис. 3б. Выброс в интервале 1600-1680 МэВ/c² не проявляется. Если это распределение рассматривать как фоновое по отношению к распределению на рис. 3а и нормировать его по площади [2], количество стандартных отклонений в области структуры из распределения с ограничениями (5), (6) над фоном равно 8,3, отношение сигнал/фон - 0,9.

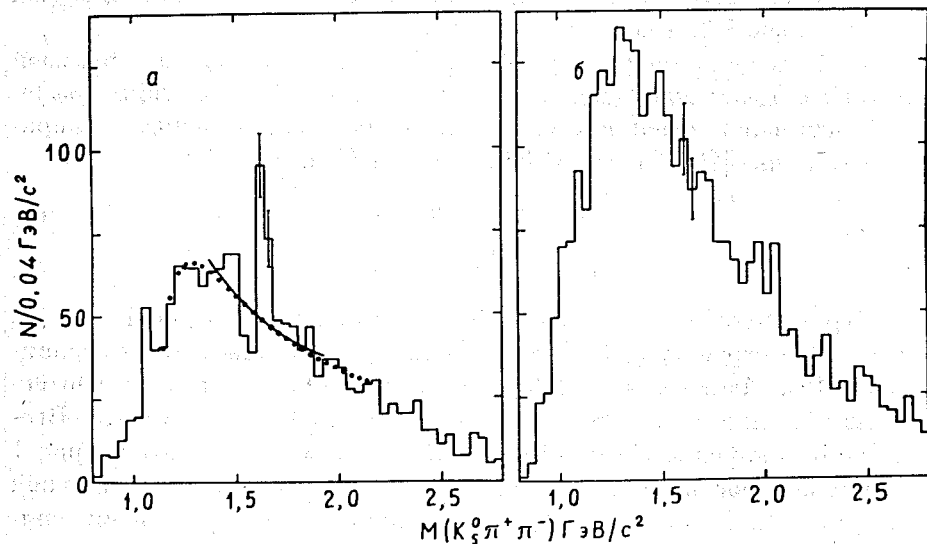


Рис. 3. Распределения взвешенных комбинаций по эффективным массам $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -системы: 3а) с ограничениями (5), (6); 3б) с ограничениями, противоположными ограничениям (5), (6) (см. текст). На рис. 3а сплошной линией показана аппроксимация функцией (3) участка спектра 1,36-1,92 ГэВ/c² без интервала 1,60-1,68 ГэВ/c², точками показана аппроксимация функцией (4) участка спектра 1,12-2,16 ГэВ/c² без интервала 1,60-1,68 ГэВ/c²

4. Указаний на каскадный распад $K(1630)$ не найдено.

В [1,2] для событий из интервала структуры по сравнению с другими интервалами спектра масс на рис. 1 отмечена особенность распределения величины $\delta\Theta_T$

$$\delta\Theta_T = \Theta_T(K_s^0 \pi_1^-, \pi_1^+) - \Theta_T(K_s^0 \pi_1^+, \pi_1^-), \quad (7)$$

где $\Theta_T(K_s^0 \pi_1^-, \pi_1^+)$ - угол между поперечными импульсами системы $K_s^0 \pi_1^-$ и π_1^+ -мезона, $\Theta_T(K_s^0 \pi_1^+, \pi_1^-)$ - угол между поперечными импульсами системы $K_s^0 \pi_1^+$ и π_1^- -мезона, π_1^+ , π_1^- - заряженные частицы, входящие в рассматриваемую комбинацию из спектра масс. В большей части комбинаций из интервала масс структуры $\delta\Theta_T < 0$. Особенность проявляется в распределении коэффициента асимметрии $A = (B - F)/(B + F)$ по интервалам спектра масс $K_s^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ -системы, где F - количество комбинаций с $\delta\Theta_T \geq 0$, B - с $\delta\Theta_T < 0$.

