В.Л.Коротких, Л.И.Сарычева

РОЖДЕНИЕ ЭКЗОТИЧЕСКИХ МЕЗОНОВ В $\pi^- p$ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 18 ГэВ/с В ЭКСПЕРИМЕНТЕ E852

Препринт НИИЯФ МГУ 2003-10/723

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

В.Л.Коротких, Л.И.Сарычева

РОЖДЕНИЕ ЭКЗОТИЧЕСКИХ МЕЗОНОВ В $\pi^- p$ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 18 ГэВ/с В ЭКСПЕРИМЕНТЕ Е852

Препринт НИИЯФ МГУ 2003-10/723

УДК 539.126.343.
ББК 22.386
К 68

V.L.Korotkikh, L.I.Sarycheva
E-mail: vlk@lav01.sinp.msu.su
E-mail: lis@alex.sinp.msu.su

Exotic mesons production in $\pi^- p$ interactions at 18 GeV/c in E852* experiment

Preprint SINP MSU 2003-10/723

Abstract

Review of last experimental results on the exotic meson production (upto 2003 year) is presented. It is shown that more probable candidates to exotics are two 1^{-+} mesons: $\pi_1(1400)$ and $\pi_1(1600)$. The comparison with different theoretical models is given.

---

* E852 Collaboration:
Brookhaven National Laboratory, Moscow State University, University of Massachusetts Dartmouth, Rensselaer Polytechnic Institute, University of Notre Dame, Indiana University, Northwestern University, Institute for High Energy Physics – Protvino, Carnegie Mellon University, Thomas Jefferson National Accelerator Facility.

В.Л.Коротких, Л.И.Сарычева

Рождение экзотических мезонов в $\pi^- p$ взаимодействиях при 18 ГэВ/с в эксперименте E852

Препринт НИИЯФ МГУ 2003-10/723

Аннотация

Представлен обзор последних экспериментальных результатов по рождению экзотических мезонов (до 2003 года). Показано, что наиболее вероятными кандидатами в экзотические мезоны являются два 1^{-+} мезона: $\pi_1(1400)$ и $\pi_1(1600)$. Дано сравнение с предсказаниями различных теоретических моделей.

1. Введение

Мезонная спектроскопия вступает в новую эру экспериментальных и теоретических исследований. На предыдущем этапе физики вполне довольствовались представлениями о кварковой материи: мезоны состоят из кварка и антикварка, барионы — из трех кварков. Последние расчеты "на решетках" в рамках квантовой хромодинамики (КХД) показывают, что может существовать новая частица (**глюбол**) или связанное состояние двух или более глюонов между собой. Родственной ей частицей, предсказываемой различными моделями КХД, является **гибрид** — связанное состояние кварка, антикварка и глюона. Предсказываются также многокварковые состояния и мезонные молекулы.

В последнее десятилетие XX века появились экспериментальные свидетельства существования таких частиц, открывающих совершенно новый класс материи, называемый экзотикой.

Настоящая работа посвящена результатам по исследованию гибридных мезонных состояний, квантовые числа которых запрещены в рамках конституентной кварковой модели и являются однозначным признаком (сигнатурой) экзотических состояний.

2. Гибридные экзотические мезоны

Описание частицы можно считать полным, если определены ее масса, время жизни, квантовые числа $\boldsymbol{I^G J^{PC}}$ и внутренняя структура. Рассмотрим, как определяются квантовые числа мезонов.

Классическая кварковая модель (так называемая конституентная кварковая модель) [1] несовершенна. Она не объясненяет конфайнмент (удержание кварков) и роль глюонов, не дает абсолютных значений масс и вероятностей распада мезонов. Однако она позволяет дать ряд хороших предсказаний и является основой для классификации мезонов.

В сильных взаимодействиях частица характеризуется следующими сохраняющимися квантовыми числами:

$\vec{\boldsymbol{J}}$ — полный угловой момент (спин мезона),	$\boldsymbol{P}$ — пространственная четность,
$\vec{\boldsymbol{S}}$ — суммарный спин кварков,	$\boldsymbol{C}$ — зарядовая четность,
$\boldsymbol{I}$ — изоспин,	$\boldsymbol{G}$ — G-четность.

В дополнение к суммарному спину кварков имеется орбитальный угловой момент $\vec{\boldsymbol{L}}$ мезона. Затем $\vec{\boldsymbol{L}}$ и $\vec{\boldsymbol{S}}$ можно векторно сложить в полный угловой момент мезона $\vec{\boldsymbol{J}} = \vec{\boldsymbol{L}} + \vec{\boldsymbol{S}}$, где $J = |L-S|, |L-S+1|, \ldots, |L+S|$.

Заряженные частицы не могут быть собственными состояниями оператора $\hat{\boldsymbol{C}}$, т.к. $\hat{\boldsymbol{C}}|\pi^+\rangle = |\pi^-\rangle$. Однако, если применить $\hat{\boldsymbol{C}}$-оператор вслед за вращением изоспина $\hat{\boldsymbol{R}} = e^{i\pi \hat{\boldsymbol{I}}_y}$ таким, что $|\boldsymbol{I}, \boldsymbol{I}_z\rangle \to |\boldsymbol{I}, -\boldsymbol{I}_z\rangle$ (здесь $\boldsymbol{I_{y,z}}$ — проекции изоспина на оси координат в изоспиновом пространстве), то заряженные частицы могут быть собственными состояниями нового оператора $\hat{\boldsymbol{G}}$-четности, определенного как произведение операторов $\hat{\boldsymbol{C}}$ и $\hat{\boldsymbol{R}}$, $\hat{\boldsymbol{G}} = \hat{\boldsymbol{C}}\hat{\boldsymbol{R}}$.

Можно так переопределить оператор $\hat{\boldsymbol{C}}$ и собственные состояния адронов и антиадронов [2], что его собственное значение будет определять все члены данного нонета. При этом его значение можно принять равным значению $\boldsymbol{C}$ для нестранного нейтрального мезона этого нонета. Для нейтральной системы $\boldsymbol{G} = \boldsymbol{C}(-1)^{\boldsymbol{I}}$. Таким образом, приходим к следующим формулам:

$$\vec{\boldsymbol{J}} = \vec{\boldsymbol{L}} + \vec{\boldsymbol{S}}; \tag{1}$$
$$\boldsymbol{P} = (-1)^{L+1}; \tag{2}$$
$$\boldsymbol{C} = (-1)^{L+S}; \tag{3}$$
$$\boldsymbol{G} = (-1)^{L+S+I}. \tag{4}$$

Используя их, можно вычислить всевозможные $\boldsymbol{J^{PC}}$ для мезонов, разрешенных конституентной кварковой моделью. При этом $\boldsymbol{G} = \boldsymbol{C}$ для $\boldsymbol{I} = 0$ и $\boldsymbol{G} = -\boldsymbol{C}$ для $\boldsymbol{I} \neq 0$.

Неразрешенные комбинации квантовых чисел

$$\boldsymbol{J^{PC}} = 0^{--},\ 0^{+-},\ 1^{-+},\ 2^{+-},\ 3^{-+},\ \ldots \tag{5}$$

— экзотические сочетания в кварковой модели.

Если состояние с такими квантовыми числами будет обнаружено, то оно должно быть чем-то отличным от $q\bar{q}$-системы. Предполагается, что эти квантовые числа будут разрешены для состояний $|q\bar{q}g\rangle$ — гибридов, т.е. связанных состояний кварк-антикварк-глюон. Здесь мы ограничимся рассмотрением частиц, состоящих из легких кварков $q = u, d, s$. При этом гибриды могут иметь любые квантовые числа $\boldsymbol{J^{PC}}$. Подробнее см. обзор [3].

2.1. Гибриды

В настоящее время экспериментально наблюдаются лишь экзотические мезоны $\pi_1(1400)$ и $\pi_1(1600)$ [4, 5, 6, 7] с $\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{-+}$ (подробнее см. раздел 4 данной работы).

Гибриды, т.е. связанные состояния $|q\bar{q}g\rangle$, естественно описывать в рамках теории КХД. В настоящее время точная теория гибридных мезонов не разработана, т.к. трудно учесть непертурбативные вклады. Наиболее надежными являются подходы, основанные на КХД, такие как правила сумм КХД и расчеты на решетках (Lattice Gauge Theory). Они дают более или менее точные предсказания для масс тяжелых гибридов $|c\bar{c}g\rangle$ и $|b\bar{b}g\rangle$ и очень большой разброс в результатах для легких гибридов в зависимости от используемых допущений. Отметим здесь, что КХД без дополнительных приближений допускает любые значения $\boldsymbol{J^{PC}}$ для гибридов.

Сложные расчеты КХД на решетке [8] для энергии $q\bar{q}$-пары в глюонном поле в зависимости от расстояния r между кварками показывают, что для описания $|q\bar{q}g\rangle$-состояния следует использовать разные модели. При очень маленьких расстояниях r можно использовать адиабатическую модель мешка [9], где кварки стационарны и глюон можно рассматривать как "валентную" частицу (quark-gluon constituent model). При бóльших расстояниях r (но меньших размера протона) должна хорошо работать модель трубки глюонного потока [10] (flux tube model, FTM), в которой глюон рассматривается как струна с точечными "зернами", связанными линейным потенциалом.

В модели мешка кварки имеют суммарный спин $\boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 0, 1$ и орбитальный момент $\boldsymbol{l}_{q\bar{q}}$. Для низколежащего состояния $\boldsymbol{l}_{q\bar{q}} = 0,\ 1$. Глюон ($\boldsymbol{S}_g = 1$) также имеет орбитальный момент относительного движения $\boldsymbol{l}_g = 0,\ 1$. Законы сохранения четности и зарядовой четности дают для гибрида [11]

$$\begin{aligned} \boldsymbol{P} &= (-1)^{l_{q\bar{q}}+l_g}, \\ \boldsymbol{C} &= (-1)^{l_{q\bar{q}}+S_{q\bar{q}}+1}. \end{aligned} \tag{6}$$

Суммарные квантовые числа $\vec{\boldsymbol{J}}_g = \vec{\boldsymbol{L}}_g + \vec{\boldsymbol{S}}_g$, $\vec{\boldsymbol{L}}$ и $\vec{\boldsymbol{J}}$ гибридного мезона получаются векторным сложением составляющих. В итоге, например для гибридного состояния $\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{-+}$, возможны следующие квантовые числа [11], приведенные в табл. 1.

