

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

А 458

Д1-88-194

**ПОИСК НЕСТРАННОГО БАРИОНА,
РАСПАДАЮЩЕГОСЯ НА СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ**

**Сотрудничество БИС-2: Дубна - Алма-Ата -
Будапешт - Бухарест - Москва - Прага -
София - Тбилиси**

1988

А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баладин, В.К.Бердышев, В.К.Бирулев, Н.В.Власов, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов, А.Н.Зинченко, И.И.Евсиков, И.М.Иванченко, И.Н.Какурин, М.Н.Капишин, Н.Н.Карпенко, Д.А.Кириллов, И.Г.Косарев, В.Р.Крастев, Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачев, А.Л.Любимов, А.Н.Максимов, А.Н.Морозов, П.В.Моисеиз, В.В.Пальчик, А.В.Поже, А.Прокеш, В.В.Рыбаков, Л.А.Слепец, М.Смижанска, А.С.Чвыров, В.Д.Чолаков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.А.Локтионов, Ю.К.Потребеников, И.Я.Часников
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

И.Вереш, П.Залан, Я.Пазони
Центральный институт физических исследований ВАН, Будапешт

А.С.Белоусов, Я.А.Ваздик, Е.Г.Девицин, М.В.Завертнев, В.А.Козлов, Е.И.Малиновский, С.Ю.Поташов, С.В.Русаков, П.А.Смирнов, Ю.В.Соловьев, А.Р.Теркулов, А.М.Фоменко, Л.Н.Штарков
Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

О.Балеа, Т.Понта
Центральный институт физики, Бухарест

Т.Б.Проголова, Е.А.Чудаков
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

М.Вецко, Я.Гладки, М.Новак
Физический институт ЧСАН, Прага

В.Й.Заячки
Высший химико-технологический институт, София

Д.Т.Бурилков, П.К.Марков, Г.Г.Султанов, П.Т.Тодоров, Р.К.Траянов
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

Л.И.Абашидзе, Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, В.П.Джорджадзе, Н.О.Кадагидзе, Р.А.Кватадзе, В.Д.Кекелидзе, Н.Л.Ломидзе, Г.В.Мелитаури, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури, Г.Т.Татишвили, М.С.Чаргенишвили, Р.Г.Шанидзе
Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Поиск многокварковых адронов имеет важное значение для исследования природы сильных взаимодействий, развития физики элементарных частиц. К многокварковым адронам, в частности, относятся барионии — мезоны, распадающиеся с образованием бариона и антибариона. Вопрос об их существовании связан с рядом взаимопротиворечивых экспериментальных данных^{/1/} и пока еще остается открытым. Существуют теоретические предпосылки того, что наличие в многокварковых адронах странных или тяжелых кварков повышает их стабильность и они могут проявиться в виде узких мезонных резонансов^{/2,3/}. Недавно в двух экспериментах, проведенных в гиперонном пучке на SPS в ЦЕРНе^{/4/} и в нейтронном пучке серпуховского ускорителя^{/5/}, получены указания на существование узкого барионии с отличной от нуля странностью. В этом случае следует ожидать, что при больших массах могут существовать также узкие барионии со скрытой странностью, среди продуктов распада которых находится пара странных частиц с противоположными значениями странности.

Ниже приведены первые результаты по поиску кандидатов в узкий барионий со скрытой странностью. Данные получены с помощью спектрометра БИС-2^{/6/} в том же эксперименте, в котором исследовалось адронное рождение очарованных частиц^{/7,8/}, обнаружен узкий барионий резонанс со скрытой странностью^{/9/} и наблюдались узкие состояния барионии с отличной от нуля странностью^{/5/}.