Если $K(1630)$ - физический эффект, и ограничения (5), (6) (использующие особенность процессов с образованием структуры) исключают из интервала структуры спектра масс $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ на рис. 1 фоновые комбинации, для оставшихся комбинаций в интервале структуры спектра с этими ограничениями (рис. 3а) должна наблюдаться особенность в распределении углов между поперечными импульсами продуктов распада $K(1630)$, зарегистрированная ранее [1,2] и кинематически не скоррелированная с особенностью процессов.

Действительно, значение величины A в интервале структуры 1600-1680 МэВ/c² выделяется из общего распределения (рис. 4а), построенного для комбинаций из спектра масс на рис. 3а. Отклонение величины A в интервале структуры от средней взвешенной величины A , вычисленной по соседним симметричным боковым интервалам того же размера, для распределения на рис. 4а характеризуется значениями $\chi^2(1)=10,13$, $CL=0,001$; для распределения на рис. 4б - $\chi^2(1)=0,98$, $CL=0,32$.

Следовательно, ограничения (5), (6), использующие особенность процессов с образованием структуры, исключают из интервала 1600-1680 МэВ/c² спектра масс $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ на рис. 1 в основном фоновые комбинации. В большей части комбинаций из интервала масс структуры в спектре на рис. 3а по сравнению с другими интервалами спектра угол между поперечными импульсами системы $K_s^0 \pi_1^+$ и π_1^- -мезона больше, чем угол между поперечными импульсами системы $K_s^0 \pi_1^-$ и π_1^+ -мезона. Возможно, проявляется внутренняя кластеризация $K(1630)$ и угловой момент между кластерами.

Чувствительно к разделению структуры на две разные части и распределение по величине δM_T

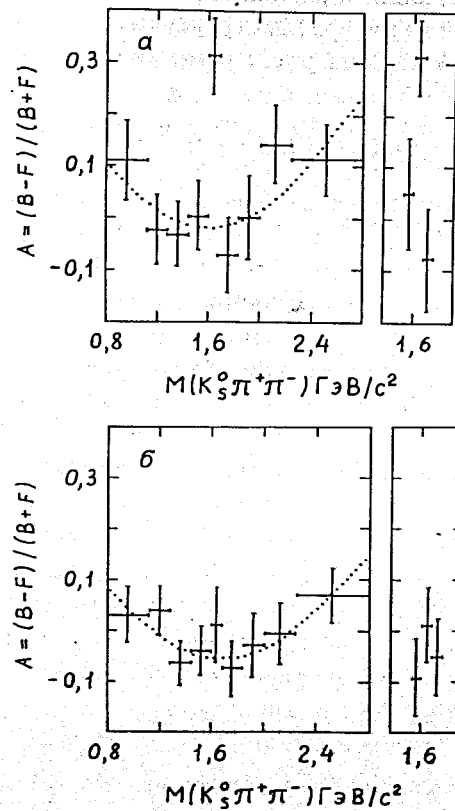


Рис. 4. Распределения величины $A = (B - F)/(B + F)$ по интервалам спектра масс $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -системы, где F - количество комбинаций с $\delta\Theta_T \geq 0$, B - с $\delta\Theta_T < 0$ (см. текст). 4а) распределение для событий из спектра на рис. 3а, 4б) распределение для событий из спектра на рис. 3б. Пунктир - аппроксимация распределений без интервала 1,60-1,68 ГэВ/с² функцией (3). Показаны фрагменты распределений для интервала структуры и соседних симметричных боковых интервалов того же размера

$$\delta M_T = [M_T(K_s^0 \pi_1^-) + M_T(\pi_1^+)] - [M_T(K_s^0 \pi_1^+) + M_T(\pi_1^-)], \quad (8)$$

где $M_T = (M^2 + p_T^2)^{1/2}$ - поперечная масса. В большей части комбинаций из интервала масс структуры по сравнению с другими интервалами спектра на рис. 3а сумма поперечных масс $K_s^0 \pi_1^+$ и π_1^- больше

суммы поперечных масс $K_s^0 \pi_1^-$ и π_1^+ . Отклонение коэффициента асимметрии $A = (B - F)/(B + F)$ (где F - количество взвешенных комбинаций с $\delta M_T \geq 0$, B - с $\delta M_T < 0$) в области структуры от средней взвешенной величины A , вычисленной по соседним симметричным боковым интервалам того же размера, характеризуется значениями $\chi^2(1) = 5.13$, $CL = 0.02$.