Таблица 1

Квантовые числа низколежащего 1^{-+} гибрида $|q\bar{q}g\rangle$

в кварк-глюонной конституентной модели

$\boldsymbol{P}$	$\boldsymbol{C}$	$\boldsymbol{l_{q\bar{q}}}$	$\boldsymbol{l_g}$	$\boldsymbol{J_g}$	$\boldsymbol{S_{q\bar{q}}}$	$\boldsymbol{L}$	$\boldsymbol{J}$
−	+	0	1	0	1	0	1
−	+	0	1	1	1	1	1
−	+	0	1	2	1	2	1
−	+	1	0	1	0	1	1

Авторы работы [11] показывают, что возбуждению кварковых степеней свободы соответствует лишь один из перечисленных наборов с $\boldsymbol{l}_{q\bar{q}} = 1$, $\boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 0$ и $\boldsymbol{l}_g = 0$, а возбуждению глюонных степеней свободы — остальные три с $\boldsymbol{J}_g = \boldsymbol{L} = 0,\ 1,\ 2$ и $\boldsymbol{l}_g = 1$.

В общем случае в модели мешков возможны любые значения $\boldsymbol{J^{PC}}$ для гибридов. Оказывается, что гибрид $\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{-+}$ является самым легким. В КХД связанный глюон имеет два нижайших состояния: так называемое "поперечно-электрическое" (TE) с $\boldsymbol{J_g^{PC} = 1^{+-}}$ и "поперечно-магнитное" (TM) с $\boldsymbol{J^{PC}}_g = 1^{--}$. Низколежащие $q\bar{q}$-состояния дают нам 0^{-+} и 1^{--} для $\boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 0$ и 1 соответственно. Для TE-глюонов мы получим квантовые числа $\boldsymbol{J^{PC}}$ гибрида векторным сложением

$$\begin{array}{lccc} & q\bar{q} & \text{Глюон} & \text{Гибрид} \\ \begin{array}{l}\boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 0 \\ \boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 1\end{array} & \begin{pmatrix} 0^{-+} \\ 1^{--} \end{pmatrix} & \otimes \quad 1^{+-} = & \begin{pmatrix} 1^{--} \\ (0,1,2)^{-+} \end{pmatrix}. \end{array} \tag{7}$$

Здесь $\otimes$ обозначает векторное сложение спиновых моментов $\vec{\boldsymbol{S}}$ и аддитивное перемножение квантовых чисел $\boldsymbol{P}$ и $\boldsymbol{C}$. Экзотический гибрид с $\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{-+}$ является состоянием, где кварк и антикварк имеют параллельно выстроенные спины, $\boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 1$, а гибриды с $\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{--}$, 0^{-+} и 2^{-+} имеют выстроенность спинов кварков, противоположную выстроенности в кварковой модели для этих же значений $\boldsymbol{J^{PC}}$.

Для TM-глюонов, которые тяжелее, чем TE-глюоны, в модели мешков получаются другие квантовые числа $\boldsymbol{J^{PC}}$ гибридов

$$\begin{array}{lccc} & q\bar{q} & \text{Глюон} & \text{Гибрид} \\ \begin{array}{l}\boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 0 \\ \boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 1\end{array} & \begin{pmatrix} 0^{-+} \\ 1^{--} \end{pmatrix} & \otimes \quad 1^{--} = & \begin{pmatrix} 1^{+-} \\ (0,1,2)^{++} \end{pmatrix}. \end{array} \tag{8}$$

Эти гибриды по квантовым числам идентичны $q\bar{q}$-мезонам с $\boldsymbol{L} = 1$ и имеют одинаковую с ними выстроенность спинов кварков. Поэтому ожидается, что гибрид $\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{-+}$ будет самым легким, что подтверждается расчетами КХД на решетках. Отметим, что в этом гибриде спины кварков выстроены так, что $\boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 1$.

Несколько другой набор квантовых чисел $\boldsymbol{J^{PC}}$ для самых легких гибридов получается в модели трубки глюонного потока (FTM). Остановимся подробнее на этой модели, т.к. ее результаты совпадают с предсказаниями КХД на решетках. Кварки удерживаются между собой струноподобной хромоэлектрической трубкой потока. Эта трубка не похожа на обычный глюон и ее квантовые числа зависят от фононоподобных поперечных колебаний элементов трубки. Если колебаний нет, то орбитальный угловой момент трубки $j = 0$. В этом случае мы имеем обычный $q\bar{q}$-мезон. Расчеты КХД на решетках [12, 13] и модель трубки показывают, что низшее возбужденное состояние трубки имеет $j = 1$. При этом ее четность и зарядовая четность связаны соотношением $\boldsymbol{P} = -\boldsymbol{C}$.

Обозначим проекцию углового момента трубки j на ось, соединяющую кварки, через λ. Поворот по часовой и против часовой стрелки вдоль этой оси соответствует значениям $\lambda = +1$ и $\lambda = -1$. Обозначим эти состояния через ψ_{11} и ψ_{1-1}. Они вырождены, т.к. система должна иметь одну и ту же энергию независимо от того, как она вращается относительно этой оси. Следовательно, любая линейная комбинация также будет собственным состоянием гамильтониана. Рассмотрим комбинации

$$\begin{aligned} |+\rangle &= (\psi_{11} + \psi_{1-1})/\sqrt{2}, \\ |-\rangle &= (\psi_{11} - \psi_{1-1})/\sqrt{2}. \end{aligned} \tag{9}$$

Оператор четности $\hat{\boldsymbol{P}}$ меняет вращение по и против часовой стрелки, т.е. меняет состояния ψ_{11} и ψ_{1-1} между собой. Поэтому его действие на функции $|+\rangle$ и $|-\rangle$ будет

$$\hat{\boldsymbol{P}}|+\rangle = p|+\rangle, \qquad \hat{\boldsymbol{P}}|-\rangle = -p|-\rangle. \tag{10}$$

Зарядовое сопряжение $\hat{\boldsymbol{C}}$ меняет направление линии кварк-антикварк, т.е. переворачивает ось и, значит, меняет вращение по и против часовой стрелки, т.е. снова меняет местами ψ_{11} и ψ_{1-1}. Таким образом,

$$\hat{\boldsymbol{C}}|+\rangle = c|+\rangle, \qquad \hat{\boldsymbol{C}}|-\rangle = -c|-\rangle, \tag{11}$$

т.е. функции $|+\rangle$ и $|-\rangle$ являются собственными состояниями операторов четности $\hat{\boldsymbol{P}}$ и зарядовой четности $\hat{\boldsymbol{C}}$. Поэтому квантовые числа трубки (с учетом условия $\boldsymbol{P = -C}$) являются

$$\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{-+} \ \text{ или } \ 1^{+-}. \tag{12}$$

При этом одному из них соответствует состояние $|+\rangle$, а другому — $|-\rangle$, что зависит от конкретизации значений $\boldsymbol{P}$ и $\boldsymbol{C}$.

Квантовые числа низколежащего гибрида найдем с помощью векторного сложения. Напомним, что для $q\bar{q}$-системы мы имеем 0^{-+} при $\boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 0$ и 1^{--} при $\boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 1$. Тогда квантовые числа гибрида получим следующим образом:

$$\begin{array}{cccccc} & q\bar{q} & & \text{Трубка} & & \text{Гибрид} \\ \boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 0, & 0^{-+} & \otimes & \begin{pmatrix} 1^{-+} \\ 1^{+-} \end{pmatrix} & = & \begin{pmatrix} 1^{++} \\ 1^{--} \end{pmatrix}. \end{array} \tag{13}$$

Данные значения $\boldsymbol{J^{PC}}$ гибрида (точнее мультиплета гибридных состояний) не отличаются от обычных для кварковой модели квантовых чисел, но выстроенность спинов кварков в гибриде противоположна той, что для $q\bar{q}$-системы с 1^{++} и 1^{--} ($\boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 1$).

Для $\boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 1$ гибрид будет иметь

$$\begin{array}{ccccccc} & q\bar{q} & & \text{Трубка} & & \text{Гибрид} & \\ \boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 1, & 1^{--} & \otimes & \begin{pmatrix} 1^{-+} \\ 1^{+-} \end{pmatrix} & = & \begin{pmatrix} (\mathbf{0}, 1, \mathbf{2})^{+-} \\ (0, \mathbf{1}, 2)^{-+} \end{pmatrix} & . \end{array} \tag{14}$$

В этом случае мы имеем гибриды с необычными квантовыми числами

$$\boldsymbol{J^{PC}} = \mathbf{0}^{+-},\ \mathbf{2}^{+-}\ \text{ и }\ \mathbf{1}^{-+}. \tag{15}$$

И снова, как и в предыдущем случае, выстроенность спинов кварков для гибридов с обычными квантовыми числами 1^{+-}, 0^{-+}, 2^{-+} противоположна выстроенности для $q\bar{q}$-мезона.

Всего модель трубки дает 8 мультиплетов (72 гибрида)

$$\boldsymbol{J^{PC}} = 0^{\mp\pm}, 1^{\mp\pm}, 2^{\mp\pm}, 1^{\pm\pm} \tag{16}$$

для низколежащих состояний без орбитального и радиального возбуждений системы.