Эксперимент проведен в нейтронном пучке серпуховского ускорителя. На рис. 1 показана схема расположения на пучке основных элементов спектрометра БИС-2. Пучок со средним импульсом ~ 40 ГэВ/с и интенсивностью ~ $3 \cdot 10^6$ нейтронов в цикле падал на мишень (М). Спектрометрический магнит (СП-40) имел поперечный размер межполюсного зазора (100x29) см². Центр этого зазора в эксперименте принят за начало "правой" ортогональной системы координат спектрометра (XYZ). Магнитное поле в зазоре, параллельное и противоположное по направлению оси OY, изменяло поперечную составляющую импульса пролетающих через него заряженных частиц на 0,64 ГэВ/с. Заряженные частицы регистрировались с помощью двухкоординатных пропорциональных камер с шагом намотки 0,2 см, расположенных до магнита (ПК1 ÷ 7) и после него (ПК8 ÷ 13). Для идентификации заряженных частиц использовались два многоканальных пороговых газовых черенковских счетчика МПГЧС-1 и МПГЧС-2, расположенных соответственно в межполюсном зазоре магнита и за годоскопом сцинтилляционных счетчиков (Г). Семиканальный МПГЧС-1 был заполнен воздухом при атмосферном давлении с порогами свечения по импуль-

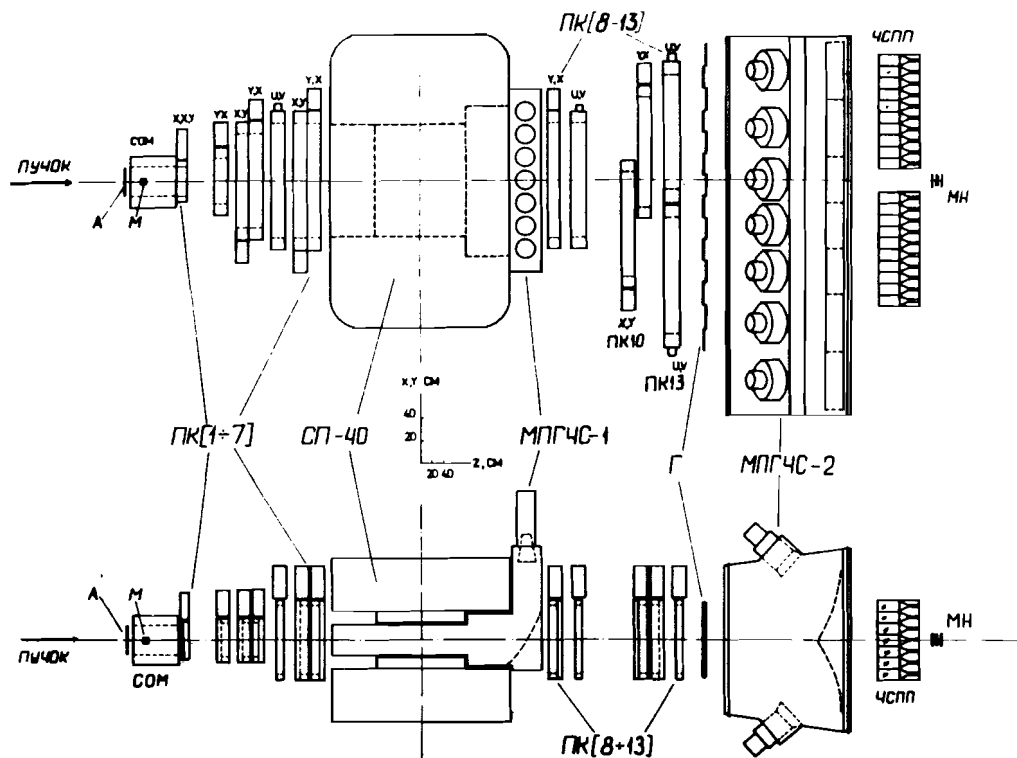


Рис. 1. Схема расположения элементов спектрометра БИС-2 на канале ЧН серпуховского ускорителя.

сам: 6 ГэВ/с — для пионов, 21 ГэВ/с — для каонов и 40 ГэВ/с — для протонов. Соответствующие пороги для четырнадцатиканального МПГЧС-2, заполненного фреоном -12 также при атмосферном давлении, составляли 3, 11 и 20 ГэВ/с. Для запуска спектрометра требовалось прохождение через него не менее четырех заряженных частиц. Запускающий сигнал вырабатывался быстрыми логическими схемами, анализировавшими срабатывания годоскопических элементов в ПК и Г.

