



ИТЭФ --136

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

О.Н.БАЛОШИН, Б.П.БАРКОВ, Б.В.СОЛОНКИН,
В.В.ВЛАДИМИРСКИЙ, В.К.ГРИГОРЬЕВ, А.П.ГРИШИН,
И.А.ЕРОФЕЕВ, Ю.В.КАТИНОВ, И.Я.КОРОЛЬКОВ,
В.Н.ЛУЗИН, В.В.МИЛЛЕР, Е.С.НИКОЛАЕВСКИЙ,
В.Н.НОЗДРАЧЕВ, В.Н.ПЕТРУХИН, Ю.С.ПЛИГИН,
Л.А.ПОНОМАРЕВ, В.В.СОКОЛОВСКИЙ, А.И.СУТОРМИН,
Г.Д.ТИХОМИРОВ, К.А.ТРОСТИНА, Ю.П.ШКУРЕНКО

АМПЛИТУДНЫЙ АНАЛИЗ $K_1^0 K_1^0$ – СИСТЕМЫ
ИЗ РЕАКЦИИ $P\bar{p} \rightarrow K_1^0 K_1^0 n$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ
НАЛЕТАЮЩЕГО $P\bar{p}$ – МЕЗОНА 40 ГЭВ/С

МОСКВА 1984

Представлены результаты амплитудного анализа $K_1^0 K_1^0$ системы из реакции $\bar{p} \rightarrow K_1^0 K_1^0 n$ при импульсе налетающего \bar{p} -мезона 40 ГэВ/с. Ход D_0 -волны в области эффективных масс $1 \text{ ГэВ} < M_{K_1^0 K_1^0} < 1,6 \text{ ГэВ}$ удовлетворительно описывается суперпозицией ρ^- и ρ'^- -мезонов. Получено указание на существование дополнительного сравнительно узкого 2^{++} состояния с массой 1,33 ГэВ, статистически недостаточно обеспеченного. В S -волне подтверждено наблюдавшееся ранее расщепление широкого резонанса ϵ (1300) на два более узких 0^{++} пика с массами 1,26 и 1,42 ГэВ.

1. Введение

Мы представляем в этой работе результаты амплитудного анализа $K_S^0 K_L^0$ -системы из реакции $p\bar{p} \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi$ при импульсе налетающего π^- -мезона 40 ГэВ/с.

Интерес к изучению $K_S^0 K_L^0$ -системы обусловлен двумя следующими обстоятельствами. С одной стороны, неразличимость двух K_L^0 -мезонов ограничивает набор квантовых чисел $K_S^0 K_L^0$ -системы значениями $J^P = \text{четное}^+$, $I^G = 0^+$ и 1^- , $C = +1$. С другой стороны, основные состояния спектра глоболов ожидаются в состояниях $J^{PC} = 0^{++}$ и $2^{++} / 1, 2, 3 /$.

Поэтому $K_S^0 K_L^0$ -система является одним из наиболее важных объектов для исследования состояний с положительной четностью.

Изучение $K_S^0 K_L^0$ -системы к настоящему времени выполнено в работах /4-10/ в диапазоне импульсов налетающих π^- -мезонов 6 - 23 ГэВ/с, однако при сходстве в общих чертах результаты заметно отличаются в деталях. Поэтому нам представлялось целесообразным выполнить амплитудный анализ $K_S^0 K_L^0$ -системы, периферически рождающейся при существенно отличающемся импульсе налетающего π^- -мезона.

2. Экспериментальная аппаратура

Подробное описание 6-метрового спектрометра приведено в работе /11/. Здесь мы только коротко опишем постановку эксперимента. Схема расположения оборудования представлена на рис.1. Пучок π^- -мезонов от внутренней мишени ускорителя ИФЭЭ на 70 ГэВ выводился магнитным трактом на гидководородную мишень длиной 40 см и диаметром 6 см. Внутренний и внешний колухи мишени изготовлены из нержавеющей стали толщиной 0,3 мм и 1,5 мм, соответственно. Наружный колух по пучку снабжен лавсановым ок-

нами $2 \times 0,2$ мм. Средний импульс пучка 40 ГэВ/с, среднеквадратичное отклонение импульса пучка 0,5%.

Для регистрации пучка использовался телескоп из 5 счетчиков $T_1 - T_5$ и счетчика с центральным отверстием TA . Сигнал телескопа вырабатывался при условии

$$T = T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 \cdot T_4 \cdot T_5 \cdot \overline{TA}.$$

Сцинтилляционные счетчики $A_1 A_1' - A_5 A_5'$ вокруг мишени регистрировали заряженные частицы и γ -кванты. Счетчик A_5 располагался в 2,5 см от водородного объема, а протяженность всей сборки $A_5 A_5'$ вдоль пучка составляла 5 см. Триггерный импульс вырабатывался при условии

$$M = T (\overline{A_1} + \overline{A_1'} + \dots + \overline{A_5}).$$

Для уменьшения количества пустых снимков использовался годоскоп за магнитом спектрометра, перекрывающий размеры зазора магнита. Эффективность годоскопа составляла 86%, часть статистики была получена без него.

Неэффективность счетчиков A_5, A_5' составляла 10^{-5} . Эффективность регистрации γ -кванта любым из счетчиков $A_1' - A_4'$ составляла 96%. Случайное подавление реакции этими счетчиками $\sim 5\%$, подавление за счет регистрации K_1^0 -мезона и нейтрона в результате сильного взаимодействия составляло около 20%.