Мультикварковые системы [14] типа $q^2\bar{q}^2$ могут дать любые квантовые числа $\boldsymbol{J^{PC}}$ системы. Интерес к ним в литературе заметно ослаб. 4-кварковая система $q^2\bar{q}^2$ может легко перестроиться в состояние из двух $(q\bar{q})$ и $(q\bar{q})$ слабо связанных мезонов, образуя мезон-мезонную молекулу. Такая система имеет большую вероятность распада (большую ширину резонанса) и ее будет трудно идентифицировать в эксперименте. Исключение составляют предсказываемые мезонные молекулы [15] с K-мезонами, а также $\rho\rho$- и $\omega\omega$-молекулы.

2.2. Предсказания масс экзотических мезонов

Модельные предсказания масс не $q\bar{q}$ мезонных состояний сильно отличаются друг от друга. Приведем результаты теоретических расчетов массы легчайшего 1^{-+} гибрида.

Модель трубки глюонного потока [10] предсказывает 1^{-+} состояние при $1.8 \div 2.0$ ГэВ/с^2. Аналогичные результаты получены в расчетах КХД на решетках [12, 13]. Ранние модели мешков дают низкие массы 1^{-+} в области $1.3 \div 1.8$ ГэВ/с^2 [16]. Предсказания правил сумм КХД меняются в широких пределах $1.4 \div 2.5$ ГэВ/с^2 [17]. Ди-кварковая кластерная модель [18] предсказывает 1^{-+} состояние при 1.4 ГэВ/с^2, а конституентная глюонная модель [9] дает массу легкого гибрида в области $1.8 \div 2.2$ ГэВ/с^2.

Перечислим признаки экзотических состояний.

1. Значения $\boldsymbol{J^{PC}}$, неразрешенные в кварковой модели. Они соответствуют состояниям со значениями $\boldsymbol{J^{PC}} = 0^{--}$ и состояниям с натуральной четностью $\varepsilon = \boldsymbol{P}(-1)^{\boldsymbol{J}} = +1$, для которых значения $\boldsymbol{C}$ и $\boldsymbol{P}$ имеют разные знаки, т.е. $\boldsymbol{J^{PC}} = 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+}, \ldots$. Эти значения являются ярким и однозначным признаком экзотики, но они не исчерпывают набора экзотических состояний.

2. Лишние (дополнительные) состояния в рамках данного мезонного нонета. В этом случае квантовые числа $\boldsymbol{J^{PC}}$ соответствуют кварковой модели, но другие свойства мезона (масса, ширина) могут быть отличны от мезонов нонета.

3. Возможны особые соотношения для вероятностей распада экзотического состояния по различным каналам, отличающиеся от предсказываемых кварковой моделью.

2.3. Распады

Вероятности распадов гибридов по различным каналам должны отличаться от распадов обычных $q\bar{q}$-состояний. Это особенно важно, если квантовые числа $\boldsymbol{J^{PC}}$ гибрида не являются экзотическими. Существует правило отбора распада гибридного состояния, состоящее в том, что глюонное возбуждение не может передать угловой момент конечному состоянию как относительный угловой момент. Вместо этого появляется внутренний угловой момент одной из $q\bar{q}$-пар [19, 20].

Таким образом, распад состояния $\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{-+}$ в S-волне $(L = 0)$ по каналам распада

$$\pi_1 \to [\pi b_1, \pi f_1, \eta a_1, K, K_1, \ldots]_S$$

является доминирующим в сравнении с его распадом в P-волне $(L = 1)$ по каналам

$$\pi_1 \to [\pi\eta, \pi\eta', \pi\rho, K^*K, \eta\rho, \ldots]_P.$$

В частности, в модели трубки глюонного потока (FTM)[21] теоретические предсказания ширин распада гибрида $\pi_1(1900)$ представлены в табл. 2.

Таблица 2

Теоретические значения ширин распада гибрида $\pi_1(1900)$ в модели трубки глюонного потока

$\pi_1(2000)$	πb_1	πf_1	$\pi\rho$	$\pi\eta$	$\pi\eta'$	$a_2\eta$	$K_1(1400)K$	Total
Г, МэВ	150	40	$5 \div 20$	$0 \div 10$	$0 \div 10$	50	125	≈ 450

К сожалению, это правило отбора не абсолютно. В модели FTM и конституентной глюонной модели оно может быть нарушено свойствами волновой функции гибрида H и релятивистскими эффектами. В модели мешков, наоборот, возможно также, что возбужденный кварк передаст свой угловой момент в орбитальный угловой момент.

Тем не менее, наблюдение распада гибрида H с большей вероятностью для каналов на два мезона $M_1(L=0)$ и $M_2(L=1)$ с разными внутренними угловыми орбитальными моментами

$$H \to M_1(L=0) + M_2(L=1)$$

в сравнении с

$$H \to M_1(L=0) + M_2(L=0)$$

служит сигнатурой гибридов.

2.4. Механизмы рождения гибридов

Экспериментальный поиск гибридных состояний — трудная задача. Выбор процесса, в котором рождение конечного состояния может быть обогащено глюонами, позволит усилить выход экзотических состояний.

Приведем некоторые примеры процессов, в которых ожидается большое сечение образования гибридов.

Предполагается, что померон является мультиглюонной системой. Поэтому в процессах, идущих за счет обмена помероном или двумя померонами, можно ожидать рождения гибридов [22, 23]. Пример такого процесса представлен на рис. 1. В экспериментах E852 [5], GAMS [7], VES [4] и KEK [25] именно этот процесс исследовался для поиска гибридных состояний.

Процесс двухпомеронного обмена представлен на рис. 2. Его исследование планируется в FNAL, RHIC и LHC.

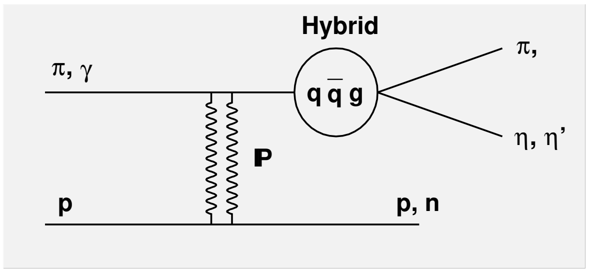

Рис. 1. Рождение гибрида пионом или фотоном за счет обмена помероном $\mathbb{P}$.

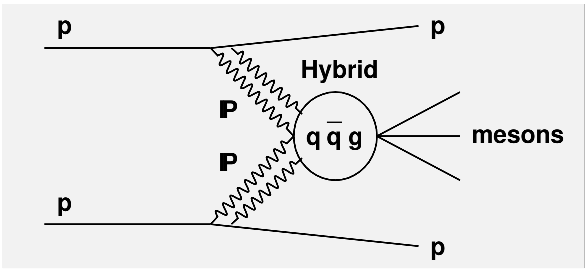

Рис. 2. Рождение гибрида в двухпомеронном обмене.

В ядро-ядерных столкновениях на ускорителях RHIC и LHC возможно исследовать гибриды в результате двухфотонного взаимодействия (рис. 3).

Слияние практически остановившихся антипротонов с протонами (нейтронами) оказалось также очень полезным процессом для изучения гибридов (эксперимент Crystal Barrel). На рис. 4 представлен процесс, изученный группой Crystal Barrel [26, 27] в реакциях $\bar{p}p \to \pi^0\pi^0\eta$, $\bar{p}n \to \pi^-\pi^0\eta$. Результаты, полученные в упомянутых экспериментах, обсуждаются в разделе 4.

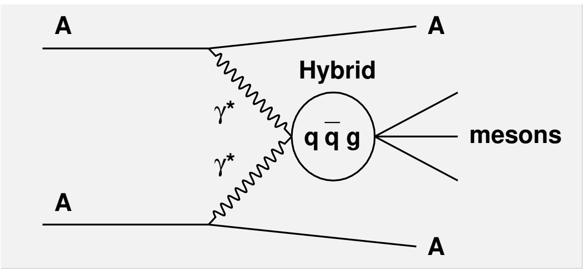

Рис. 3. Двухфотонный процесс с рождением гибрида H при столкновении тяжелых ионов.

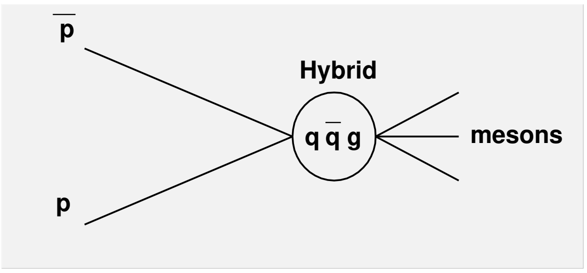

Рис. 4. Процесс слияния $\bar{p}p$ с рождением гибрида.

3. Экспериментальная установка E852

Синхротрон с переменным градиентом поля (AGS) Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL) создавал пучок π^--мезонов с импульсом 18 ГэВ/с, который контролировался полностью оборудованной пучковой линией и направлялся на установку E852. Пучковая линия с ее аппаратурой измеряла импульс, положение и природу частиц, поток которых на установку составлял величину $\approx 2 \cdot 10^6$ частиц/сек. При импульсе частиц 18.3 ГэВ/с импульсное разрешение было $\frac{\delta p}{p} < 1\%$, а доля π^--мезонов в пучке была $\sim 99\%$.

Установка E852, представленная на рис. 5, состояла из многочастичного спектрометра (MPS), дополненного мишенным комплексом (CSI, TCYL), большой дрейфовой камерой (TDX4) и калориметром (LGD) с детекторами из свинцового стекла для регистрации фотонов.