На рис. 5а, 5б показаны распределения коэффициента асимметрии A по интервалам спектров масс на рис. 3а, 3б соответственно. F - количество взвешенных комбинаций с $\delta\Theta_T \geq 0$ и $\delta M_T \geq 0$, B - количество взвешенных комбинаций с $\delta\Theta_T < 0$ и $\delta M_T < 0$. Аппроксимация функцией (3) распределения на рис. 5а без интервала и с интервалом структуры характеризуется, соответственно, значениями $\chi^2(5) = 4.13$, $CL = 0.53$ и $\chi^2(6) = 27.88$, $CL = 9 \times 10^{-5}$. Аппроксимация функцией (3) аналогичного распределения на рис. 5б приводит к значениям $\chi^2(5) = 1.02$, $CL = 0.96$ (без интервала структуры) и $\chi^2(6) = 2.97$, $CL = 0.81$ (с интервалом структуры). Отклонение величины A в интервале структуры от средней взвешенной величины A , вычисленной по соседним симметричным боковым интервалам того же размера, характеризуется значениями $\chi^2(1) = 16.83$, $CL = 4 \times 10^{-5}$ для распределения на рис. 5а и $\chi^2(1) = 1.39$, $CL = 0.24$ для аналогичного распределения на рис. 5б.

Наблюдаемая особенность (рис. 5а) кинематически не скоррелирована с общим количеством событий в интервале масс структуры (рис. 3а) и отличает группу событий из этого интервала.

Нет особенности в распределениях углов разлёта между продуктами распада структуры. Не проявляется статистически значимая особенность в распределениях углов между поперечными импульсами отдельных вторичных частиц, например, $\Theta_T(K_s^0, \pi_1^+) - \Theta_T(K_s^0, \pi_1^-)$. Особенность в распределениях инвариантных величин $\delta\Theta_T$, δM_T , возможно, указывает на то, что структура состоит из двух кластеров $K_s^0 \pi^+$ и π^- , пространственно разделённых между собой центробежным барьером. Похожие модели узких экзотических многокварковых адронных состояний, предсказывающие их кластерную структуру и орбитальный момент между кластерами, изучались в теоретических работах, например в [4]. Согласно этим моделям малая ширина (задержка по времени распада) экзотических многокварковых состояний обусловлена существованием цветных кластеров и центробежного барьера между ними.

5. В предположении резонансного состояния $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ анализировались распределения событий по косинусу угла между нормалью к плоскости распада возможного резонанса в системе покоя резонанса и

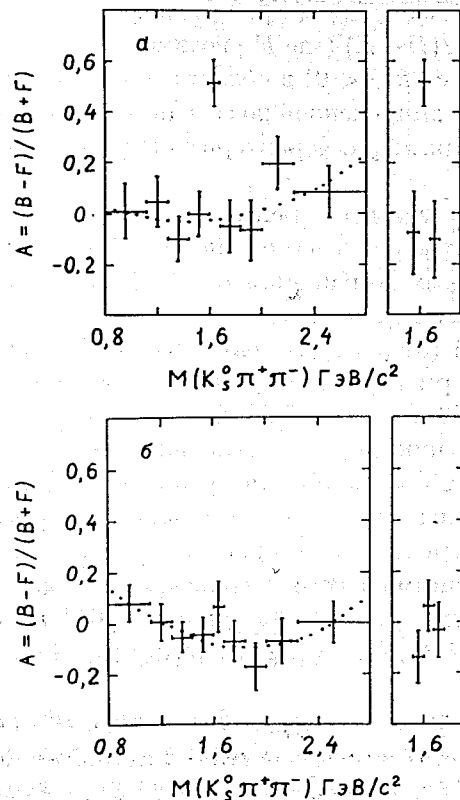


Рис. 5. Распределения величины $A = (B - F)/(B + F)$ по интервалам спектра масс $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -системы, где F - количество комбинаций с $\delta\Theta_T \geq 0$ и $\delta M_T \geq 0$, B - с $\delta\Theta_T < 0$ и $\delta M_T < 0$ (см. текст). 5а) распределение для событий из спектра на рис. 3а, 5б) распределение для событий из спектра на рис. 3б. Пунктир - аппроксимация распределений без интервала 1,60-1,68 $\text{ГэВ}/c^2$ функцией (3). Показаны фрагменты распределений для интервала структуры и соседних симметричных боковых интервалов того же размера