Заряженные продукты реакции $p\bar{p} \rightarrow 2V^0$ регистрировались двенадцатью 8-азурными искровыми камерами, помещенными в магнитное поле. Параметры камер: размер 1450×750 мм, зазоры по 10 мм, толщина электродов 14 мкм AC , две стенки из лавсона толщиной 70 мкм. Съем информации - оптически, на фотосенсору,

три стереопроекции 0° и $\pm 15^\circ$. Эффективность зазора к одной частице и четырем частицам 95% и 73%, соответственно, время памяти 3,5 мкс. Точность измерения координат искр и магнитного поля обеспечила точность $\Delta p/p \sim 0,3\%$, $\Delta \varphi \sim 0,3$ мрад, $\Delta \theta \sim 0,3$ мрад.

3. Эффективность спектрометра

Геометрическая эффективность спектрометра для реакции $p^- \rightarrow K_1^0 K_1^0 n$ была вычислена методом Монте-Карло с помощью программы, позволяющей генерировать случайные звезды с весами, имеющими экспоненциальную зависимость от квадратов передаваемых 4-импульсов /12/.

Эффективность спектрометра мы определяли следующим соотношением

$$\epsilon(p_1, \dots, p_k) = \sum W_i / W_0$$

Здесь P_1, \dots, P_k - набор кинематических переменных, от которых зависит матричный элемент исследуемой реакции, $\sum W_i$ - сумма весов разыгранных событий, удовлетворяющих условию регистрации события, а W_0 - сумма весов всех разыгранных событий.

Для реакции $p^- \rightarrow K_1^0 K_1^0 n$ с последующим распадом K_1^0 - мезона на π^+ и π^- -мезоны в качестве независимых переменных были выбраны следующие переменные:

M_{KK} - эффективная масса $K_1^0 K_1^0$ -системы,

t - квадрат 4-импульса, переданный от протона к нейтрону,

$\cos \theta$ - косинус угла вылета K_1^0 -мезона в системе покоя двух K_1^0 -мезонов относительно налетающего π^- -мезона (угла Готфрида-Джексона),

φ - угол между плоскостью рождения и плоскостью распада в той

же системе (угол Треймана-Янга).

Все переменные, кроме t , при разыгрывании считались равновероятными, а для t предполагалось, что

$$d\sigma/dt \sim \exp(-8|t|)$$

в соответствии с экспериментальным распределением. Событие считалось зарегистрированным в спектрометре, если каждый из четырех π -мезонов проходил не менее трех искровых камер (24 зазора), причем угол между треком и нормалью к зазору камеры был меньше 45° . Принятые ограничения генерированных событий приблизительно соответствовали критериям отбора при обработке снимков.

Расчет показал, что эффективность практически не зависит от t и φ , плавно уменьшается с ростом M_{KK} и близка к нулю при $M_{KK} > 3$ ГэВ и $|\cos\theta| > 0,9$. На рис.2 представлено поведение эффективности в зависимости от $|\cos\theta|$ для нескольких значений M_{KK} и для двух положений водородной мишени, при которых выполнялся эксперимент.

4. Обработка данных

За все время работы спектрометра с нейтральным триггером, описанным выше, через установку было пропущено $\sim 5 \cdot 10^{10}$ π^- -мезонов и получено около 600 000 фотографий. Весь полученный материал был дважды просмотрен для отбора кандидатов в двухлучные события. При просмотре отмечались те снимки, на которых было не менее двух пар треков противоположного знака. Выборочная ревизия просмотренного материала позволила оценить эффективность просмотра в 97%.

Случаи, отобранные при просмотре, обмерялись на считывающем автомате ПСП (оптико-механическое устройство типа НРМ /13/)

Результаты обмера записывались на магнитную ленту, которая и использовалась на последующих этапах обработки.

Распределение по эффективной массе $\pi^+\pi^-$ -комбинации до уравнивания для тех пар треков, которые были идентифицированы в качестве образующих вилку, показано на рис.3 для одной из серий фотографий. Видно, что K_1^0 -мезоны идентифицируются нами достаточно надежно при пренебрежимо малом фоне. Полное число событий, в которых обе вилки были идентифицированы как K_1^0 -мезоны, составило 6717 событий.

На рис.4 представлено распределение по квадрату недостающей массы MM^2 для этих событий до уравнивания параметров треков. В качестве импульса и направления входной частицы и огибок этих величин использовались средние значения, полученные в специальных пучковых сериях снимков. По-видимому, это привело к систематическому сдвигу центра тяжести распределения и к дополнительному его уширению. Для дальнейшего анализа были взяты события, для которых квадрат недостающей массы находился в пределах $-0,5 - 2,8 \text{ ГэВ}^2$. Пределы были выбраны из условия приближенного равенства числа событий, теряемых из-за обрезания, числу событий фона под пиком. В указанных пределах оказалось 6192 события.

5. Сечение процесса

Для определения сечения была отобрана одна из серий снимков. Кроме поправки на потери при обработке (+12%) были внесены следующие поправки:

+5% на случайное подавление реакции из-за загрузки вето-счетчиков вокруг мишени;

+20% на триггерные потери из-за регистрации нейтронов или K_1^0 -

мезона в вето-счетчиках вокруг мишени;
 +3% на примесь μ -мезонов и K^- -мезонов в пучке;
 Поправка на фон от пустой мишени была найдена пренебрежимо малой. Учет ненаблюдаемых мод распада K_1^0 -мезона приводит к множителю 2,125, на который должно быть умножено наблюдаемое сечение. Множитель, учитывающий эффективность регистрации реакции $p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi$ спектрометром, составляет 2,133.