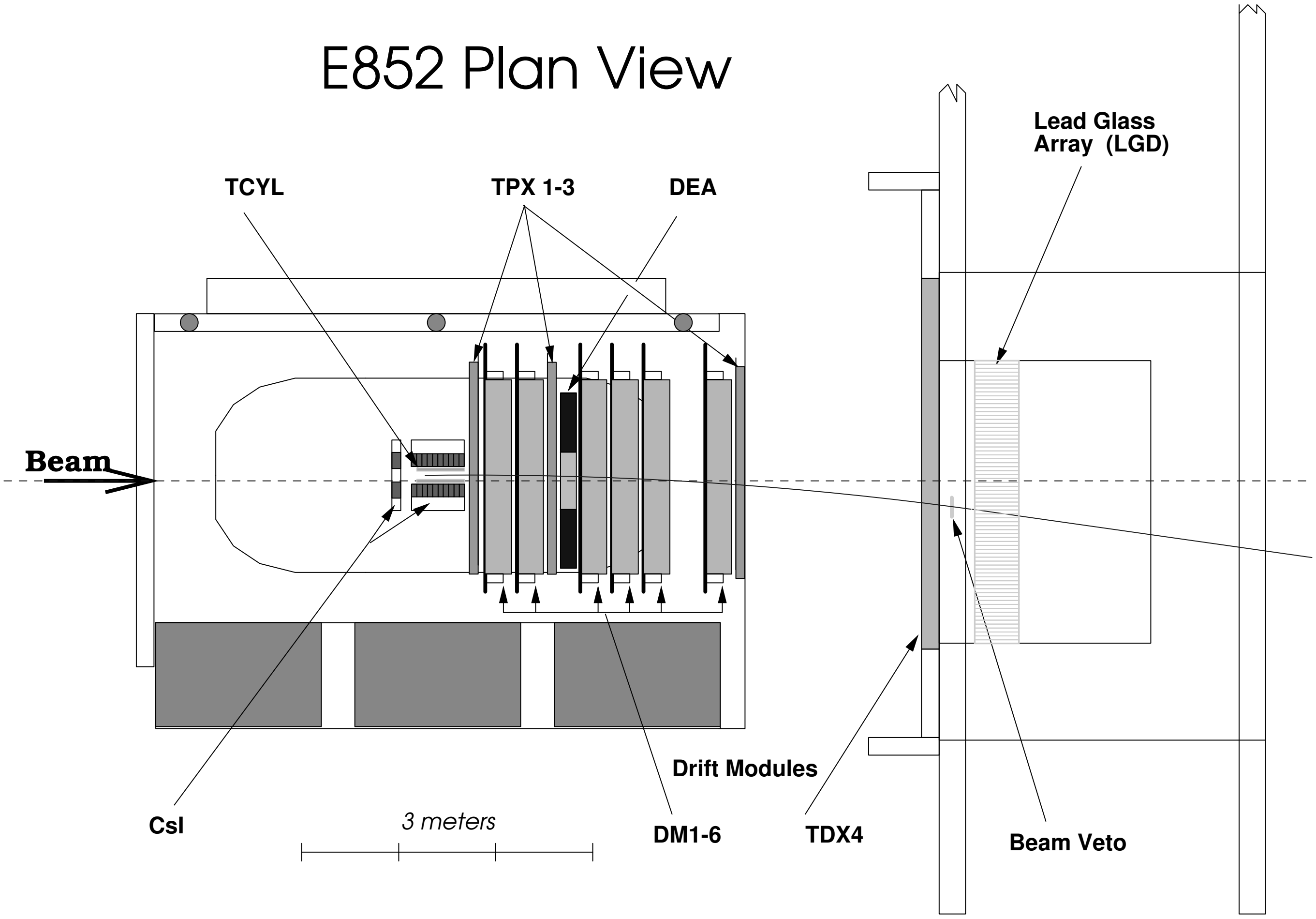

Рис. 5. Схема экспериментальной установки E852
(описание обозначений см. в тексте).

Многочастичный спектрометр включал в себя большой C-образный диполь длиной 450 см с вертикальной апертурой 130 см и горизонтальной апертурой 280 см и имел магнитное поле ~ 1 Тесла вдоль направления y. Внутри магнита располагались одинаковые дрейфовые модули (DM 1–6) в количестве шести штук, размером 102×174 см. Каждый модуль состоял из 7 нитяных плоскостей, которые позволяли измерять координаты треков в плоскостях x (три плоскости) и y (две плоскости) и в плоскостях u, v, повернутых относительно плоскостей x на $\pm 30^\circ$ соответственно. Расстояние между нитями в плоскостях камер было 0.6 см, а пространственное разрешение дрейфовых модулей составляло 400 мкмм. Описание конструкции дрейфовых модулей содержится в работах [28, 29]. Кроме этих модулей в трековую систему входили нитяные пропорциональные камеры (TPX 1–3), также расположенные внутри магнита, и большая дрейфовая камера (TDX4) перед калориметром для регистрации фотонов.

Мишенный комплекс состоял из водородной мишени (толщиной 3% $\lambda_{вз}$), окруженной дрейфовой цилиндрической камерой (TCYL)[30] и цилиндрическим детектором из иодида цезия (CsI) [31]. Эти детекторы использовались для идентификации частиц отдачи. Детектор TCYL служил также датчиком для триггера. Детектор CsI позволял регистрировать мягкие фотоны как от распада изобар (Δ и N^*), так и из других возможных источников. Всего в детекторе CsI было около 200 кристаллов иодида цезия (толщиной 7.5 см, длиной 5 см и 7.5 см). Более детальное описание этих детекторов можно найти в работах [32, 24].

Калориметр из свинцового стекла (LGD) состоял из 3053 блоков свинцового стекла с радиационной длиной 3.17 см. Размер одного блока был $4 \times 4 \times 25$ см. Все блоки были завернуты в алюминиевый майлар для оптической изоляции. Черенковский свет от электромагнитных каскадов, создаваемых фотонами в блоках из свинцового стекла, измерялся фотоумножителями ФЭУ-84-3 российского производства. Высокое напряжение для каждого из фотоумножителей контролировалось программно-управляемыми базами типа Cockcroft-Walton, разработанными и изготовленными в НИИЯФ МГУ [32, 33].

Электроника, обслуживающая детекторы установки, состояла из системы сбора данных (DAQ) и триггерной системы.

Для контроля флюктуаций в фотоумножителях была использована лазерная мониторирующая система.

Преимущество установки E852 по сравнению с установкой GAMS состояло в возможности регистрировать помимо нейтральных еще и заряженные частицы, а по сравнению с установкой VES — в том, что в мишенном комплексе установки E852 регистрировались протоны отдачи и мягкие фотоны.

4. Обзор экспериментальных результатов

В эксперименте коллаборации E852 на ускорителе AGS (США) было зарегистрировано более 1 млрд. событий реакции $\pi^- p \to X^{0,\pm} p(n)$ при 18 ГэВ/с. Результаты эксперимента исследовались с помощью парциально-волнового анализа [34], который позволяет определить вклад "слабых" волн за счет интерференции с более "сильными" волнами.

4.1. $\eta\pi$-система

Представим экспериментальные результаты E852 и других групп по рождению $\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{-+}$ гибридного состояния в реакциях

$$\pi^- p \to \eta\pi^- p; \quad (17)$$

$$\pi^- p \to \eta\pi^0 n. \quad (18)$$

Здесь η-мезон может наблюдаться как в канале распада $\eta \to 2\gamma$ (39%), так и в канале $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (28.5%). В соответствии с реджевской феноменологией [35] рождение $\pi_1(1400)$ может быть описано диаграммами (рис. 6).

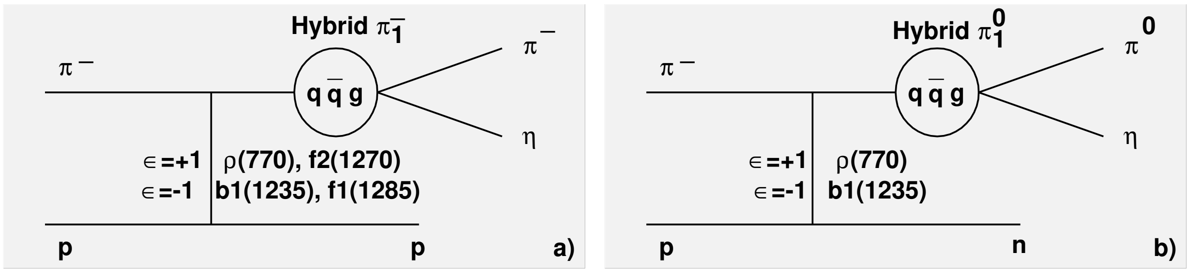

Рис. 6. Резонансное рождение a) π_1^- и b) π_1^0 через обмен Реджеонами ρ^0, f_2 с положительной натуральностью $\varepsilon = +1$ и b_1, f_1 с отрицательной натуральностью $\varepsilon = -1$.

Отметим, что зарядовая четность $\boldsymbol{C}$ является хорошим (сохраняющимся) квантовым числом только для нейтральных систем. Указывая квантовые числа $\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{-+}$ также для заряженного π_1^-, распадающегося на $\eta\pi^-$, мы предполагаем, что он принадлежит одному изоспиновому мультиплету $(\pi_1^+, \pi_1^0, \pi_1^-)$ с одинаковыми свойствами для его членов.

Впервые $\pi_1^0(1400)$ был обнаружен группой GAMS [7] в реакции (18) при 100 ГэВ/с. Асимметрия "вперед-назад" по углу Готфрида-Джексона $\cos\theta_{GJ}$ показала существенный всплеск в области $a_2(1320)$. Это могло быть только при наличии существенной интерференции четно-нечетных волн. После парциально-волнового анализа $\eta\pi^0$-системы группа GAMS сообщила, что обе волны D_0 и P_0 резонируют в области $a_2(1320)$. Из этого следовало, что $\pi_1(1400)$ рождается за счет обмена с отрицательной натуральностью, т.е. за счет $b_1(1235)$. Однако этот первый результат был пересмотрен в последующей работе группы [36]. Окончательный анализ этой реакции был сделан позже [37].

В эксперименте VES [4] исследовалась реакция (17) при 37 ГэВ/с. Обнаружен пик в P_+ с массой $\eta\pi^-$-системы вблизи 1350 МэВ. Резонансная природа этого сигнала не исследована.