его собственным направлением движения в с.ц.м. $\pi^- p$ -взаимодействий ($\text{Cos}\Theta(\mathbf{n}_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}, \mathbf{p}_{K_s^0 \pi^+ \pi^-})$). Для сильных распадов такие распределения можно описывать суммой полиномов Лежандра чётной степени с максимальной степенью $2J$, где J - спин резонанса [5]. При спине, равном нулю, распределение должно быть изотропным.

На рис. 6 показаны распределения $\text{Cos}\Theta(\mathbf{n}_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}, \mathbf{p}_{K_s^0 \pi^+ \pi^-})$ для событий из интервала структуры 1600-1680 $\text{МэВ}/c^2$ и соседних симме-

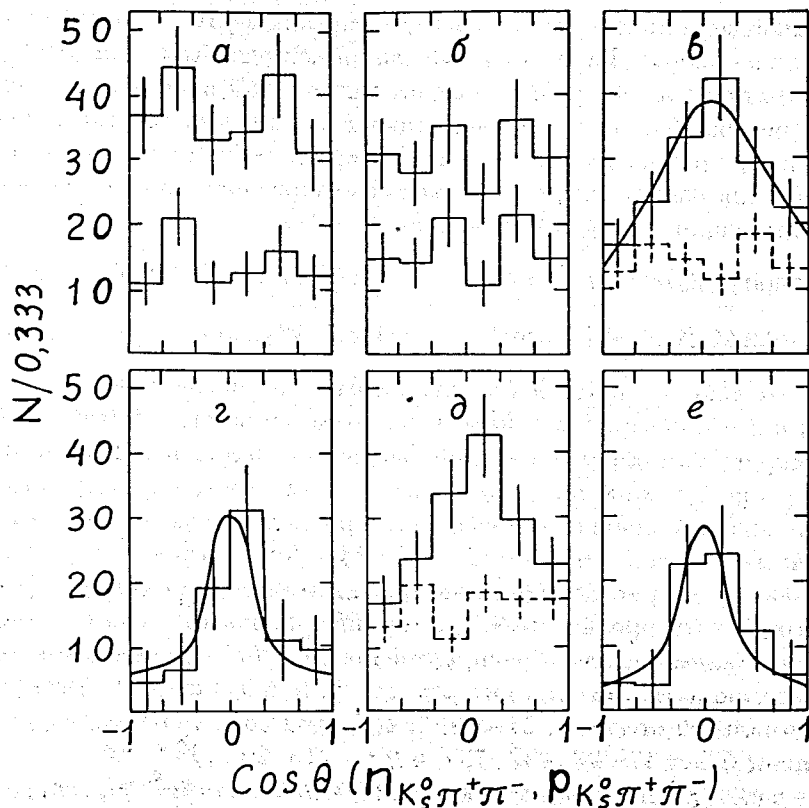


Рис. 6. Распределения по косинусу угла между нормалью к плоскости распада возможного резонанса в системе покоя резонанса и его собственным направлением движения в с.ц.м. $\pi^- p$ -взаимодействий для событий из спектра на рис. 3а: 6а) из интервалов 1,44-1,60, 1,52-1,60 $\text{ГэВ}/c^2$; 6б) из интервалов 1,68-1,84, 1,68-1,76 $\text{ГэВ}/c^2$; 6в) из интервала 1,60-1,68 $\text{ГэВ}/c^2$; штриховая линия - среднее взвешенное распределение из интервалов 1,52-1,60, 1,68-1,76 $\text{ГэВ}/c^2$; 6г) разность распределений, показанных на рис. 6в; 6д) распределение для событий из интервала 1,60-1,68 $\text{ГэВ}/c^2$ спектра на рис. 3а; штриховая линия - распределение для событий из интервала 1,60-1,68 $\text{ГэВ}/c^2$ спектра на рис. 3б, нормированное на количество фоновых комбинаций в области возможного резонанса (см. текст); 6е) разность распределений, показанных на рис. 6д. Показана аппроксимация распределений суммой полиномов Лежандра с максимальной степенью 6 (рис. 6в), с максимальной степенью 4 (рис. 6г, 6е)