Было проведено два сеанса работы БИС-2 — по ~ 250 часов каждый. В первом сеансе использовалась жидководородная мишень и было зарегистрировано $\sim 10^7$ нейтрон-протонных взаимодействий. Во втором сеансе использовались ядерные мишени из углерода, алюминия и меди, которые чередовались через каждые $\sim 5 \cdot 10^4$ зарегистрированных нейтрон-ядерных взаимодействий. Во втором сеансе зарегистрировано $\sim 1,2 \cdot 10^7$ взаимодействий. Мишени имели форму цилиндра диаметром 6 см, их толщины составляли: жидководородной — $2,1 \text{ г/см}^2$ водорода, а ядерных — $3,4 \cdot A^{1/3} \text{ г/см}^2$, где A — атомный вес ядер мишени.

Анализ первичного статистического материала выполнен с целью поиска узких мезонных резонансов с нулевой странностью. Предполагалось, что среди продуктов их распада содержатся барионы и странные частицы. Из всех ожидаемых распадов бариониев для анализа были выбраны такие, в которых одной из странных частиц является Λ , $\bar{\Lambda}$ или K_S^0 . Эти частицы идентифицировались по распадам

$$\Lambda \rightarrow p \pi^-, \quad (1a)$$

$$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+, \quad (1б)$$

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \quad (1в)$$

в спектрах соответствующих эффективных масс.

Всего в этой работе проанализировано $\sim 1,5 \cdot 10^5$ событий, содержащих Λ , $\sim 1,1 \cdot 10^5$ событий, содержащих K_S^0 , и $\sim 1,5 \cdot 10^3$ событий, содержащих $\bar{\Lambda}$.

Искомые барионы могут проявиться в виде узких сигналов (пиков) в спектрах эффективных масс состояний:

$$\Lambda \bar{p} K^+, \quad (2a)$$

$$\bar{\Lambda} p K^-, \quad (2б)$$

$$\Lambda \bar{p} K^+ \pi^\pm, \quad (3a)$$

$$\bar{\Lambda} p K^- \pi^\pm, \quad (3б)$$

$$\text{и } K_S^0 p \bar{p} K^\pm. \quad (3в)$$

Указанные восемь состояний исчерпывают все трех- и четырехчастичные распады искомых бариониев, которые могли быть зарегистрированы спектрометром. Пятичастичные состояния, в том числе дважды заряженные, не анализировались из-за более низкой эффективности их регистрации по сравнению с указанными выше.

Для построения спектров эффективных масс состояний (2) ÷ (3) предварительно были отобраны события, в которых восстановлена нейтральная вилка (V^0), соответствующая одному из распадов (1), а также зарегистрировано не менее двух противоположно заряженных частиц, вылетающих из мишени. При отборе V^0 требовалось, чтобы минимальное расстояние между ее траекториями не превышало 0,9 см (трехкратная величина экспериментального разрешения по этому параметру), а ее вершина находилась бы в области за мишенью по направлению пучка. Минимальные расстояния между краями мишеней и вершинами V^0 , равные 0 см в экспозиции с водородной мишенью и 8 см в экспозициях с ядерными мишенями, были выбраны в результате

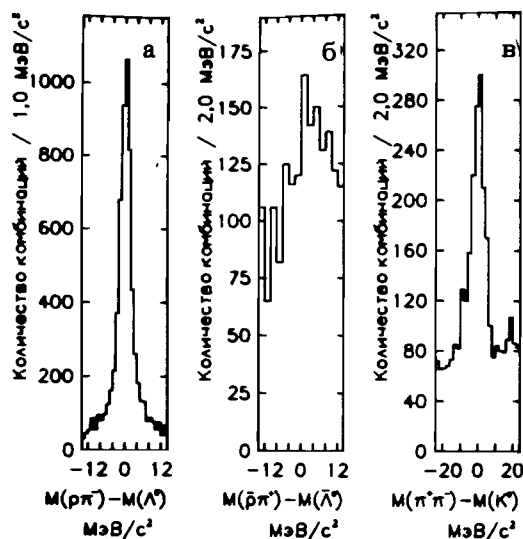


Рис. 2. Распределения V^0 по эффективным массам систем: а — $\pi\pi^-$ и б — $\bar{\pi}\pi^+$ вблизи табличного значения массы Λ ; в — $\pi^+\pi^-$ вблизи табличного значения массы K_s^0 .