Группа KEK [25] исследовала $\eta\pi^-$-систему в реакции (17) при 6.3 ГэВ/с и обнаружила пик в P_+ волне при 1.3 ГэВ/с и независимость относительной фазы $(D_+ - P_+)$ от массы. В этой работе также не было сделано попытки проверки резонансной гипотезы.

Коллаборация E852 [5, 38, 39] исследовала реакцию (17) в канале распада $\eta \to 2\gamma$ на основе двух измерений: 47000 событий (1994 г.) и 60000 событий (1995 г.) [40]. Сравнение результатов E852 и VES для P_+-волны и относительной $(D_+ - P_+)$ фазы (см. рис. 7) свидетельствует о достоверности результатов, т.к. они получены разными установками и проанализированы разными методами.

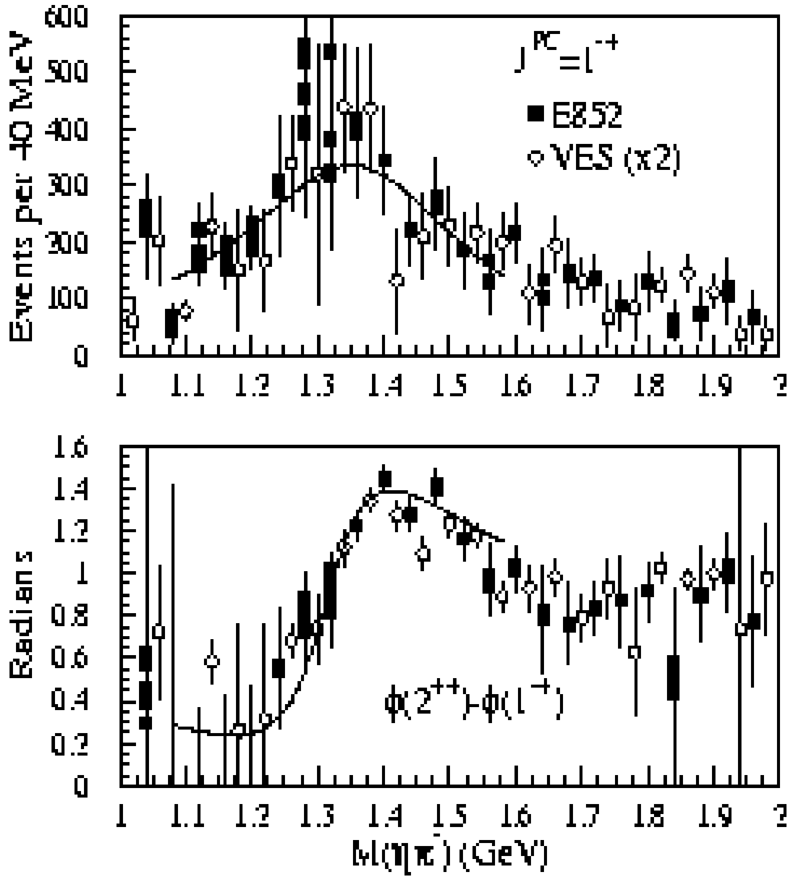

Рис. 7. Сравнение результатов E852 и VES. Вверху: интенсивность P_+ волны, внизу: относительная фаза $\Delta\Phi = \Phi(D_+) - \Phi(P_+)$ в реакции $\pi^- p \to \eta\pi^- p$, $\eta \to 2\gamma$. Данные VES по интенсивности P_+ волны умножены на 2, а фаза сдвинута на $9\pi/10$. Кривые — результат E852 на основе одновременной подгонки области $a_2(1320)$ и $\pi_1(1400)$ резонансов и их относительной фазы с помощью двух брейт-вигнеровских функций.

Ключевым моментом в исследовании E852 является одновременный масс-зависимый фит [38] D_+ и P_+ волн и их относительной фазы (рис. 8).

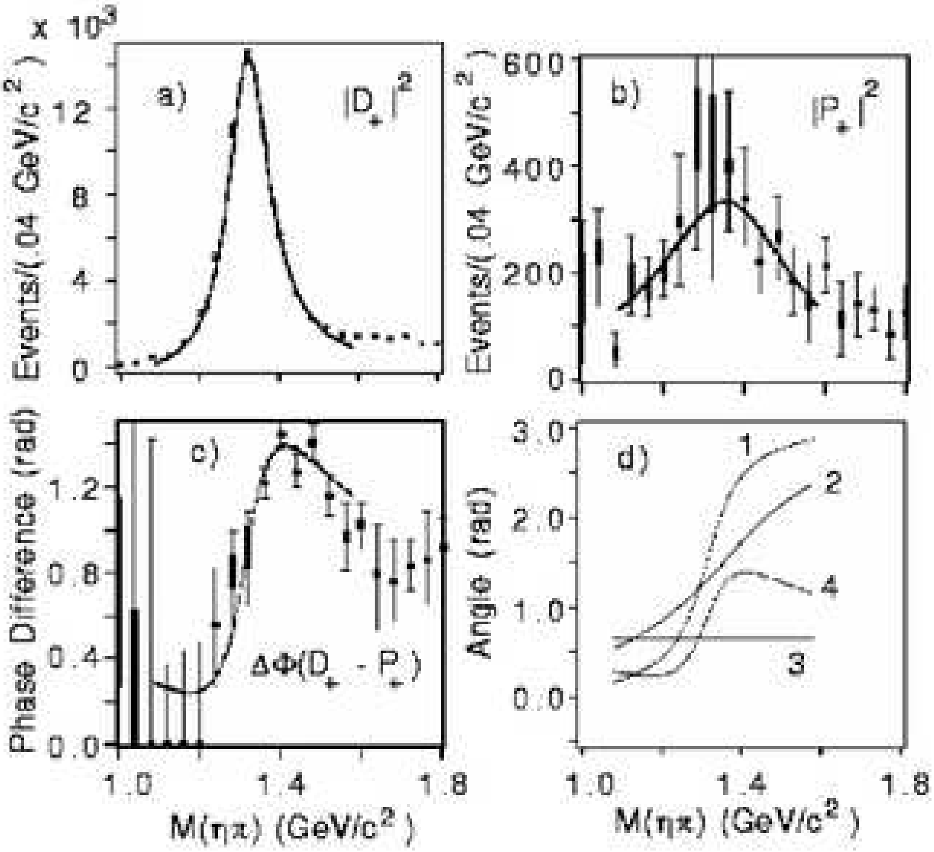

Рис. 8. Результаты парциально-волнового анализа $\eta\pi^-$-системы (эксперимент E852). Распределение интенсивности: a) D_+ волны и b) P_+ волны и c) их относительной фазы $\Delta\Phi$. Интервал значений 8-ми решений показан центральной вертикальной жирной чертой и расширен узкой чертой до максимальной экспериментальной ошибки. Кривые на рис. a) b) и c) соответствуют результату наилучшей подгонки массовой зависимости. На рис. d) кривая 1 — результат фита для фазы D_+, кривая 2 — для фазы P_+ с помощью брейт-вигнеровской амплитуды, кривая 3 — относительная фаза амплитуд рождения $\varphi(M)$ и кривая 4 — полная относительная фаза $\Delta\Phi(D_+ - P_+)$.

Было сделано три варианта подгонки массовой зависимости D_+ и P_+ волн по данным E852 (1994 г.). В первом варианте, который мы называем "резонансной" гипотезой, P_+ волна описывалась Брейт-Вигнеровской амплитудой так же, как и D_+ волна, а относительная фаза их амплитуд рождения φ считалась не зависящей от массы $M(\eta\pi^-)$. Результаты фита приведены на рис. 8 и в табл. 3. Значение χ^2/DOF получилось равным 1.49.

Второй вариант соответствует нерезонансной гипотезе, когда P_+ волна представлена гауссоидой без какой-либо фазы. В этом случае мы получаем очень плохой фит с $\chi^2/DOF = 7.08$.

В третьем варианте обе волны D_+ и P_+ предполагались резонансными, но допускалась линейная зависимость фазы рождения φ от массы. Значение $\chi^2/DOF = 1.55$, но наклон функции $\varphi(M) = a + b \cdot M$ оказался очень большим, $b = -4.3$ рад/ГэВ, что противоречит реджевской феноменологии [35], в которой фаза рождения определяется факторами, зависящими от переданного импульса, но не от массы рожденной системы.

Из анализа, выполненного группой E852, следует, что резонансная гипотеза P_+-волны является оптимальной, хотя сам "сигнал" составляет около 3% от вклада всех волн. Велики также систематические ошибки параметров (табл. 3), связанные в первую очередь с неоднозначностью решений, полученных в результате волнового анализа.

Таблица 3

Доказательства в пользу существования $J^{PC} = 1^{-+}$ экзотики. Параметры экзотического состояния 1^{-+} $\pi_1(1400)$

Эксперимент	Масса (МэВ/с^2)	Ширина (МэВ/с^2)	Мода распада	Реакция
	π_1**(1400)**			
BNL–94 [5]	$1370 \pm 16^{+50}_{-30}$	$385 \pm 40^{+65}_{-105}$	$\eta\pi^-$	$\pi^- p \to \eta\pi^- p$
BNL–95 [39]	1359^{+16+10}_{-14-24}	314^{+31+9}_{-29-66}	$\eta\pi^-$	$\pi^- p \to \eta\pi^- p$
CBar [26]	$1400 \pm 20 \pm 20$	$310 \pm 50^{+50}_{-30}$	$\eta\pi^-$	$\bar{p}n \to \pi^-\pi^0\eta$
CBar [27]	1360 ± 25	220 ± 90	$\eta\pi^0$	$\bar{p}p \to \pi^0\pi^0\eta$
GAMS [37]	1370 fixed	300 ± 125	$\eta\pi^0$	$\pi^- p \to \eta\pi^0 n$

Сильным дополнительным аргументом в пользу существования экзотики 1^{-+} при массе 1.4 ГэВ/с^2 явились результаты эксперимента Crystal Barrel (ЦЕРН). В этом эксперименте в недифракционных процессах аннигиляции антипротонов $\bar{p}$ на нейтронах n [26] и протонах p [27]

$$\bar{p}n \;\to\; \pi^-\pi^0\eta, \tag{19}$$

$$\bar{p}p \;\to\; \pi^0\pi^0\eta \tag{20}$$

получены свидетельства существования экзотического мезонного состояния 1^{-+} в системах $\eta\pi^-$ и $\eta\pi^0$ (см. табл. 3) с параметрами, совпадающими с результатами E852 в пределах ошибок.