тричных боковых интервалов в спектре с ограничениями (5), (6), приведенном на рис. 3а. Распределение для событий из области структуры (рис. 6в) отличается от распределений для событий из боковых интервалов (рис. 6а, 6б), его аппроксимация в предположении изотропии приводит к уровню достоверности $CL = 1\%$. Соответственно, аппроксимация распределений из боковых интервалов в предположении изотропии характеризуется значениями:

1520–1600 МэВ/ c^2 , $CL = 45\%$; 1680–1760 МэВ/ c^2 , $CL = 34\%$;
1440–1600 МэВ/ c^2 , $CL = 58\%$; 1680–1840 МэВ/ c^2 , $CL = 65\%$.

Следовательно, распределения для событий из боковых интервалов близки к изотропным. Особенность распределения для событий из области структуры, возможно, связана со спином резонанса. На рис. 6в, кроме распределения для событий из области структуры, штриховой линией показано среднее взвешенное распределение из соседних симметричных боковых интервалов по 80 МэВ/ c^2 . Разность этих распределений - на рис. 6г. Описание распределения из области структуры (рис. 6в) в предположении изотропии фонового распределения и с вычитанием фонового распределения (рис. 6г), составленного по распределениям из боковых интервалов, суммой полиномов Лежандра с максимальной степенью $2J = 0, 2, 4, 6$ приводит, соответственно, к значениям $CL = 1\%, 1\%, 42\%, 73\%$ и $CL = 3\%, 20\%, 48\%, 29\%$.

Изучаемое распределение для событий из области структуры в спектре с ограничениями (5), (6), показанном на рис. 3а, отличается от распределения для событий из области структуры в спектре на рис. 3б. Последнее распределение более изотропно, уровень достоверности при аппроксимации этого распределения в предположении изотропии $CL = 13\%$. На рис. 6д, кроме распределения для событий из области структуры в спектре на рис. 3а, штриховой линией показано распределение для событий из области структуры на рис. 3б, нормированное на фон из 96,3 событий, оценка которого дана в разделе 3. Разность этих распределений (рис. 6е) описана суммой полиномов Лежандра с максимальной степенью $2J = 0, 2, 4, 6$: соответственно, $CL = 4\%, 40\%, 79\%, 59\%$.

В соответствии со сделанными оценками значение спина возможного резонансного состояния $J > 0$. Такие же результаты (и проявление внутренней кластеризации $K(1630)$) получены при выделении процессов с ограничениями (2).

6. Структура образуется в процессах с большой неупругостью, с большими переданными импульсами. Большая множественность вто-

ричных частиц в процессах (1) уже предполагает большие четырехимпульсы, передаваемые от сталкивающихся частиц вторичным. Вводимые ограничения (5), (6) выделяют процессы с высокими значениями переданных импульсов.

Процессы (1) можно представить как

$$\pi^-_1 p_1 \rightarrow (K^0_s \pi^+_1 \pi^-_1) \pi^-_2 B^+, \quad (9)$$

где барионная система B^+ включает в себя положительно заряженную частицу h^+_2 и нейтральные частицы X^0 , не зарегистрированные в камере. Средние значения величин $t'(\pi^-_1 \rightarrow K^0_s \pi^+_1 \pi^-_1)$, $t'(\pi^-_1 \rightarrow \pi^-_2)$, $t'(p_1 \rightarrow B^+)$ в $(\text{ГэВ}/c)^2$ для событий из интервала структуры в спектрах масс, показанных на рис. 3а и 3б, равны, соответственно

$2,93 \pm 0,27$, $3,69 \pm 0,20$, $3,85 \pm 0,31$ из спектра на рис. 3а;
 $3,64 \pm 0,30$, $1,18 \pm 0,11$, $2,04 \pm 0,19$ из спектра на рис. 3б.

Значения $\langle t'(\pi^-_1 \rightarrow K^0_s \pi^+_1 \pi^-_1) \rangle$ в пределах ошибок мало отличаются. Очевидно большое отличие значений $\langle t'(\pi^-_1 \rightarrow \pi^-_2) \rangle$. Значение $\langle t'(p_1 \rightarrow B^+) \rangle$ для событий из интервала структуры в спектре на рис. 3а существенно выше, чем значение этой величины для событий из интервала структуры в спектре на рис. 3б.

ОБСУЖДЕНИЕ

1. В π^-p -взаимодействиях при 16 ГэВ/ c выделены процессы с узкой структурой в спектре эффективных масс $K^0_s \pi^+ \pi^-$ ($M = 1629 \pm 7 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma = 16^{+19}_{-16} \text{ МэВ}/c^2$ [1]). Найдены особенности кинематических распределений, отличающие группу событий из интервала структуры, связанные, возможно, с механизмом внутренней кластеризации и спином экзотического резонансного состояния. Структура образуется в процессах с большими переданными импульсами, в столкновениях с большой неупругостью.

На этом же экспериментальном материале слабый узкий выброс в области массы $K(1630)$ при больших переданных импульсах отмечен также в спектрах масс систем $K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$, $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^+$, $K^0_s \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ с суммарным электрическим зарядом нуль [1].

Анализ опубликованных работ показал, что в других экспериментах резонансные состояния $Km\pi$ -систем ($m \geq 2$) в основном изучались в периферических взаимодействиях, в процессах с малыми переданными импульсами. В суммарных компилятивных спектрах масс $(K\pi\pi)^0$ -систем, составленных по результатам камерных экспериментов, при

сглаживании статистических шумов проявляется слабый узкий выброс в области $1630 \text{ МэВ}/c^2$ [1].

В теоретических работах, например [6], обсуждался поиск узких экзотических многокварковых и гибридных состояний в процессах с большими переданными импульсами. обусловленных барионным обменом. Предполагается, что образование этих состояний в подобных процессах при относительно невысоких энергиях должно быть более эффективным, сечения сопоставимы с сечениями образования обычных резонансов.

В эксперименте, выполненном на широкоапертурном *OMEGA*-спектрометре *CERN* при импульсах первичных K^- -мезонов $10 \text{ ГэВ}/c$, изучалась реакция $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- n$ [7]. В спектре масс $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$ -системы наблюдается выброс в интервале $1600\text{-}1660 \text{ МэВ}/c^2$. Превышение выброса над фоном более трёх стандартных отклонений. В [7] отмечено, что среди зарегистрированных событий с $M(\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-) < 2 \text{ ГэВ}/c^2$ около 10% имели $t'(p \rightarrow n) \geq 0,8(\text{ГэВ}/c)^2$. Можно предполагать, что узкий выброс в интервале, соответствующем области массы $K(1630)$, проявился именно в этой части событий с большими переданными импульсами (как и в π^-p -взаимодействиях при $16 \text{ ГэВ}/c$) на фоне фрагментационных процессов.

2. Ранее в системах со странными частицами были зарегистрированы две узкие экзотические барионные структуры $N(3520)$ и $\Sigma(3170)$ [8], их особенности схожи с особенностями $K(1630)$.

Барионная структура $N(3520)$ с $M = 3521 \pm 3 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma = 6^{+21}_6 \text{ МэВ}/c^2$ обнаружена в π^-p -взаимодействиях при $16 \text{ ГэВ}/c$ в спектре масс $K_s^0 K^+ p \pi^- \pi^-$ [9]. Наблюдаются особенности кинематических распределений, отличающие группу событий из интервала структуры, связанные с механизмом её образования и распада. В большей части событий из области пика (10 станд. откл.) в с.ц.м. π^-p -взаимодействий система $K_s^0 K^+ p \pi^- \pi^-$ направлена в полусферу первичного π^- -мезона, $\langle t'(p_f \rightarrow K_s^0 K^+ p \pi^- \pi^-) \rangle = 6,3 \pm 0,6 (\text{ГэВ}/c)^2$. Получено указание на квазидвухчастичность процессов с образованием $N(3520)$.

Барионная структура $\Sigma(3170)$ с $M = 3170 \pm 5 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma < 20 \text{ МэВ}/c^2$ обнаружена в двух независимых экспериментах (K^-p -взаимодействия при $6,5$ и $8,25 \text{ ГэВ}/c$) и распадается на $\Sigma K \bar{K} + (\geq) 2\pi, \Lambda K \bar{K} + (\geq) 2\pi, \Xi K + (\geq) 3\pi$ [10]. Структура образуется в квазидвухчастичных процессах, в с.ц.м. K^-p -взаимодействий направлена в полусферу налетающего K^- -мезона; следовательно, также образуется в процессах с большими переданными импульсами.

Интерпретация $K(1630)$, $N(3520)$, $\Sigma(3170)$, возможно, связана с существованием экзотических многокварковых или гибридных состояний. Сложная цветовая структура экзотических адронов может приводить к особенностям в их динамических свойствах, отличающим их от известных адронных состояний [4,6].

3. Для выяснения вопросов, связанных с существованием, свойствами и необычным механизмом образования обсуждаемых и других возможных экзотических структур, необходимы систематические исследования малоизученных процессов с большими переданными импульсами при относительно невысоких энергиях. Углы отклонения вторичных частиц от налетающей первичной частицы в процессах с большими переданными импульсами имеют большие значения в системе покоя мишени [1,9]. Регистрация вторичных частиц в ограниченном переднем конусе в экспериментах на спектрометрах с ограниченным акцептансом может приводить к потере процессов с образованием указанных экзотических структур. Изучение этих процессов возможно на установках с 4π -геометрией или специальной триггерной системой. Для постановки подобных целевых электронных экспериментов, по видимому, можно использовать способ фильтрации событий в лабораторной системе, показанный в работе.

Авторы благодарят *CERN* за предоставленную возможность обработки фотоснимков облучения π^- -мезонами при $16 \text{ ГэВ}/c$ двухметровой водородной пузырьковой камеры. За полезные обсуждения авторы признательны В.Л.Любошицу, В.Н.Печёнову.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Карнаухов В.М., Кока К., Мороз В.И., Сообщение ОИЯИ, P1-95-187, Дубна, 1995; Сообщение ОИЯИ, P1-96-76, Дубна, 1996; ЯФ, 1998, Т.61, С.252.
- [2] Карнаухов В.М., Сообщение ОИЯИ, P1 - 95 - 293, Дубна, 1995.
- [3] Eadie W.T. et al., Statistical methods in experimental physics, North-Holland, Amsterdam, 1971.
- [4] Chan Hong-Mo, Hogaasen H., Phys.Lett., 1977, V.B72, P.121; Chan Hong-Mo et al., Phys.Lett., 1978, V.B76, P.634; Hogaasen H., Sorba P., Nucl.Phys., 1978, V.B145, P.119; De Grombrugghe M. et al., Nucl.Phys., 1979, V.B156, P.347.

- [5] Berman S.M. and Jacob M., Phys.Rev., 1965, V.B139, P.1023.
- [6] Rosner J.L., Phys.Rev.Lett., 1968, V.21, P.950; Jacob M., Weyers J., Nuovo Cimento, 1970, V.A69, P.521; Балицкий Я.Я., Дьяконов Д.И., Юнг А.В., ЯФ, 1982, Т.35, С.1300.
- [7] Beusch W. et al., Phys.Lett., 1978, V.B74, P.282.
- [8] Particle Data Group, Review of Part.Phys., Phys.Rev., 1996, V.D54 (N(3520) - P.573, Σ (3170) - P.659).
- [9] 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; ЯФ, 1995, Т.58, С.860.
- [10] Amirzadeh J. et al., Phys.Lett., 1979, V.B89, P.125; Kinson J.B. et al., Toronto Conf., 1980, P.263.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 июня 1998 года.