оптимизации отношений сигнал/фон для Λ , $\bar{\Lambda}$ и K_s^0 . При восстановлении топологии всего события требовалось, чтобы траектории заряженных частиц имели в области мишени общую вершину с V^0 . За общую вершину принималась точка, среднее квадратическое отклонение которой от траекторий частиц, включая восстановленную траекторию V^0 , не превышало 2,0 см.

На рис. 2а, б, в приведены, соответственно, спектры эффективных масс систем $\pi\pi^-$, $\bar{\pi}\pi^+$ и $\pi^+\pi^-$ для V^0 из 2а-3в с учетом сигналов от МПГЧС-1/2. На двух спектрах (рис.2а и 2в) видны узкие пики с центрами при табличных значениях масс $M(\Lambda)$ и $M(K_s^0)$. Полные ширины пиков на их полувысоте, характеризующие экспериментальные массовые разрешения при восстановлении Λ и K_s^0 , равны 4,5 и 6 $\text{МэВ}/c^2$ соответственно*. При отборе событий (2) ÷ (3), содержащих Λ , требовалось, чтобы соответствующая эффективная масса V^0 отличалась от табличного значения массы $M(\Lambda)$ не более чем на 7 $\text{МэВ}/c^2$, а для $\bar{\Lambda}$ и K_s^0 — не более чем на 10 $\text{МэВ}/c^2$. С учетом перечисленных условий отобрано 26453, 868 и 16217 событий, содержащих соответственно кандидаты в Λ , $\bar{\Lambda}$ и K_s^0 и не менее двух противоположно заряженных частиц, вылетающих из мишени.

При дальнейшем отборе состояний (2) ÷ (3) требовалось использовать информацию от МПГЧС-1/2^{10/} для идентификации типа заряженных частиц в комбинациях. В эксперименте частицы — кандидаты в протоны/антипротоны имели импульсы от 3 до 12 $\text{ГэВ}/c$, что ниже порогов черенковского излучения в МПГЧС-1/2 даже для каонов с такими импульсами. Поэтому при "идентификации" протонов/антипротонов и каонов требовали, чтобы соответствующая анализируемая частица не была однозначно идентифицирована как пион.

* Из-за малой статистики событий на рис. 2б не удалось определить параметры сигнала $\bar{\Lambda}$, соответствующего распадам (1б) из рассмотренной выборки.

Эффективность однозначной идентификации заряженной частицы в качестве пиона зависит как от ее импульса, так и от общего числа зарегистрированных в событии заряженных частиц. Второе существенно связано с дискретной структурой оптики МПГЧС-1/2. Поэтому критерии, определяющие одинаковую степень идентификации пионов, реально различаются при анализе событий с различными состояниями (2) ÷ (3)*. Ввиду отсутствия независимого способа оптимизации таких критериев при анализе событий использовались два метода. В рамках первого критерии, определяющие степень идентификации пионов, выбраны численно одинаковыми. Такие критерии, как отмечалось выше, в общем случае не являются оптимальными для поиска различных состояний. При использовании второго метода критерии выбирались независимо для каждого из конечных состояний, а также независимо в двух экспозициях (с водородной и ядерными мишенями) и оптимизировались по максимальной значимости сигнала, если указание на сигнал получено с помощью первого метода.

На рис.3а приведен спектр эффективных масс 4087 комбинаций нейтрального состояния (2а), полученного в рамках первого метода. Шаг гистограммы (20 $\text{МэВ}/c^2$) выбран равным двухкратной величине экспериментального массового разрешения. Гладкой линией на рисунке обозначен уровень нерезонансного фона, полученный в результате аппроксимации спектра гладкой аналитической функцией. В области массы 3250 $\text{МэВ}/c^2$ наблюдается выброс, в двух массовых интервалах которого содержится ~48 комбинаций над фоновой кривой. Это соответствует более чем четырем стандартным отклонениям от фона. Второй метод идентификации пионов практически не приводит к усилению значимости выброса. Этот выброс может быть принят как указание на то, что он является следствием реального резонанса.

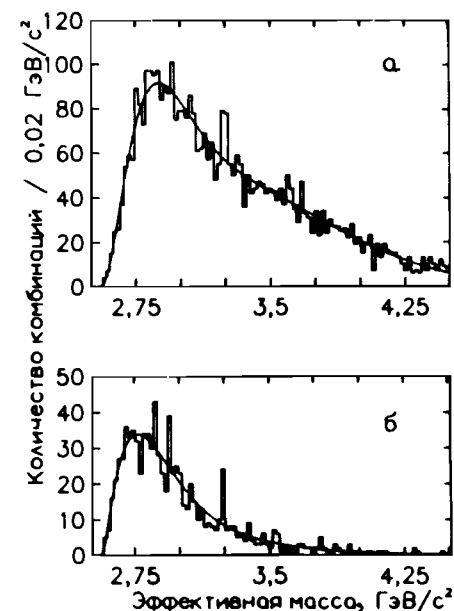


Рис. 3. Распределения по эффективным массам состояний $\Lambda p K^+$ (а) и $\bar{\Lambda} p K^-$ (б).

* Фоновые условия в экспозициях с различными мишенями также отличаются друг от друга.

В спектре эффективных масс, полученном при тех же критериях идентификации пионов (первый метод), для другого нейтрального состояния (26), в области массы 3250 МэВ/c² выброса не наблюдается. В приведенном на рис. 3б спектре эффективных масс этого же состояния (26), в котором содержится 860 комбинаций, выделенных вторым методом, наблюдается слабый выброс при той же массе, что и на рис. 3а. Выброс обусловлен ~17 событиями над гладкой фоновой кривой. Если наблюдаемые в обоих спектрах выбросы связаны с существованием узкого мезонного резонанса, то (согласно С-инвариантности) вероятности его распадов по каналам (2а) и (2б) должны быть равновероятными. Из-за асимметрии установки в плоскости ХОZ геометрическая эффективность регистрации состояний (26) меньше, чем для (2а). Оценка отношения вероятностей распадов резонанса по каналу (2а) к распадам по каналу (2б) с учетом количества событий, полученных вторым методом, и эффективностей их регистрации равна $1,4 \pm 0,5^*$.

Результат суммирования обоих спектров эффективных масс нейтральных состояний (3а) и (3б) показан на рис. 4. В двух интервалах масс виден сигнал с центральным значением массы 3245 МэВ/c². В пике содержится (55 ± 6) комбинаций над фоном около 130 комбинаций. Статистическая значимость такого сигнала соответствует примерно пяти стандартным отклонениям от фона.

На рис. 5 приведена гистограмма, полученная в результате суммирования спектров эффективных масс всех 2538 заряженных комбинаций (3а) ÷ (3в). Критерии идентификации пионов здесь взяты

одинаковыми и такими же, как для нейтральных состояний (первый метод). Шаг гистограммы на рис. 5 равен 20 МэВ/c². Плавной кривой описан нерезонансный фон, путем аппроксимации спектра гладкой аналитической функцией. Здесь в спектре эффективных масс виден выброс в той же области масс, что и в спектре нейтральных состояний (рис. 3

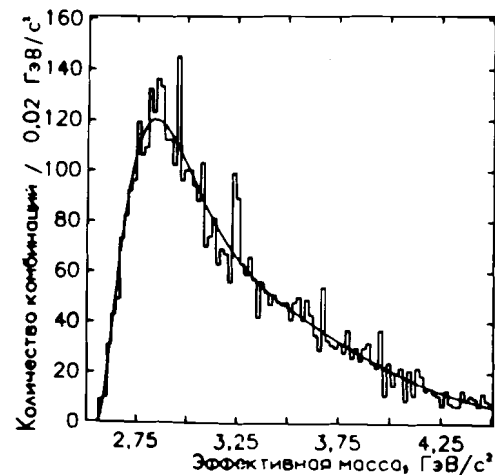


Рис. 4. Суммарный спектр эффективных масс состояний $\Lambda\rho K^+$ и $\Lambda\rho K^-$.

* При оценке этой величины критерии идентификации заряженных частиц не учитывались.

и 4). В трех массовых интервалах выброса содержится ~50 комбинаций над фоновой кривой, что соответствует примерно четырем стандартным отклонениям от фона.

Другая оценка получена при анализе комбинаций (3а) ÷ (3в) вторым методом идентификации заряженных частиц. Полученные по этому методу спектры эффективных масс заряженных состояний (3а) ÷ (3в) показаны на рис. 6. В спектрах (рис. 6а ÷ е) содержится соответственно 521, 230, 768, 765, 162 и 989 комбинаций. На рисунках показаны также результаты аппроксимации спектров гладкими

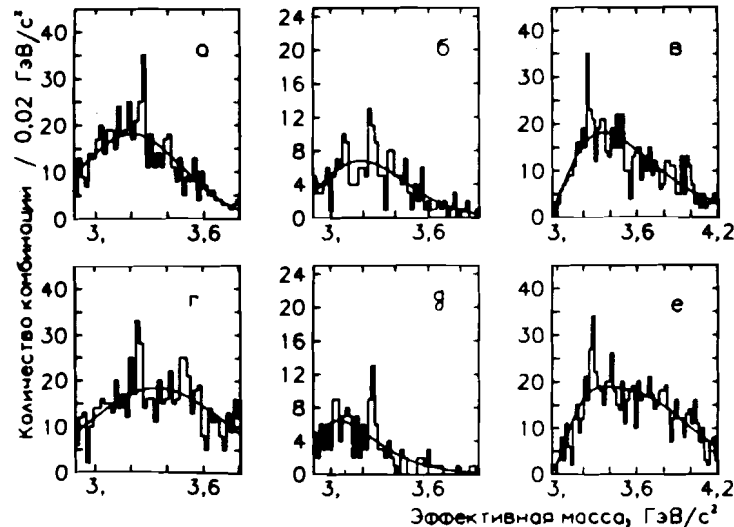
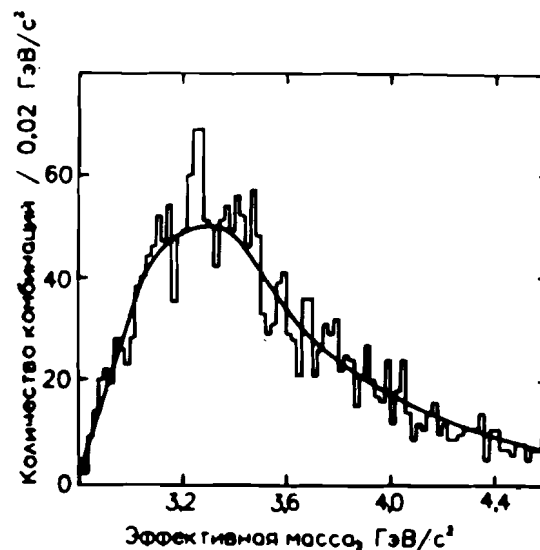


Рис. 6. Распределения по эффективным массам состояний $\Lambda\rho K^+ \pi^-$ (а), $\Lambda\rho K^- \pi^-$ (б), $K^0\rho^+ K^-$ (в), $\Lambda\rho K^+ \pi^+$ (г), $\Lambda\rho K^- \pi^+$ (д), $K^0\rho^+ K^+$ (е).

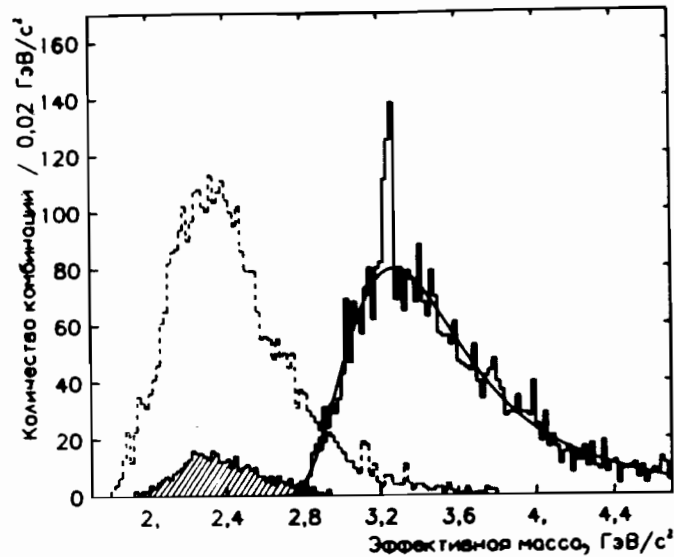


Рис. 7. Сплошная гистограмма — суммарный спектр эффективных масс (см. рис. 6) заряженных состояний $\bar{p}K^+\pi^\pm$, $\bar{p}K^-\pi^\pm$ и $K^0p\bar{p}K^\pm$; пунктирная — спектр эффективных масс, полученный для этих же комбинаций путем замены массы протона (антипротона) на массу пиона; заштрихованная гистограмма получена при аналогичной замене p/\bar{p} на π^\pm в комбинациях, взятых только из области масс сигнала.

фоновыми кривыми. В каждом из шести спектров в двух-трех массовых интервалах с центром ~ 3260 МэВ/с² видны выбросы. Как и в случае нейтральных состояний (2а) и (2б), вероятности распадов бариония в состояниях (3а) и (3б), оцененные методом Монте-Карло, в пределах экспериментальных ошибок согласуются друг с другом.

Результат суммирования шести спектров (рис. 6) заряженных состояний показан сплошной гистограммой на рис. 7. Плавная кривая соответствует уровню нерезонансного фона. В узком пике с центральным значением массы 3256 МэВ/с² в трех по 20 МэВ/с² интервалах содержится (135 ± 9) комбинаций над фоном в 237 комбинаций, что больше восьми стандартных отклонений от уровня фона.

Таким образом, во всех проанализированных спектрах инвариантных масс состояний (2) и (3) в области массы 3250 МэВ/с² наблюдаются выбросы. Даже при одинаковых критериях отбора событий (первый метод идентификации заряженных частиц) в большинстве из рассмотренных спектров масс выбросы сохраняются. Это свидетельствует в пользу того, что эти выбросы являются реальными сигналами, а не статистическими флуктуациями. Они не могут быть следствием кинематического отражения какого-либо резонанса, поскольку присутствуют

в различных состояниях. Это подтверждается спектрами эффективных масс, полученными для тех же комбинаций путем приписывания частицам других значений масс. Все полученные таким образом спектры эффективных масс имели гладкий вид, без каких-либо статистически значимых пиков. Пример одного из таких спектров показан на рис. 7 пунктирной гистограммой.

Следовательно, наблюдаемые сигналы могут рассматриваться как указание на существование узкого мезонного резонанса с нулевой странностью, в трехзарядовых состояниях $Q = \pm 1$ и 0. Ширина этого резонанса не превышает 30 МэВ/с². Его масса составляет (3250 ± 30) МэВ/с². Ошибка в величине массы является оценкой максимально допустимой систематической неопределенности при вычислении эффективных масс рассмотренных комбинаций состояний. Этот резонанс мы в дальнейшем обозначим через M_ϕ^* . Найдено, что вероятность распада M_ϕ^+ по каналу (3в) близка к вероятности распада по каналу (3а) или (3б).

Из анализа инклюзивных спектров продольной P_L и поперечной P_T^2 составляющих импульсов M_ϕ найдено, что они зарегистрированы в кинематической области ($20 \leq P_L \leq 60$) ГэВ/с и $P_T^2 \leq 0,8$ (ГэВ/с)². Это соответствует значениям фейнмановской переменной $X_{1,2} \geq 0,2$. Зависимость сечения M_ϕ в этой области от атомного веса A ядер мишеней не противоречит $A^{2/3}$. В соответствии с такой зависимостью были оценены сечения рождения резонанса на нуклонах. В рассмотренной кинематической области произведение сечения рождения нейтрального состояния на вероятность распада по одному из наблюдаемых каналов (2а) или (2б) с 90-процентным уровнем достоверности заключено в пределах $(0,4 \div 3,0)$ мкб/нуклон. Произведения сечений рождения заряженных состояний на вероятность распада по каналу (3а) или (3б) с тем же уровнем достоверности ограничены величинами $(0,5 \div 7,0)$ мкб/нуклон.

Мезонный резонанс M_ϕ является барионием, поскольку среди продуктов его распада содержатся барион и антибарион. Его масса на 180-200 МэВ/с² больше массы странного бариония U/M_s , разные зарядовые состояния которого наблюдались в этом же эксперименте^{5/} и на SPS в ЦЕРНе^{4/}. Из-за необычного для мезонов изоспина U/M_s он относится к экзотическим мезонам, содержащим не менее четырех валентных кварков**. Разность масс между M_ϕ^- и M_s^- -бариониями близка к типичному расщеплению различающихся на единицу гиперзаряда уровней в SU(3)-мультиплетах барионов^{1/}. Поскольку M_ϕ распадается при этом на странные частицы, он может быть рассмотрен как кандидат в барионий со скрытой странностью — представитель того же SU(3)-мультиплета экзотических мезонов, что и M_s .

* Обозначение выбрано в соответствии с предложением^{12/}, в котором индекс указывает наличие скрытой или открытой странности.

** В работах^{11-14/} приведены теоретические модели, из которых следует возможность существования и предсказаны некоторые свойства U/M_s .

Приведенные результаты по поиску бариониев, распадающихся на странные частицы, получены на основе анализа ~50% статистической информации, зарегистрированной с помощью спектрометра БИС-2.

Авторы признательны А.М.Балдину, М.Г.Мещерякову, Э.И.Мальцеву, А.Н.Сисакяну, Л.Д.Соловьеву, А.Н.Тавхелидзе и Н.Е.Тюрину за поддержку проводимых исследований; С.П.Баранову, С.С.Герштейну, А.Б.Кайдалову, Р.Ледницкому, И.А.Савину за плодотворные и стимулирующие обсуждения; К.Хиллеру за участие в анализе данных и полезные критические замечания; Е.М.Лихачевой за участие в эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Review of Particle Properties. Phys. Lett., 1986, B170.*
2. *Jaffe R.L. – Phys. Rev., 1977, D15, p.267; Phys. Rev., 1977, D15, p.281.*
3. *Gignoux C. et al. – Phys. Lett., 1987, D193, p.323.*
4. *Bourguin M. et al. – Phys. Lett., 1986, B172, p.113.*
5. *Aleev A.N. et al. JINR Rapid Communications, No.19-86, Dubna, 1986, p.16.*
6. *Айхнер Г. и др. ОИЯИ, 1-80-644, Дубна, 1980; Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, 1-81-67, Дубна, 1981; Максимов А.Н. и др. ОИЯИ, 1-81-574, Дубна, 1981; Бурилков Д.Т. и др. ОИЯИ, 10-80-656, Дубна, 1980; Бурилков Д.Т. и др. ОИЯИ, 10-81-772, Дубна, 1981.*
7. *Aleev A.N. et al. – Z. Phys., 1984, C23, p.333.*
8. *Aleev A.N. et al. JINR, E1-85-662, Dubna, 1985.*
9. *Aleev A.N. et al. – Z. Phys., 1984, C25, p.205.*
10. *Гуськов Б.Н. и др. ОИЯИ, P1-86-248, Дубна, 1986.*
11. *Barnes K.J., Forgacs P., Vaughn M.T. – Phys. Lett., 1986, B182, p.208.*
12. *Chan H.-M., Tsou S.T. RAL-87-005, 1987.*
13. *Ono S., Furui S., Mitra A.N. International Conference on Particles and Nuclei, Kyoto, April 20-24, 1987.*
14. *Tsou S.T. – Nucl. Phys., 1978, B141, p.397.*

Рукопись поступила в издательский отдел
23 марта 1988 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
D4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
D2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
D14-87-799	Труды Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.