Следует отметить работу С.Садовского [37], который переанализировал данные GAMS [7]. Выше значения массы 1200 МэВ для системы $\eta\pi^0$ все восемь решений хорошо отделяются друг от друга по некоторым характеристикам и параметру $R = (D_-(a_2) + D_0(a_2))/D_+(a_2)$. Отбирая решение со значением $R = 0.38 \pm 0.015$ при 38 ГэВ/с, соответствующим данному эксперименту, он нашел одно физическое решение среди неоднозначных решений для $\eta\pi^0$-системы и сделал вывод в пользу существования 1^{-+} состояния в системе $\eta\pi^0$ (табл. 3).

Окончательный результат анализа системы $\eta\pi^0$ в эксперименте E852 еще не опубликован. Предварительные результаты с большими ошибками параметров $\pi_1(1400)$ в реакции $\pi^- p \to \eta\pi^0 n$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ опубликованы в работе [41].

4.2. $\rho\pi$-система

Экспериментальное исследование $\rho\pi^-$-системы проводилось в последнее время с большой статистикой в двух экспериментальных группах E852 [42, 43] и VES [44]. В эксперименте E852 по данным 1994 г. после необходимого для проведения ПВА отбора событий осталось 250 тыс. событий в реакции

$$\pi^- p \to \pi^+\pi^-\pi^- p$$

при 18 ГэВ/с. В трехпионном спектре доминируют хорошо известные $a_1(1260)$, $a_2(1320)$ и $\pi_2(1680)$.

Две волны 1^{-+} и 2^{-+} и относительная фаза между ними представлены на рис. 9.

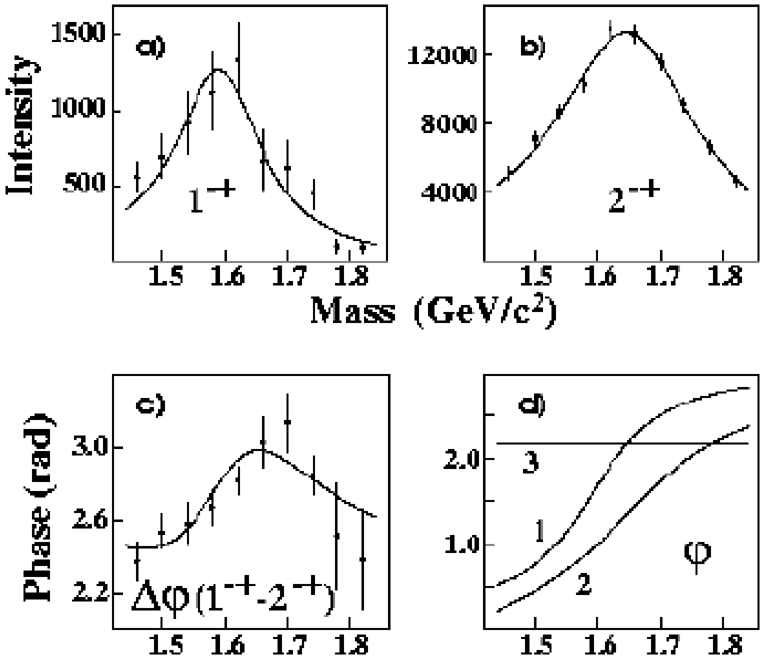

Рис. 9. Результаты подгонки массовой зависимости системы $\rho^0\pi^-$ (эксперимент E852). Показаны: a) интенсивность 1^{-+} волны, b) интенсивность 2^{-+} волны и c) их относительная фаза в зависимости от массы $\rho^0\pi^-$ системы . Подгонка выполнена с помощью брейт-вигнеровской амплитуды в каждой волне и свободной, но постоянной относительной фазы амплитуд рождения. Объяснение кривых 1, 2, 3 — такое же, как на рис. 8.

Так же, как в случае $\eta\pi^-$-системы, исследовались разные гипотезы для описания результатов ПВА $\rho\pi^-$-системы (точки на рис. 9). Резонансная гипотеза для 1^{-+} волны (кривые на рис. 9 и табл. 4) дает $\chi^2/DOF = 1.17$.

Таблица 4

Доказательства в пользу существования $J^{PC} = 1^{-+}$ экзотики. Параметры экзотического состояния 1^{-+} $\pi_1(1600)$

Эксперимент	Масса (МэВ/с^2)	Ширина (МэВ/с^2)	Мода распада	Реакция
	π_1(**1600**)			
BNL [42]	$1593 \pm 8^{+29}_{-47}$	$168 \pm 20^{+150}_{-12}$	$\rho\pi^-$	$\pi^- p \to \pi^+\pi^-\pi^- p$
BNL [45]	$1597 \pm 10^{+45}_{-10}$	$340 \pm 40 \pm 50$	$\eta'\pi^-$	$\pi^- p \to \eta'\pi^- p$
VES [44]	1610 ± 20	290 ± 30	$\rho\pi$, $\eta'\pi$, $b_1\pi$	$\pi^-\mathrm{Be} \to \rho\pi(\eta'\pi, b_1\pi)X$

Нерезонансная гипотеза с зависящей от массы фазой рождения приводит к $\chi^2/DOF = 17.2$, что нельзя считать удовлетворительным результатом. Таким образом, хотя "сигнал" 1^{-+} составляет около 3% от вклада всех других волн, описание его формы и относительной фазы с волной 2^{-+} (т.е. интерференционного члена) делает предпочтительной резонансную интерпретацию пика 1^{-+}.

Сильным аргументом в пользу существования гибрида $\pi_1(1600)$ является его подтверждение в других каналах распада и в других экспериментах. В табл. 4 представлен результат эксперимента VES [44] для массы и ширины $\pi_1(1600)$, полученный на основе анализа трех систем: $b_1\pi_1$, $\eta'\pi$ и $\rho\pi$. Подгонка массовой зависимости интенсивности 1^{-+} волны проводилась с помощью одной и той же амплитуды Брейт-Вигнера и разного вклада фона под пиками 1^{-+} резонанса (рис. 10).

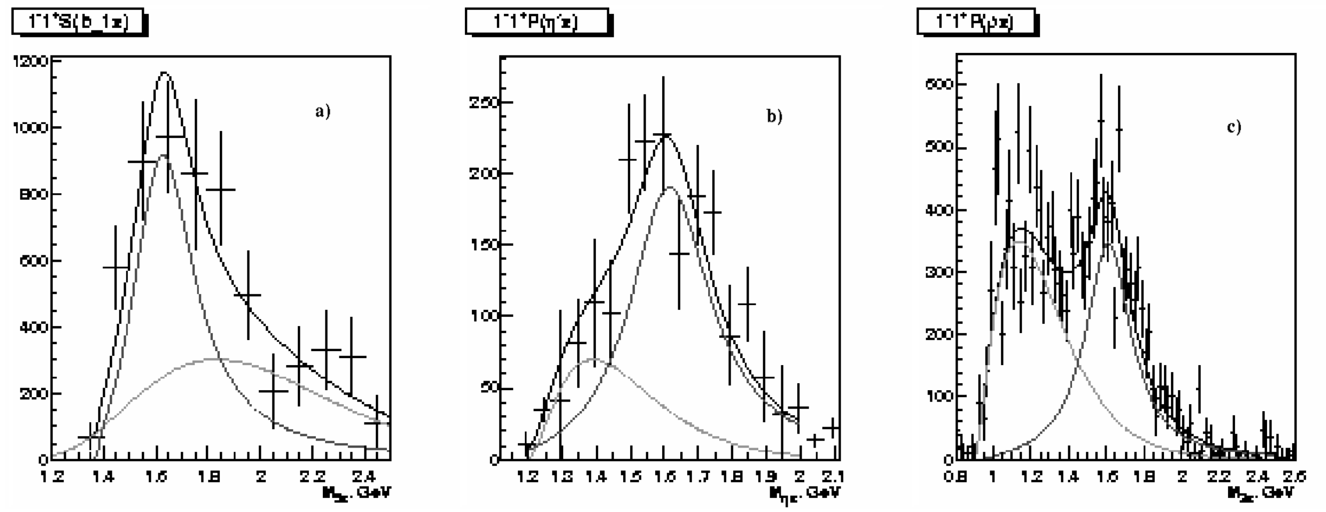

Рис. 10. Интенсивности 1^{-+} волны в каналах a) $b_1\pi$, b) $\eta'\pi$ и c) $\rho\pi$ по данным эксперимента VES [44]. Кривая с пиком при 1.6 ГэВ — результат подгонки от Брейт-Вигнеровской амплитуды, другая кривая — подгонка фона.

К сожалению, авторы [44] не сообщают результатов их описания относительных фаз и интенсивностей опорных волн, по отношению к которым эти фазы определяются. Группа VES считает, что интерпретация $\pi_1(1600)$ как гибрида предпочтительна.

4.3. $\eta'\pi$-система

Результаты ПВА $\eta'\pi^-$-системы были опубликованы группой VES [4] при 37 ГэВ/с и группой E852 [45] при 18 ГэВ/с в реакции

$$\pi^- p \to \eta'\pi^- n, \qquad \eta' \to \pi^+\pi^-\eta. \tag{21}$$

После отбора событий, соответствующих данной реакции, осталось 6040 событий по данным эксперимента E852 (рис. 11) [45]. В общих чертах результаты обеих групп E852 и VES, в частности для P_+, D_+ волн и их относительной фазы, соответствуют друг другу.