После введения всех перечисленных поправок и множителей для сечения изучаемого процесса получалась величина $0,4 \pm 0,04$ мкб с возможной систематической ошибкой $\pm 30\%$.

Сравнение этой величины с сечениями этой реакции при импульсах 5,7 и 12 ГэВ/с, взятыми из работы /14/, показало, что все они хорошо описываются соотношением $\sigma \sim p^B$. При этом величина B оказывается равной $B = -1,86 \pm 0,1$ и близкой к величине, ожидаемой для процессов, в которых доминирует обмен π -мезонной траекторией.

6. Общие характеристики $K_1^0 K_1^0$ -системы

На рис.5 представлено полученное нами распределение по эффективной массе $K_1^0 K_1^0$ -системы. Зачернена гистограмма, показывающая распределение до его исправления на эффективность прибора. Учет эффективности при построении этой и других гистограмм, а также во всех последующих распределениях делался приписыванием каждому событию веса, в качестве которого бралась величина, обратная вычисленной эффективности регистрации данного события. События с весом, равным десяти или более, отбрасывались. В интервале масс от порога до 2,0 ГэВ эффективность прибора является достаточно гладкой функцией и не приводит к появлению в спектре масс каких-либо структур, связанных с прибором. При массах выше

2 ГэВ поправки становятся велики и ненадежны.

Как и во всех работах по исследованию $K\bar{K}$ -системы, упомянутых выше, спектр имеет резкий подъем в околопороговой области, сложную структуру в области $\rho - A_2 - \rho'$ -мезонов и длинный хвост, тянущийся далеко в область кинематически доступных масс и, возможно, обнаруживающий некоторую структуру в области масс 1,7 - 1,9 ГэВ.

7. Угловое распределение распада $K_1^0 K_1^0$ -системы

Ненормированные и исправленные на эффективность моменты сферических гармоник углового распределения представлены на рис. 6. Моменты были вычислены для 25 МэВ-интервалов по массе $K_1^0 K_1^0$ -системы и с ограничением на квадрат переданного и $K_1^0 K_1^0$ -состояние 4-импульса $|t| < 0.2 \text{ ГэВ}^2$. Это было сделано с целью подчеркнуть вклад процессов, идущих с малыми переданными импульсами, и для удобства сравнения с уже опубликованными данными.

Из работ по исследованию $K_1^0 K_1^0$ -системы /4-10/ известно, что для масс $K\bar{K}$ -системы, меньших 1,6 ГэВ, существенно значимыми моментами оказываются моменты с $L = 0, 2, 4$ и $M = 0, 1, 2$. Моменты с $M = 0$ значительно больше остальных, как это и ожидается для реакций, в которых доминирует обмен π -мезонами. Моменты, вычисленные нами, показывают аналогичные соотношения, что, по-видимому, свидетельствует о сохранении, в общих чертах, механизма образования $K_1^0 K_1^0$ -системы.

При общем сходстве поведения моментов с изменением масс $K_1^0 K_1^0$ -системы в нашей работе и ранее опубликованных работах /4-9/ имеются и вполне отчетливые различия. Так, момент $\langle Y_2^0 \rangle$ в области масс 1,45 - 1,6 ГэВ в нашей работе и работе /6/ на порядок меньше, в то время как в работе /4/ он отличается на бо-

лее чем в три раза по сравнению с его величиной в области масс: 1,3 - 1,4 ГэВ. В нашей работе в моменте $\langle Y_0^0 \rangle$ отчетливо проявляется пик, связанный с ρ^0 -мезоном, отсутствующий в работах /4,6/. Возможно, эти и другие различия, которые можно усмотреть в поведении моментов, связаны с различием в методических подходах, использованных в этих работах и нами. Тем не менее, следует заметить, что наши экспериментальные данные получены при импульсе налетающего π^- -мезона 40 ГэВ/с, существенно отличающемся от использованных в этих работах, так что естественно ожидать некоторых различий в деталях образования $K_S^0 K_L^0$ -системы.

8. Амплитудный анализ

Связь экспериментально наблюдаемых моментов углового распределения с амплитудами рождения Λ_{\pm} , где Λ и λ означают спин и спиральность $K_S^0 K_L^0$ -системы, а + и - натуральную и ненатуральную обменную четность, выражается соотношениями, собранными в таблице I. Вывод этих соотношений и предположения, положенные в его основу, неоднократно были опубликованы в литературе /6,7/.

Таблица I

$$\begin{aligned} \langle Y_0^0 \rangle &= S^2 + 2\omega_0^2 + 2\omega_+^2 + 2\omega_-^2 \\ \langle Y_2^0 \rangle &= 2 \cdot 1/81 \cdot 1/20 \cdot \cos \phi_{S,20} + 0,439 2\omega_0^2 + 0,319 (\omega_+^2 + \omega_-^2) \\ \langle Y_2^2 \rangle &= -1,414 \cdot 1/81 \cdot 1/20 \cdot \cos \phi_{S,20} - 0,452 |2\omega_+ \cdot 1/20 - 1 \\ \langle Y_2^2 \rangle &= 0,391 (\omega_+^2 - \omega_-^2) \\ \langle Y_2^0 \rangle &= 0,857 2\omega_0^2 - 0,571 (\omega_+^2 + \omega_-^2) \\ \langle Y_4^0 \rangle &= -1,107 |2\omega_+ \cdot 1/20 - 1 \\ \langle Y_4^0 \rangle &= 0,452 (\omega_+^2 - \omega_-^2) \end{aligned}$$

Так как статистически обеспеченной мы считаем только часть спектра масс $K_{\pm}^{0}K_{\mp}^{0}$ -системы от порога до $\sim 1,6$ ГэВ, где для амплитудного анализа достаточно только S - и D -волн, то в таблицу включены только моменты с $L \leq 4$. Кроме того, из близости к нулю моментов с $M \geq 2$ следует, что нет необходимости рассматривать состояния $K_{\pm}^{0}K_{\mp}^{0}$ -системы со спиральностью, большей единицы. Это позволило ввести следующие сокращения в обозначениях: $L_0 = L_0$, $L_{\pm} = L_{\pm}$. Мы также в явном виде использовали равенство π разности фаз D_0 - и D_{-} -волн, следующее из фазовой когерентности /6,15/.

Следует отметить, что амплитудный анализ даже с участием только S - и D -волн оказывается достаточно сложным, так как в обеих волнах присутствуют резонансы. Поэтому при вычислениях использовалось еще одно ограничение $D_{-} = D_{+}$, согласующееся с моделью OPEA /15/ и оправдываемое малостью моментов $\langle Y_2^2 \rangle, \langle Y_4^2 \rangle$. Таким образом, в наших вычислениях были использованы следующие переменные: $|S|, |D_0|, |D_{-}| = |D_{+}|$ и фаза ϕ_{SD_0} .

Результаты амплитудного анализа представлены на рис.7, где показаны квадраты амплитуд S - и D -волн и разность фаз S - и D_0 -волн. Амплитуды D_{-} и D_{+} оказались, как и следовало ожидать из поведения моментов с $M = 1$ и 2 , малыми, а в амплитудах S - и D_0 -волн, как видно из рисунка, имеется ясно выраженные структуры. Сначала мы остановимся на изучении структуры D_0 -волны.

Как и во всех предыдущих работах по исследованию $K\bar{K}$ -системы, мы попытались описать поведение D_0 -волны f - и f' -мезонами. Брейт-Вигнеровская амплитуда f -мезона была взята в виде ..

$$f_{\rho_{BW}} = \frac{A_{\rho} (\Gamma_{\pi\pi} \cdot \Gamma_{KK})^{1/2}}{M_{\rho}^2 - M^2 - i M_{\rho} \Gamma_{tot}}$$

где M_{ρ} - эффективная масса $K_1^0 K_1^0$ -системы,

A_{ρ} - амплитуда, в которую собраны все множители, не зависящие от M ,

M_{ρ} , $\Gamma_{\pi\pi}$, Γ_{KK} , Γ_{tot} - масса, парциальные и полная ширины ρ -мезона, взятые из данных PDG /16/.

Аналогично для ρ' -мезона

$$f'_{\rho_{BW}} = \frac{A_{\rho'} \Gamma_{tot}}{M_{\rho'}^2 - M^2 - i M_{\rho'} \Gamma_{tot}}$$

где $M_{\rho'}$ и Γ_{tot} снова фиксированы их табличными значениями.

Массовая зависимость ширины была взята в виде

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{q^5 / D_2}{(q^5 / D_2)_0}$$

где

$$D_2 = 9 + 3(q_2)^2 + (q_2)^4,$$

$$\Sigma = 5,0 \text{ ГэВ}^{-1},$$

q - импульс распадающей частицы в системе покоя $K_1^0 K_1^0$, а значок 0 означает, что соответствующая величина берется при резонансном значении массы $K_1^0 K_1^0$ -системы /6/.

Суперпозиция двух этих амплитуд записывается в виде

$$D_0 = \frac{M}{\sqrt{q}} \left\{ [\text{Re} f_{\rho_{BW}} + \text{Re} f'_{\rho_{BW}} \cos \phi - \text{Im} f_{\rho_{BW}} \sin \phi] + i [\text{Im} f_{\rho_{BW}} + \text{Re} f'_{\rho_{BW}} \sin \phi + \text{Im} f'_{\rho_{BW}} \cos \phi] \right\}.$$

Здесь ϕ - относительная фаза этих двух амплитуд. Она была принята равной $\pi/2$, как это получается при описании рождения ρ' -мезона в терминах CPE и как это наблюдается в экспериментах /6, 17, 18/.

Подгонка к D_0^2 этой результирующей амплитуды в интервале масс I, II - I,57 ГэВ, при которой варьировались только относительные вклады резонансов, дала $\chi^2 = 15,4$ при 17 степенях свободы, что говорит о формальном согласии этой гипотезы с экспериментальными данными. Но, как видно из рис.7, где пунктирная кривая показывает результат этой подгонки, экспериментальные точки в области максимума лежат далеко от фитированной кривой. Была сделана попытка добавить к суперпозиции f - и f' -амплитуд амплитуду A_2 -мезона. Параметры A_2 -мезона были взяты снова из данных PDG. Фаза рождения A_2 -мезона была фиксирована величиной 1,8416 рад по следующим соображениям. В работах /15,17 - 21/, где изучалась реакция $\pi^- p \rightarrow \pi^+ K^- n$, для фазы рождения A_2 -мезона были получены величины в диапазоне $-(1,0 - 1,4)$ рад. При переходе к реакции $\pi^- p \rightarrow K_{11}^0 K^- n$ в соответствии с /22,23/ к фазам рождения состояний с изотопическим спином $I = 1$ должно быть добавлено π . Поэтому мы в качестве фазы рождения A_2 -мезона взяли величину $-1,3 + 3,1416 = 1,8416$ рад. Подгонка к D_0^2 суперпозиции трех амплитуд, при которой варьировались их относительные вклады, не изменила ход кривой. Вклад A_2 -мезона оказался исчезающе малым ($A_{A_2}/A_p \sim 10^{-4}$). Были прочерены также варианты описания D_0^2 -волны с A_2 -мезоном, не интерферирующим с f и f' , и вариант со свободной фазой. Они позволяют несколько приблизить фитированную кривую к экспериментальным точкам, но только при большом вкладе A_2 , что не согласуется с другими экспериментами /6,9,17,18,19/. Предположение о большом вкладе A_2 -мезона не согласуется и с наблюдавшейся в наших экспериментах зависимость спектров от ограничений по переднему импульсу. На рис.8 показано поведение момента $\langle Y_4^0 \rangle$ для еще меньших передних к

