

ОБНАРУЖЕНИЕ УЗКОГО РЕЗОНАНСНОГО СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ $K_S K_S$ ПРИ МАССЕ 1520 МэВ

Б.П.Барков, В.В.Владимирский, В.К.Григорьев, И.А.Гриднев¹⁾, О.Н.Ерофеева,
Ю.В.Катинов, И.Я.Корольков, В.И.Лисин, В.Н.Лузин, В.Н.Ноздрачев,
В.В.Соколовский²⁾, Г.Д.Тихомиров, С.А.Узунян, Ю.П.Шкуренко

Институт теоретической и экспериментальной физики
117259 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 июля 1999 г.

Представлены данные, указывающие на существование неизвестного ранее узкого резонанса в районе массы 1520 МэВ, обнаруженного при анализе системы $K_S K_S$. Экспериментальный материал получен на 6-м магнитном спектрометре ИТЭФ в пучке отрицательных частиц с энергией 40 ГэВ. Резонанс наблюдается как в $\pi^- p$ -, так и в $K^- p$ -взаимодействиях с суммарной статистической достоверностью не менее 5 стандартных отклонений. Ширина этого состояния сопоставима с массовым разрешением спектрометра (~ 5 МэВ). Масса равна 1521.5 ± 2.5 МэВ. Оценки произведения $\sigma\text{-BR}(K_S K_S)$ равны ~ 5.0 нбн в $\pi^- p$ -взаимодействиях и ~ 250 нбн в $K^- p$ -взаимодействиях. Из того факта, что сечение рождения этого резонанса на K^- -пучке примерно в 50 раз превышает сечение рождения на π^- -пучке, можно сделать вывод о принадлежности этого нового состояния к семейству мезонов со скрытой странностью.

PACS: 13.60.Le, 14.40.Cs

Одной из актуальных проблем современной физики элементарных частиц является поиск экзотических состояний. Под экзотическими состояниями подразумеваются частицы со свойствами, не укладывающимися в рамки предсказаний элементарной кварковой модели относительно их квантовых чисел, соотношений между различными каналами распада. Узкие распадные ширины также могут являться проявлением экзотических свойств частиц.

Настоящая работа продолжает представление результатов по исследованию парного рождения K_S -мезонов на экспериментальном материале 6-го спектрометра ИТЭФ, полученном в пучке отрицательных частиц с энергией 40 ГэВ. Цель статьи – представить данные, указывающие на существование узкого (ширина того же порядка, что и разрешение спектрометра по массе) резонанса в районе массы 1520 МэВ, обнаруженного при анализе $K_S K_S$ -системы. Данные были получены на сеансах 1986–1989 гг. Подробное описание прибора и результаты исследования $K_S K_S$ -системы на спектрометре ИТЭФ содержатся в работах [1–8]. Здесь отметим два важных для настоящего исследования свойства спектрометра: при энергии системы двух K_S -мезонов порядка 1.5 ГэВ эффективность регистрации такой системы не ниже 50 %, а точность измерения массы не хуже 5 МэВ.

Пучок отрицательных частиц канала 2А ускорителя У-70 ИФВЭ (Протвино), на котором установлен спектрометр, содержит π^- - ($\sim 95\%$), K^- -мезоны ($\sim 4.0\%$) и антипротоны. Выделение π^- - и K^- -мезонов пучка производится с помощью дифференциального (K^-) и порогового (π^-) черенковских счетчиков. Соответствующие

¹⁾ Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия

²⁾ e-mail: sokolovsky@vitep5.itep.ru

сигналы записываются совместно с зарегистрированными событиями и одновременно влияют на работу триггера. Когда пучковая частица является π^- -мезоном, триггер настроен на выделение реакции

$$\pi^- p \rightarrow K_S K_S n. \quad (1)$$

Для этого жидководородная мишень окружена со всех сторон, кроме отверстия, через которое в мишень попадают пучковые частицы, сцинтилляционными счетчиками, прослоенными свинцовыми конверторами. Счетчики включены на антисовпадения. Таким образом исключаются взаимодействия пучка с веществом мишени, в результате которых рождаются заряженные частицы и γ -кванты. Среди зарегистрированных событий есть такие (их доля $< 20\%$), у которых в нижней вершине вместо нейтрона рождаются барион и один или несколько пионов:

$$\pi^- p \rightarrow K_S K_S (n\pi^0, \dots, p\pi^-, \dots). \quad (2)$$

Эти события регистрируются вследствие неидеальности триггерной системы.

Если пучковой частицей является K^- -мезон, то при регистрации спектрометром двух быстрых K_S -мезонов в нижней вершине реакции в силу закона сохранения странности должен родиться гиперон, среди продуктов распада которого присутствуют либо заряженные частицы, либо γ -кванты, либо то и другое вместе:

$$K^- p \rightarrow K_S K_S (\Lambda, Y^* \dots). \quad (3)$$

Поэтому для регистрации реакций с рождением системы двух K_S -мезонов на K^- -пучке сигналы со счетчиков окружения мишени не вводились в триггер, а записывались совместно с остальной информацией о событии в ЭВМ. Заряженные частицы и γ -кванты, летящие вперед, подавлялись. Наряду с событиями реакции (3) случаи с двумя K_S -мезонами могли возникать за счет процессов рождения трех K^0 -мезонов, один из которых не был зарегистрирован спектрометром. Но доля таких событий, как было нами показано в работе [4], пренебрежимо мала.

Исследуя поведение $K_S K_S$ -системы в районе 1.5 ГэВ, авторы не могли не обратить внимание на особенность в спектре инвариантной массы пары K_S -мезонов – узкий максимум при ~ 1520 МэВ, систематически проявляющийся во всех позициях. Этот максимум наблюдается на распределениях по эффективной массе системы двух K_S -мезонов, построенных для $\pi^- p$ - и $K^- p$ -взаимодействий (рис.1). Он характеризуется малой шириной (более чем на порядок меньшей, чем ширина известного $f'_2(1525)$ -мезона), сопоставимой с разрешением 6-м спектрометра в соответствующей области масс $K_S K_S$ (~ 5 МэВ). Для системы $K_S K_S$, рожденной на π^- -пучке, применялись отборы по квадрату недостающей массы $MM^2 > 0$ и по квадрату поперечного импульса $p_T^2 > 0.15$ ГэВ² (в работе принята система единиц, в которой $c=1$). Отбор по квадрату поперечного импульса мотивирован необходимостью подавить вклад процессов однопионного обмена. В случае $K^- p$ -взаимодействия распределение было построено при том же отборе по квадрату недостающей массы, но в отличие от распределения рис.1а, без отбора по p_T^2 .

В $\pi^- p$ -взаимодействиях зарегистрировано существенно больше случаев парного рождения K_S -мезонов, чем в $K^- p$ -взаимодействиях, но отношение сигнал/фон для обсуждаемой особенности примерно в 2 раза меньше. Поэтому для событий, полученных на π^- -пучке, были применены более строгие отборы по эффективной массе

$N/10 \text{ МэВ}$

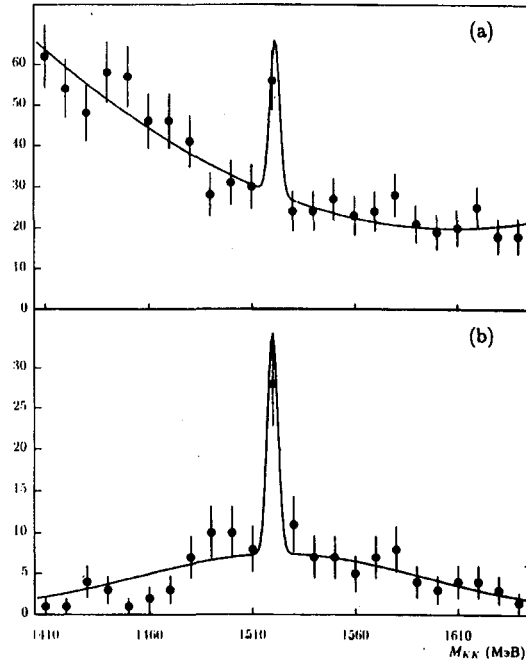


Рис.1. а) Распределение событий, рожденных в $\pi^- p$ -взаимодействиях, по инвариантной массе $K_S K_S$ -системы с шагом 10 МэВ при отборах $p_T^2 > 0.15 \text{ ГэВ}^2$, $MM^2 > 0 \text{ ГэВ}^2$. Кривая – результат фитирования. б) Распределение событий, рожденных в $K^- p$ -взаимодействиях, по инвариантной массе $K_S K_S$ -системы с шагом 10 МэВ при отборе $MM^2 > 0 \text{ ГэВ}^2$. Кривая – результат фитирования

системы двух заряженных π -мезонов от распада K_S -мезона и величине χ^2 , характеризующей качество фитирования импульсов частиц, образующих "вилку", на пересечение треков и на равенство эффективной массы табличному значению массы K_S -мезона. Аналогичные отборы применялись нами в работах [7, 8] для улучшения условий наблюдения узких резонансов $f_2(1786)$ и $a_2(1768)$. Использование таких отборов уменьшает статистику на $\sim 25\%$, но при этом примерно в 2 раза улучшает отношение сигнал/фон. Для событий, полученных на K^- -пучке, такая процедура малоэффективна, так как в этом случае и без специальных отборов отношение сигнал/фон достаточно велико (~ 3).

$N/20 \text{ МэВ}$

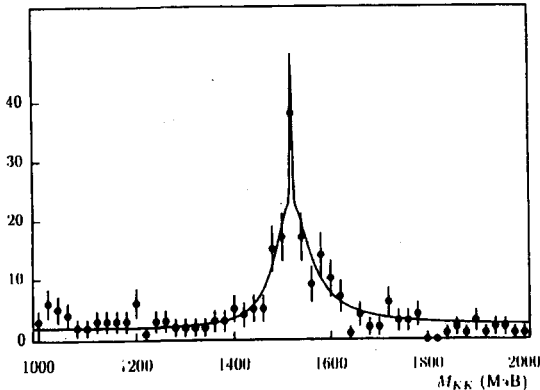


Рис.2. То же, что на рис.1б, но с шагом 20 МэВ

Было проведено фитирование обоих массовых спектров. При описании наблюдаемого узкого резонанса использовалась функция Гаусса. Для событий, полученных на π^- -пучке, фоном является спадающая часть максимума от резонансов $f_2(1270)$ и $a_2(1320)$. Этот фон описывался полиномом второй степени. В случае K^-p -взаимодействий фоном для обсуждаемого резонанса являются события $f_2'(1525)$ -мезона плюс постоянная составляющая. Наличие f_2' -мезона в обсуждаемом экспериментальном материале демонстрирует распределение по массе (рис.2) с шагом 20 МэВ. Для описания $f_2'(1525)$ -мезона применялась релятивистская функция Брейт-Вигнера для $J=2$:

$$\frac{M_0^2 \Gamma^2}{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2},$$

где

$$\Gamma = \Gamma_0 (q/q_0)^{2J+1} D_2(q_0 R) / D_2(qR),$$

$$D_2(x) = 9 + 3x^2 + x^4.$$

Здесь q – импульс K_S -мезонов в с.ц.и. f_2' -мезона, $R=5$ ГэВ⁻¹. Фитирование проводилось методом максимального правдоподобия, результаты приведены в таблице. Процедура фитирования подробно описана в работах [7, 8]. Новый узкий резонанс обозначен символом $X(1520)$. В таблице приведены величины уменьшения χ^2 фитирования при учете нового узкого резонанса (за вычетом числа добавленных параметров, которых три: интенсивность, масса и ширина). Даны также масса, оценка ширины X -резонанса и числа событий, приходящихся на него, f_2' -мезон и фон. На рисунках результаты фитирования представлены кривыми.

Пучок	$\Delta\chi^2 - 3$	M_X , МэВ	δ_X , МэВ	N_X	$N_{f_2'}$	N_{BG}
K^-	18.3	1520.3 ± 1.8	< 5.0	19	90	73
π^-	37.4	1522.6 ± 1.6	< 5.0	28	–	480

Как видно из таблицы, значения массы узкого резонанса в пределах экспериментальных погрешностей совпадают. Ошибки приведены статистические. Систематические ошибки в 2–3 раза меньше статистических. Наивная оценка статистической значимости, выполненная на основании анализа данных, приведенных на рис.1, дает не менее 3.7 стандартных отклонения в обоих случаях. Оценка производилась следующим образом: погрешность определялась как корень квадратный из числа событий в канале, в котором наблюдается эффект (57 в первом случае, и 28 – во втором). Уровень фона брался из результатов фита (29 и 8 событий, соответственно). Суммарная статистическая значимость максимума не менее 5 стандартных отклонений. Оценка, произведенная из анализа изменения величины χ^2 , дает существенно больший уровень достоверности.

Параметры для резонанса $f_2'(1525)$, которые при фитировании оставались свободными, получились близкими к приведенным в таблицах PDG [9]: масса $M_0 = 1513 \pm 10$ МэВ, ширина $\Gamma_0 = 75 \pm 20$ МэВ.

Поскольку резонанс $X(1520)$ наблюдается в системе двух тождественных бозонов, то его момент и четность должны принадлежать ряду $J^P = 0^+, 2^+$ и т.д.

Оценка произведения $\sigma \cdot BR(K_S K_S)$ рождения $X(1520)$ в π^- -пучке составляет ~ 5 нбн, а в K^- -пучке – ~ 250 нбн. Такое подавление сечения рождения в π^-p -взаимодействиях естественно объяснить проявлением правила запрета Окубо – Цвейга – Иизуки. Резонанс f_2' по данным настоящей заметки и нашей более ранней работы

[3] в π^-p -взаимодействиях имеет примерно такое же подавление сечения. Таким образом, можно утверждать, что новый резонанс, как и f'_2 , принадлежит к семейству мезонов со скрытой странностью. Из распределения по квадрату недостающей массы для событий из полосы X -резонанса в случае π^-p -взаимодействий следует, что этот резонанс рождается в основном в реакции (2). Но эта реакция подавлена в несколько раз триггером, использовавшимся на π^- -пучке. При оценке сечения рождения X -мезона на π^- -пучке это обстоятельство было учтено, однако сделать это достаточно аккуратно невозможно.

Сформулируем результаты работы. В π^-p - и K^-p -взаимодействиях в системе двух K_S^0 -мезонов обнаружен неизвестный ранее резонанс с массой 1521.5 ± 2.5 МэВ и с шириной < 5 МэВ. Соотношение сечений в этих двух процессах указывает скорее всего на принадлежность узкого резонанса $X(1520)$ к мезонам со скрытой странностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант #99-02-18540).

-
1. Б.В.Болонкин, О.Н.Балошин, А.М.Благородов и др., Препринт ИТЭФ 86, М., 1973.
 2. Б.В.Болонкин, В.В.Владимирский, А.П.Гришин и др., Препринт ИТЭФ 154, М., 1981.
 3. Б.В.Болонкин, С.К.Блошенко, В.В.Владимирский и др., ЯФ 43, 1211 (1986).
 4. Б.В.Болонкин, С.К.Блошенко, В.В.Владимирский и др., ЯФ 46, 799 (1987).
 5. В.В.Болонкин, С.К.Блошенко, В.В.Владимирский, et al., Nucl. Phys. 309B, 426 (1988).
 6. В.К.Григорьев, О.Н.Балошин, Б.П.Барков и др., ЯФ 59, 2187 (1996).
 7. Б.П.Барков, Н.В.Баталова, В.В.Владимирский и др., Письма в ЖЭТФ 68, 727 (1998).
 8. В.К.Григорьев, О.Н.Балошин, Б.П.Барков и др., ЯФ 62, 513 (1999).
 9. Particle Data Group, Europ. Phys. J. C3 (1998).