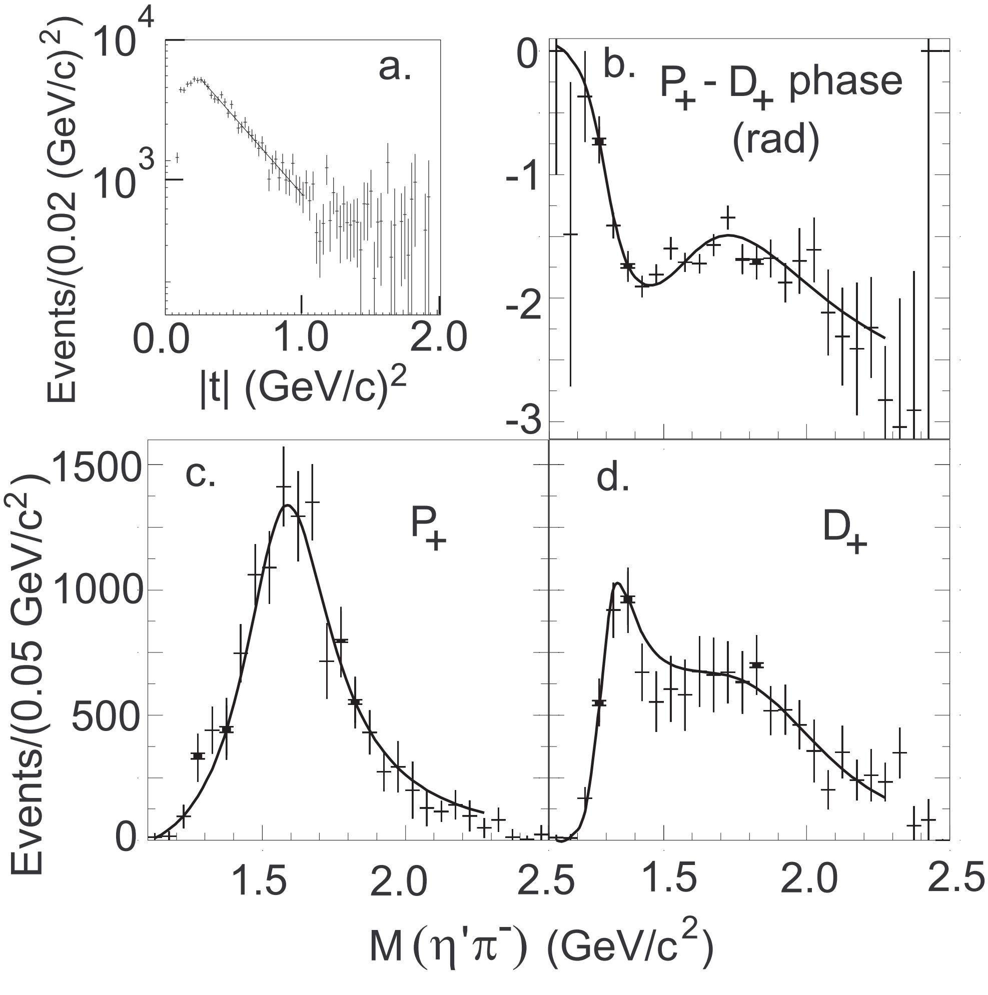

Рис. 11. Результаты эксперимента E852 для a) поправленной на аксептанс установки полной $|t|$-зависимости, b) относительной фазы $\Delta\Phi = \Phi(D_+) - \Phi(P_+)$, c) P_+ и d) D_+ волн данных по $\eta'\pi^-$-системе.

Две существенные черты отличают результаты $\eta'\pi^-$-системы. Прежде всего, P_+ волна, которая включает в себя 1^{-+} экзотический мезон, больше по интенсивности, чем D_+-волна (рис. 11c и d). Напомним, что в $\eta\pi^-$-системе P_+-волна составляет $2 \div 4\%$ от D_+-волны. В $\eta'\pi$-системе отношение сечений рождения $\pi_1(1600)$ и $a_2(1320)$ равно ~ 3.0, правда, с большими ошибками. Параметры экзотического 1^{-+} $\pi_1(1600)$ мезона, установленные в работах VES и E852, см. в табл. 4. Значения массы $\pi_1(1600)$ совпадают в пределах ошибок для измеренных каналов его распада $\rho\pi^-$ (E852), $\eta'\pi^-$ (E852, VES) и $b_1\pi^-$ (VES).

Второй отличительной чертой системы $\eta'\pi^-$, обнаруженной в эксперименте E852, является существенно разная t-зависимость P_+- и D_+-волн.

Из рис. 12 видно, что интенсивность P_+ волны почти не меняется с ростом $|t|$ (2594/2591 — отношение числа событий под пиком) для $\pi_1(1600)$, а для D_+-волны уменьшается (1610/1010) для $a_2(1320)$-резонанса. Это проявляется также в общей t-зависимости (рис. 11a) для суммы всех волн, где доминирует P_+ волна. Наклон в параметризации $\sim e^{b|t|}$ равен $b = 2.93 \pm 0.02$ (ГэВ/c)$^{-2}$ в то время как для $a_2(1320)$-резонанса он равен $b = 5$ (ГэВ/c)$^{-2}$ [39].

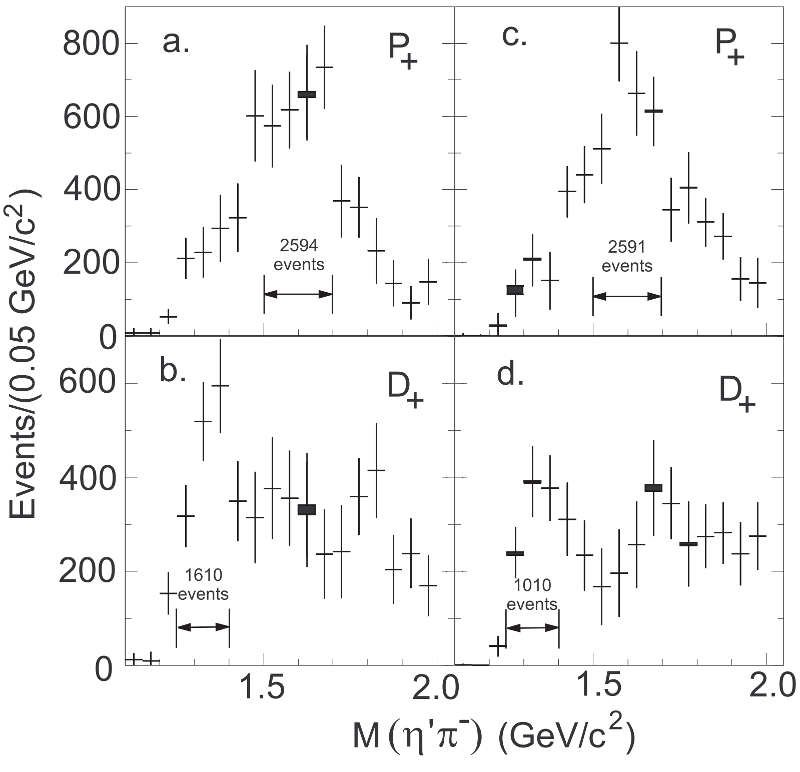

Рис. 12. Массовая зависимость P_+- и D_+-волн в двух интервалах масс: a), b) для $0.090 < |t| < 0.293$ (ГэВ/c)^2 и c), d) для $0.293 < |t| < 2.5$ (ГэВ/c)^2. Для P_+ волны на рис. a) и c) указан интервал с числом событий в области ширины $\pi_1(1600)$, а для D_+ волны на рис. b) и d) — с числом событий в области ширины a_2-резонанса.

Поскольку t-распределение связано с механизмом рождений, то это является дополнительным свидетельством существенного вклада $\pi_1(1600)$ в канале с рождением $\eta'\pi^-$.

5. Заключение

Можно утверждать, что экспериментально наблюдаются экзотические мезоны $\pi_1(1400)$ и $\pi_1(1600)$ с $\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{-+}$, причем моды их распадов различны. Доминирующие моды распада наблюдаемых экзотических мезонов следующие: $\pi_1(1400) \to \eta\pi$ и $\pi_1(1600) \to \eta'\pi$, $\rho\pi$ и $b_1\pi$.

Эти результаты подтверждаются экспериментами на разных установках, при различных энергиях пучковой частицы, в разных каналах распада и при этом хорошо совпадают. Это важно, т.к. в разных экспериментах — разный аксептанс и угловое разрешение, разный фон, что сильно влияет на конечный результат парциально-волнового анализа. Перечислим вопросы, которые требуют дальнейшего исследования в физике экзотических мезонов.

5.1. Массы

Теоретические предсказания масс легчайших гибридов сильно модельно-зависимы. Все модели, кроме некоторых КХД правил сумм, дают массу гибрида больше, чем 1.4 и 1.6 ГэВ/с^2 в эксперименте. Это — одно из главных противоречий теории и эксперимента для легких гибридов. Необходимо дальнейшее развитие теории кварк-глюонной спектроскопии.

5.2. Вероятности распадов

Другой проблемой является расхождение вероятностей мод распада. Например, модель глюонного потока предсказывает, что экзотическое 1^{-+} состояние имеет доминирующий распад на $b_1\pi$- и слабые распады на $\eta\pi$- и $\eta'\pi$-системы (табл. 2). Результат группы VES [44] свидетельствует, что относительные вероятности распада $\pi_1(1600) \to f$ равны:

$$\Gamma(\pi_1(1600) \to f) = \begin{cases} 1, & f = b_1\pi; \\ 1.0 \pm 0.3, & f = \eta'\pi; \\ 1.6 \pm 0.4, & f = \rho\pi. \end{cases}$$

Доминирование канала распада $\rho\pi$ — явное противоречие предсказаниям модели глюонной трубки. Это противоречие также требует дальнейшего развития теоретических моделей гибридных мезонных состояний и накопления экспериментальных данных с различными модами распадов. Наиболее важными для поиска новых экзотических мезонов являются такие каналы распада как $f_1\pi$, $a_1\eta$, $K\bar{K}\pi$ и другие.