$K_1^0 K_1^0$ -системе 4-импульсов, чем использованные при амплитудном анализе, и для области больших переданных импульсов. Как видно из рисунка, при меньших переданных импульсах сохраняется присутствие амплитуды, имеющей максимум при более высоком значении массы, чем ρ -мезон, а при больших переданных импульсах она практически отсутствует. Для A_2 -мезона следует ожидать скорее обратных соотношений. Таким образом, включение A_2 -мезона в лямбда-варианте для описания D_0 -волны должно быть отвергнуто.

В последующих попытках улучшить описание D_0 -волны мы исключили A_2 -мезон совсем, а вместо него допустили существование нового резонанса, для которого подбирались масса, ширина и относительный вклад. Так как число экспериментальных точек в диапазоне масс $K_1^0 K_1^0$ -системы I, II-1, 57, 2, 3 равно 19, а число параметров, которые нужно найти при подгонке к ним, достаточно велико, то мы не включили фазу рождения резонанса в число свободных параметров, а просто проделали подгонку при нескольких заданных ее значениях.

Как видно из таблицы 2 и из рис. 7, на котором сплошной линией нанесена фитированная кривая, эта гипотеза при нулевой фазе рождения резонанса наилучшим образом описывает экспериментальные данные. С целью проверки устойчивости параметров резонанса мы проделали подгонку этой гипотезы к экспериментальным данным для области меньших переданных импульсов и непосредственно к моменту $\langle Y_4^0 \rangle$. Было выполнено также подгонка к экспериментальным данным без их фазки на эффективность спектрометра. Результаты всех этих подгонок также представлены в таблице 2. Сравнительно величина, полученных для параметров резонанса в различных вариантах описания экспериментальных данных, показывает их хорошее согласие друг с другом в пределах ошибок.

Относительные ошибки в амплитуде S -волны несколько больше, чем для D_0 -волны. В связи с этим мы не приводим здесь результатов описания S -волны суммой резонансов с Брейт-Вигнеровскими амплитудами. Качественно зависимость амплитуды S -волны и относительной фазы S - и D_0 -волн от массы $K_1^0 K_1^0$ -системы согласуется с результатами работ /9,10/. Полученные нами результаты подтверждают приведенные в /10/ указания на существование двух 0^{++} -резонансов в области масс 1,2 - 1,5 ГэВ. Однако, значения максимумов в нашем материале несколько смещены. Первый резонанс имеет максимум при 1,26 ГэВ вместо 1,24 ГэВ при ширине около 50 МэВ, а второй, менее надежно определенный, - 1,42 ГэВ вместо 1,47 ГэВ с несколько большей шириной.

9. Обсуждение и выводы

Возможность присутствия новых 0^{++} - и 2^{++} - состояний в области масс 1,0 - 2,0 ГэВ обсуждалась неоднократно в текущей литературе как с теоретической /1,23,24/, так и с экспериментальной точек зрения /10,25,26/. Мы не будем здесь рассматривать детали теоретических расчетов спектров глюонных и смешанных состояний. Для нас сейчас важно только то, что общее количество возможных 0^{++} - и 2^{++} -состояний оказывается достаточно большим и не исчерпывается состояниями типа кварк-антикварк, известными в настоящее время.

С точки зрения поисков возможных дополнительных состояний 2^{++} экспериментальная ситуация представляется нам не совсем ясной. В ранних работах по исследованию $K_1^0 K_1^0$ -системы /4-8/ для описания D_0 -волны не использовалось других резонансов, кроме f и f' . Но и спектр D_0 -волны в них был пред-

ставлен в 50 МэВ- или более крупном разбиении, так что достаточно узкий резонанс с относительно небольшим вкладом мог просто не проявиться при таком представлении экспериментальных данных. D_0 -волна в работе /9/ дана в 25 МэВ-разбиении и формально достаточно хорошо описывается f -, A_2 - и f' -мезонами. К сожалению, авторы этой работы не приводят относительной фазы рождения A_2 -мезона, полученной ими, поэтому остается важной необходимостью включения A_2 -мезона, хотя бы и в той малой доле, которая у них получилась, в описание D_0 -волны.

В полученном нами при 40 ГэВ/с материале D_0 -волна в интервале от 1 до 1,6 ГэВ удовлетворительно описывается суперпозицией f - и f' -мезонов: $\chi^2/NDF = 15,4/17$. Однако, отклонения экспериментальных точек от фитированной кривой не похожи на случайный разброс и могут рассматриваться как некоторое указание на существование в области 1,33 ГэВ дополнительного сравнительно узкого резонанса. Фитированные параметры этого гипотетического 2^{++} резонанса равны: $M_X = 1329 \pm 7$ МэВ, $\Gamma_X = 47 \pm 28$ МэВ, относительная амплитуда $A_X/A_f = 0,074 \pm 0,028$, относительная фаза рождения $\phi_X - \phi_f = 0$, относительный вклад в сечение (без учета интерференции) $\sigma_X/\sigma_f = 0,06$.

Что касается подтверждаемых нами двух резонансных состояний в S -волне, то наиболее естественно интерпретировать их как партнеры f - и f' -мезонов по спин-орбитальному мультиплету - 3P_0 -состояние обычных и странных кварков. Только более детальный анализ, затрудненный при малом ℓ_3 -расщеплении, может выявить примесь глюония 0^{++} в этих резонансах.

Авторы приносят свою благодарность Г.А.Мамучашвили и группе эксплуатации 6-м-спектрометра, службам пучков и ускорителя ИФЭФ за содействие в проведении сеансов работы 6м-спектрометра, просмотровое бюро ИТЭФ и сотрудников установки ПСВ за качественную обработку фотоматериала сеансов, Т.Б.Белаш за помощь в оформлении данной работы.

Таблица 2

A_{π^0}/A_{π}	A_{χ}/A_{π}	$M_{\chi}, \text{ГэВ}$	$\Gamma_{\chi}, \text{ГэВ}$	χ^2/NDF	Эксп. данные
$0,124 \pm 0,014$				15,4/17	$D_{\pi^0}^2, t < 0,2 \text{ ГэВ}^2, \S$
$0,134 \pm 0,018$	$0,074 \pm 0,028$	$1,329 \pm 0,007$	$0,047 \pm 0,028$	6,8/14	$D_{\pi^0}^2, t < 0,2 \text{ ГэВ}^2, \S\S$
$0,154 \pm 0,030$	$0,086 \pm 0,026$	$1,327 \pm 0,008$	$0,050 \pm 0,027$	6,5/14	$Y_4^0, t < 0,2 \text{ ГэВ}^2$
$0,155 \pm 0,026$	$0,063 \pm 0,036$	$1,324 \pm 0,009$	$0,040 \pm 0,042$	6,8/14	$D_{\pi^0}^2, t < 0,1 \text{ ГэВ}^2$
$0,154 \pm 0,021$	$0,064 \pm 0,022$	$1,324 \pm 0,008$	$0,043 \pm 0,046$	9,3/14	$Y_4^0, t < 0,1 \text{ ГэВ}^2$
$0,113 \pm 0,027$	$0,053 \pm 0,074$	$1,325 \pm 0,013$	$0,024 \pm 0,038$	9,3/14	$D_{\pi^0}^2, t < 0,2 \text{ ГэВ}^2, \S\S\S$
$0,128 \pm 0,030$	$0,066 \pm 0,046$	$1,325 \pm 0,008$	$0,032 \pm 0,038$	8,9/14	$Y_4^0, t < 0,2 \text{ ГэВ}^2, \S\S\S$

§ Сечения f - и f' -мезонов равны соответственно 68 ± 7 нб и $12 \pm 1,3$ нб.

§§ Сечения f - , f' - и χ -мезонов равны соответственно 49 ± 5 нб, $10 \pm 1,3$ нб и 3 ± 1 нб.

§§§ Экспериментальные данные взяты без учета эффективности.

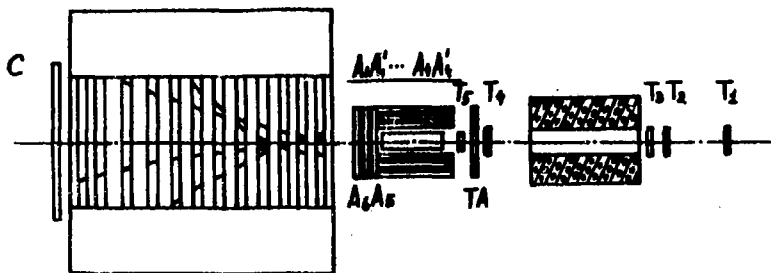


Рис. I. Схема расположения оборудования 6-метрового спектрометра.

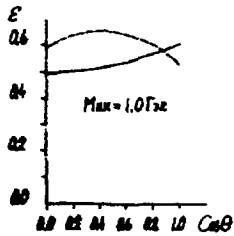
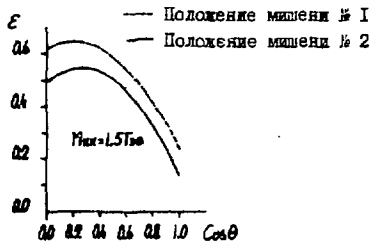
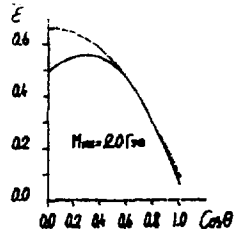


Рис. 2. Геометрическая эффективность спектрометра.

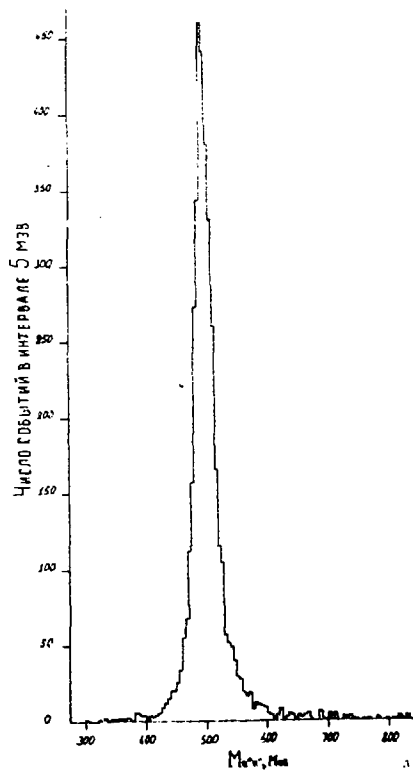


Рис.3. Распределение по эффективной массе $\mu^+\mu^-$ -комбинации для пар треков, образующих вилку.

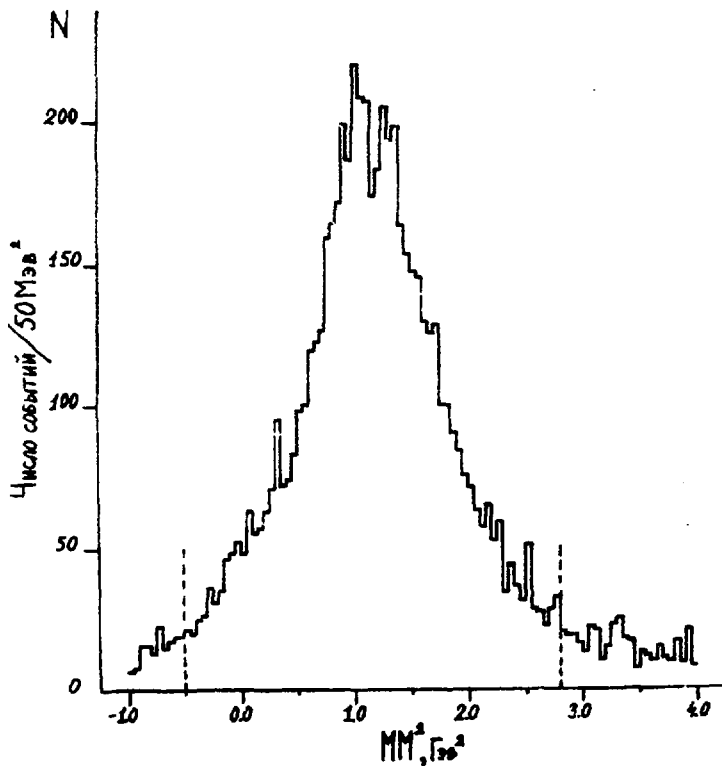


Рис. 4. Распределение по квадрату недостающей массы MM^2 для события с двумя идентифицированными K_1^0 -мезонами.

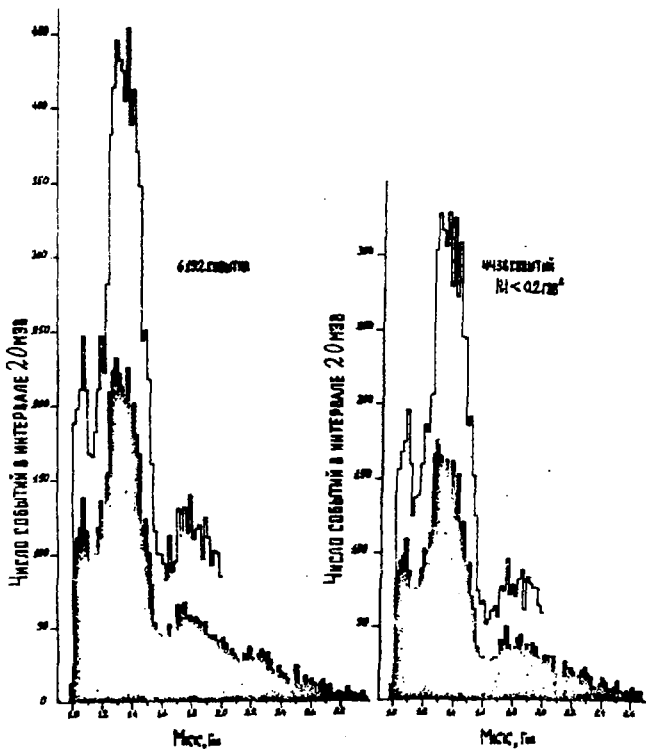


Рис.5. Распределение по эффективной массе двух K_1^0 -мезонов из реакции $p^-p \rightarrow K_1^0 K_1^0 n$ без ограничений на переданный $K_1^0 K_1^0$ -системе импульс и с ограничением $|t| < 0,2$ ГэВ².

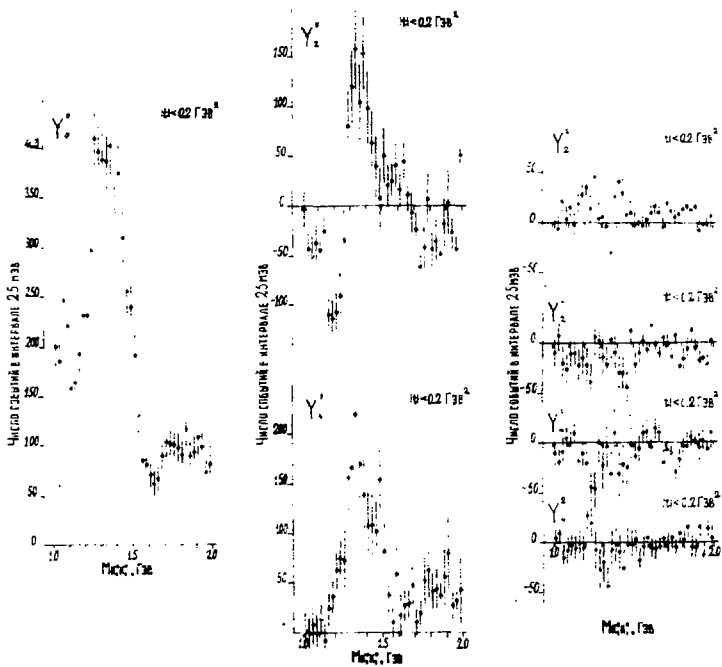


Рис.6. Поведение моментов сферических гармоник, использованных в амплитудном анализе, в зависимости от массы $K_S^0 K_L^0$ - системы.

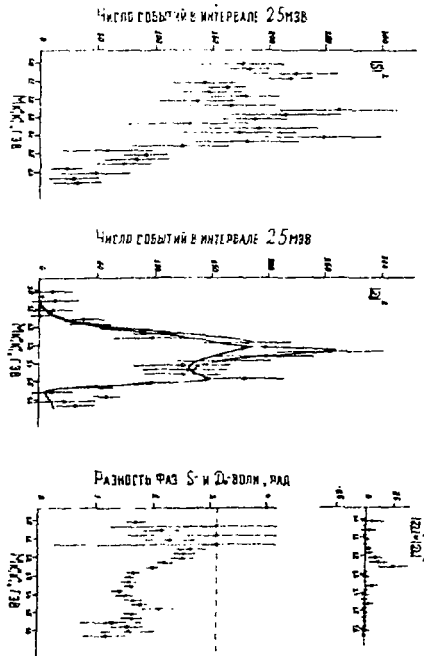


Рис. 7. Результаты амплитудного анализа. Объяснение кривым на рисунке с D_0 -волной дано в тексте.

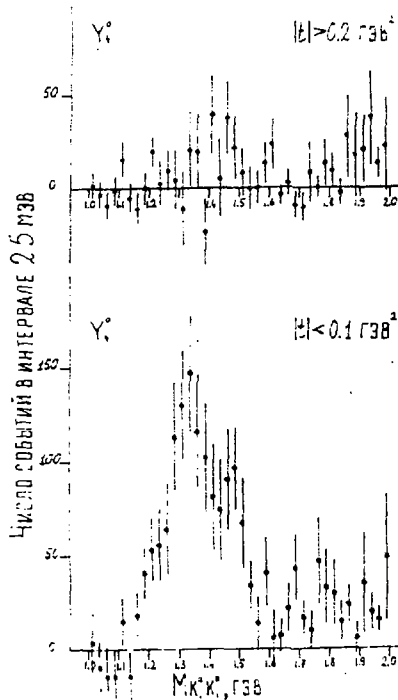


Рис.8. Поведение момента $\langle Y_4^0 \rangle$ в области больших и малых переданных к $K_1^0 K_1^0$ -системе импульсов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Roegner J.L. - Phys.Rev., 1981, D24, p.1347.
2. Doppelt J.P. - Phys.Lett., 1981, B99, 416.
3. Novikov V.A. et al. - Nucl.Phys., 1981, B191, p.301.
4. Вейнштейн А.И. - Физ.СНАИ, 1982, 13, с.542.
4. Wetzel W. et al. - Nucl.Phys., 1976, B115, 1976.
5. Casson N.M. et al. - Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.1485.
6. Polychronakos V.A. et al. - Phys.Rev., 1979, D19, 1317.
7. Lovelace R.P. et al. Preprint CERN/EP-79-162, 1979.
8. Gottewaldt E.R. et al. - Phys.Rev., 1980, D22, p.1501.
9. Etkin A. et al. - Phys.Rev., 1982, D, p.1786.
10. Etkin A. et al. - Phys.Rev., 1982, D25, p.2446.
11. Бодякин Л.Р. и др. Препринт ИТЭФ, 1973, № 88.
12. Борисов К.Р. и др. - Физ.СНАИ, 15, с.361.
13. Журин Е.В. и др. Препринт СНАИ, 1977, 110-6142.
14. Veitch W. et al. - Phys.Lett., 1967, B25, p.357.
15. Irving A.C., Michael C. - Nucl.Phys., 1974, B82, p.282.
16. Particle Data Group. - Phys.Lett., 1982, B111.
17. Dörlisch L. et al. - Nucl.Phys., 1980, B174, p.16.
18. Costa G. et al. - Nucl.Phys., 1980, B175, p.402.
19. Pawlicki A.J. et al. - Phys.Rev., 1977, D12, p.3196.
20. Wicklund A.B. et al. - Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1469.
21. Cohen D. et al. - Phys.Rev., 1980, D22, p.2595.
22. Lipkin H.J. - Phys.Rev., 1968, 176, p.1709.
23. Vianva N.N. et al. - Phys.Rev., 1972, D5, p.1564.
24. Dognug J.P. - Phys.Rev., 1977, D25, p.1875.
25. Chavaud V. et al. - Nucl.Phys., 1983, B222, p.1.
26. Atkinson M. et al. Preprint CERN/EP-83-179, 1983.

О.Н.Балошин и др.

Амплитудный анализ КСР-системы из реакции $J/\psi \rightarrow K_s^0 K_s^0 \pi^0$ при импульсе падающего J/ψ -мезона 40 Гэв/с.

Редактор И.Н.Ломкина

Корректор О.Ю.Ольховникова

Работа поступила в СНИИ 7.08.84

Подписано к печати 4.09.84

Т17043

Формат 60x90 1/16

Офсетн.печ. Усл.-печ.л.1,5. Уч.-изд.л.1,1. Тираж 235 экз.

Заказ 136.

Индекс 3624

Цена 16 коп.

Отпечатано в ИТЭФ, ИУ7259, Москва, Б.Черемушкинская, 25

16 К О П

ИНДЕКС 3624

М., ПРЕПРИНТ ИТЭФ, 1984, № 136, с.1-25