Если $\pi_1(1400)$ и $\pi_1(1600)$ гибридные состояния, то в рамках $SU(3)$ нельзя объяснить, почему $\pi_1(1400)$ распадается на $\eta\pi$ и не распадается на $\eta'\pi$ без учета смешивания состояний η и η'. Возможным объяснением этого эффекта является предположение, что $\pi_1(1400)$ — не гибрид. Если $\pi_1(1400)$ четырехкварковое состояние, то этот эффект находит разумное объяснение.

5.3. Физический фон

Большая и нерешенная проблема — описание физического фона в массовой и угловой зависимости событий под π_1-резонансом в P_+-волне. В экспериментальном анализе предполагается простейшая модель для определения массы и ширины π_1. Подгонка массовой зависимости проводится с помощью одной брейт-вигнеровской функции, хотя общий для всех волн и однородный фон учитывается в ПВА и вычитается. Если физический фон в P_+-волне имеет сложную природу, например, свою собственную комплексную фазу, то это может сильно изменить результаты, особенно для $\eta\pi$- и $\rho\pi$-систем, где сам "сигнал" очень мал.

Например, авторы работы [46] использовали K-матричный подход, в котором связываются между собой различные каналы распада. Модель имеет много свободных параметров. Она описывает приблизительно пик 1^{-+} при $m = 1.4$ ГэВ/с^2 интерференцией фона типа Дек-эффекта с гибридом при $m = 1.6$ ГэВ/с^2. Дек-эффект (пик в фоне) может проявляться в дифракционных процессах типа $\pi^- p \to \rho^0\pi^- p$, $\pi^- p \to \eta\pi^- p$ и т.д., но не в процессе аннигиляции протонов. Такой процесс изучался в эксперименте Crystal Barrel [26, 27] в реакциях $\bar{p}n \to \pi^-\pi^0\eta$, $\bar{p}p \to \pi^0\pi^0\eta$, где обнаруженное экзотическое состояние $\pi_1(1400)$ не может быть объяснено предложенной моделью.

5.4. Выбор числа волн в ПВА

Существует не до конца решенная проблема необходимого числа волн, включаемых в ПВА. При анализе данных о реакции $\pi^- p \to \pi^+\pi^-\pi^- p$ группа E852 использует метод, в котором включаются только волны, дающие существенное изменение в конечный результат. Группа VES [44] считает, что нужно включать в анализ все волны до определенного максимального L. В этом случае пик $\pi_1(1600)$ в $\rho\pi$-системе расплывается, но остается "плечо", и группа VES не считает возможным утверждать, что наблюдается $\pi_1(1600)$ в $\rho\pi$-системе.

Число учитываемых волн связано, в частности, с рангом k матрицы спиновых состояний. Если мы учитываем только нон-спин-флиповые по нуклону (или только спин-флиповые) амплитуды, то $k = 1$. Если учитываются все амплитуды, то $k = 2$ и число волн удваивается. В работах группы E852 по $\eta\pi^-$, $\eta'\pi^-$ используется $k = 1$ и имеется обоснование, когда можно так сделать. В работах VES $k = 2$ или больше. Принципиально этот вопрос можно решить, поставив аналогичный эксперимент на поляризованной водородной мишени [47] $\pi^- + p \uparrow\to$ мезоны $+\, p$. Другим предложением в этом направлении является проект эксперимента GLUEX (JLAB, USA) [48] с поляризованными фотонами в реакции $\gamma \uparrow + p \to$ мезоны $+\, p$.

Авторы благодарны А.И.Демьянову и А.М.Снигиреву за обсуждение и полезные замечания, а также Н.П.Карпинской за набор и правку текста.

Работа выполнена в рамках Госпрограммы "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники" на 2002–2006 гг., тема: "Физика высоких энергий" и поддержана Министерством промышленности, науки и технологий Российской Федерации.

Список литературы

[1] Я.Коккедэ. Теория кварков. М., Мир, 1971

[2] S.U.Chung. "C- and G-parity: a New Definition and Applications", BNL-QGS-95-02, 1995

[3] Л. В.Л.Коротких, Л.И.Сарычева. Легкие мезоны и КХД экзотика. Препринт НИИЯФ МГУ 2001-12/652, 19 стр.

[4] G.M.Beladidze et al. Phys. Lett. **B313** (1993) 276; D.V.Amelin et al. Phys. Lett. **B356** (1995) 595

[5] D.R.Thompson et al. Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 1630;

[6] C.Amsler. Rev. Mod. Phys. **70** (1998) 1293

[7] D.Alde et al. Phys. Lett. **B205** (1998) 397

[8] C.J.Morningstar et al. Confinement III, Newport News, VA, 1998, hep-lat/9809015

[9] T.Barnes. Nucl. Phys. **B158** (1979) 171; T.Barnes, F.E.Close, F. de Viron. Nucl. Phys. **B224** (1983) 241; M.Chanowitz and S.Sharpe. Nucl. Phys. **B222** (1983) 211; M.Chanowitz and S.Sharpe. Nucl. Phys. **B228** (1983) 588

[10] N.Isgur, R.Kokoski and J.Paton. Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 869; N.Isgur and J.Paton. Phys. Rev. **D31** (1985) 2910; J.Merlin and J.Paton. Phys. Rev. **D35** (1987) 1668

[11] F.Iddir and A.S.Safir. Phys. Lett.**B507** (2001) 183

[12] C.Bernard et al. [MILC Collaboration], Phys. Rev. **D56** (1997) 7039

[13] P.Lacock et al. [UKQCD Collaboration], Phys. Lett. **B401** (1997) 308

[14] R.L.Jaffe and K.Johnson. Phys. Lett. **B60** (1976) 201; R.Jaffe. Phys. Rev. **D15** (1977) 267

[15] J.Weinstein and N.Isgur. Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 659; J.Weinstein and N.Isgur. Phys. Rev. **D27** (1983) 588; J.Weinstein and N.Isgur. Phys. Rev. **D41** (1990) 2236

[16] T.Barnes and F.E.Close. Phys. Lett. **116B** (1982) 365

[17] I.I.Balitsky, D.I.Dyakonov and A.V.Yung. Z. Phys. **C33** (1986) 265; J.Govaerts et al. Nucl. Phys. **B284** (1987) 674; S.Narison. Nucl. Phys. **A675** (2000) 54c

[18] Y.Vehara et al. Nucl. Phys. **A606** (1996) 357

[19] Yu.S.Kalashnikova. Z. Phys. **C62** (1994) 323

[20] P.R.Page. Phys. Lett. **B401** (1997) 313

[21] F.E.Close end P.R.Page. Nucl. Phys. **B443** (1995) 233

[22] Chang Hong Ho et al. Phys. Lett. **72B** (1977) 121

[23] H.Hogassen et al. Nucl. Phys. B145 (1978) 119

[24] S.Teige et al. Phys. Rev. **D59** (1999) 012001;

[25] H.Aoyagi et al. Phys. Lett. **B314** (1993) 246

[26] A.Abele et al. Phys. Lett. **B423** (1998) 175

[27] A.Abele et al. Phys. Lett. **B446** (1999) 349

[28] A.Etkin et al. Phys. Rev. **D22**, (1980) 42.

[29] S.E.Eiseman *et al.,* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **217,** 140 (1983).

[30] Z.Bar-Yam *et al.,* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **386,** 253 (1997).

[31] T.Adams *et al.,* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **368,** 617 (1996).

[32] B. Brabson et al. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A332** (1993) 419.

[33] R.R.Crittenden *et al.,* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **387,** 377 (1997).

[34] S.U.Chung, Phys. Rev. **D56** (1997) 7299

[35] A.C.Irving and R.P.Worden. Phys. Rep. **34** (1977) 117

[36] Y.D.Prokoshkin and S.A.Sadovsky. ЯФ **58** (1995) 606

[37] S.A.Sadovsky. Nucl. Phys. **A655** (1999) 131c

[38] V.L.Korotkikh, Confinement III, Newport News, VA, 1998, p.301

[39] S.U.Chung et al. Phys. Rev. **D60** (1999) 092001

[40] S.U.Chung. Nucl. Phys. **A675** (2000) 453c

[41] V.L.Korotkikh and L.I.Sarycheva. Nucl. Phys. **A675** (2000) 413c

[42] G.S.Adams et al. Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5760

[43] S.U.Chung et al. Phys. Rev. **D65** (2002) 072001

[44] Y.V.Khokhlov et al. Nucl. Phys. **A663** (2000) 596

[45] E.I.Ivanov et al. Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3977

[46] A.Donnachie and P.Page. "Interprepation of experimental J^{PC} Exotic signal". Preprint CEBAF, JLAB-THY-98-20, 1998

[47] M.Svec. Phys. Rev. **D56** (1997) 4355

[48] The Hall D Collaboration. Photoproduction of Unnusual Mesons, Design Report, JLAB, (1999).

Владимир Леонидович Коротких
Людмила Ивановна Сарычева

Рождение экзотических мезонов в $\pi^- p$ взаимодействиях при 18 ГэВ/с в эксперименте E852

Препринт НИИЯФ МГУ 2003-10/723

Работа поступила в ОНТИ 12 мая 2003 г.

ИД №00545 от 06.12.1999 г.

Издательский отдел
Учебно-научного центра довузовского образования

117246, Москва, ул. Обручева, 55А
119992, Москва, Ленинские горы, ГЗ МГУ Ж-105а
Тел./факс (095) 718–6966, 939–3934
e-mail: izdat@abiturcenter.ru
http://www.abiturcenter.ru

Гигиенический сертификат №77.99.2.925.П.9139.2.00 от 24.02.2000
Налоговые льготы — Общероссийский классификатор продукции
ОК–005–93, том 1 — 953000

Подписано в печать ___ ___ 2003 г. Формат 60 × 90/16
Бумага офсетная №2. Усл.печ.л. ______
Тираж 50 экз. Заказ №______

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО