

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.126

### ПОСЛЕДНИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ПОИСКУ И ИЗУЧЕНИЮ ЭКЗОТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ D0

© 2020 г. А. В. Попов\* (для коллаборации D0)

НИИ “Курчатовский институт” – ИФВЭ, Протвино, Московская обл., 142281 Россия

\*E-mail: popov\_al@ihep.ru

Поступила в редакцию 10.06.2020 г.

После доработки 15.06.2020 г.

Принята к публикации 15.06.2020 г.

В статье представлены последние результаты по исследованию экзотических многокварковых состояний в эксперименте D0 (Фермилаб, США). Они включают в себя поиск и исследование состояния  $Z_c(3900)$  в полуинклюзивных распадах  $b$ -адронов, а также поиск прямого рождения  $Z_c(3900)$  в  $p\bar{p}$  взаимодействиях. Также в докладе представлены результаты по поиску инклюзивного рождения пятикварковых состояний  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$  в эксперименте D0.

*Ключевые слова:* квантовая хромодинамика, тетракварк, пентакварк, мезон, барион, экзотические состояния, эксперимент

DOI: 10.1134/S2079562920010108

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Пожалуй, одним из главных поворотных пунктов в нашем понимании спектра субатомных частиц, было почти одновременное опубликование Гелл-Маном [1] и Цвейгом [2] работ, описывающих строение адронов как комбинацию частиц с дробным зарядом и барионным числом  $B = 1/3$ , которые Гелл-Ман назвал “кварками” ( $q$ ). Изначально, в кварковой модели были представлены кварки трех различных ароматов:  $q = u^{+2/3}, d^{-1/3}$  и  $s^{-1/3}$  (сейчас они называются “легкими” кварками), а также их античастицы с  $B = -1/3$ :  $\bar{q} = \bar{u}^{-2/3}, \bar{d}^{+1/3}$  и  $\bar{s}^{+1/3}$ . Наиболее “экономичными” комбинациями кварков для получения мезонов ( $B = 0$ ) и барионов ( $B = 1$ ) являются  $q\bar{q}$  и  $qqq$  соответственно. Однако, оба автора отмечали в своих работах, что возможны и более сложные структуры с целым зарядом и  $B = 0, 1$ , такие как  $qq\bar{q}\bar{q}$  (“тетракварк”) и  $qqqq\bar{q}$  (“пентакварк”). Но тут надо отметить, что подобные частицы не были известны ни во время публикации вышеупомянутых работ, ни долгое время после этого.

Ситуация изменилась коренным образом с открытием в 2003 г. в коллаборации Belle состояния  $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  [3]. Хотя до сих пор не очевидно, что кварковый состав  $X(3872)$  ( $\chi_{c1}(3872)$ ) является “экзотическим”, все же интерпретация этого состояния как классического  $c\bar{c}$  мезона, принимая во внимание его квантовые числа

$J^{PC} = 1^{++}$ , встречается с большими трудностями. После открытия  $X(3872)$  было открыто еще более 20 кандидатов в “экзотические” мезоны и барионы, как на  $B$ -фабриках, так и на адронных коллайдерах Тэватрон и LHC [4].

#### 2. ИЗУЧЕНИЕ СОСТОЯНИЯ $Z_c(3900)$

##### 2.1. Свидетельство рождения $Z_c(3900)$ в полуинклюзивных распадах $b$ -адронов

Состояние  $Z_c(3900)$  было открыто в экспериментах BESIII и Belle в массовом спектре  $J/\psi\pi$  в распадах другого кандидата в “экзотические” состояния  $\psi(4260) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  [5, 6]. Масса и ширина  $Z_c(3900)$ , измеренные в эксперименте BESIII, составили  $m = 3899.0 \pm 6.1$  МэВ/ $c^2$  и  $\Gamma = 46 \pm 22$  МэВ. Позже, в эксперименте BESIII при изучении систем  $D^0 D^{*\pm}$  и  $D^\pm D^{*0}$  был обнаружен хорошо заметный пик в массовом спектре системы вблизи порога ее рождения [7]. Масса и ширина этого нового состояния, измеренные по этим данным, составили  $m = 3883.9 \pm 4.5$  МэВ/ $c^2$  и  $\Gamma = 25 \pm 12$  МэВ. Поскольку масса последнего состояния оказалась заметно меньше, чем у  $Z_c(3900) \rightarrow J/\psi\pi$ , ему было дано другое имя –  $Z_c(3885)$ . Однако следует отметить, что при измерении массы и ширины в обоих случаях были

проигнорированы эффекты возможной интерференции с когерентной компонентой нерезонансного фона, что, как известно, может вызвать значительное систематическое смещение при оценке массы. Поэтому можно с большой долей уверенности предположить, что в обоих случаях мы имеем дело с одним и тем же резонансом  $Z_c(3900)$ . В эксперименте BESIII также было измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$  в диапазоне энергий 3.77–4.6 ГэВ и показано, что  $\psi(4260)$ , вероятно, состоит из двух состояний: узкого в области 4.22 ГэВ (обозначенного в Particle Data Group (PDG) [8] как  $\psi(4260)$ ) и более широкого в области 4.32 ГэВ, обозначенного как  $\psi(4360)$  [9]. Надо отметить также, что до сих пор не было свидетельств рождения  $Z_c(3900)$  в распадах  $b$ -адронов в двухступенчатом процессе  $H_b \rightarrow \psi(4260) + \text{anything}$ ,  $\psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ , где  $H_b$  представляет собой адрон, содержащий в своем составе валентный  $b$ -кварк.

В эксперименте D0, на статистике  $10.4 \text{ фб}^{-1}$ , был выполнен поиск состояния  $Z_c(3900)$  в вышеупомянутом двухступенчатом процессе [10]. Для этого анализа был использован набор данных, отобранный ранее для изучения распадов  $b$ -адронов содержащий  $J/\psi$ -мезон и пару противоположно заряженных частиц, причем все три частицы должны приходиться из смещенной (вторичной) вершины распада. В данном анализе предполагалось (если не оговорено обратное), что заряженные частицы являются пионами. Отбирались события с инвариантной массой, лежащей в интервале  $4.1 < m(J/\psi \pi^+\pi^-) < 5.0 \text{ ГэВ}/c^2$ . Этот интервал включает в себя возможные состояния  $\psi(4260)$  и, с одной стороны, лежит достаточно высоко, чтобы включать в себя рождение  $Z_c(3900)$ , но, с другой стороны, достаточно низко, чтобы не включать в себя полностью реконструированные распады  $b$ -адронов на конечные состояния  $J/\psi h^+h^-$ , где  $h$  обозначает пион, каон или протон.

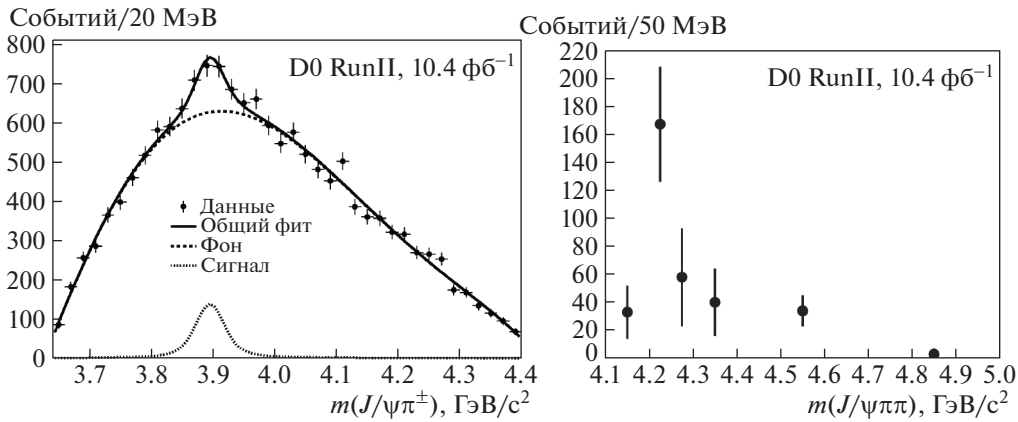
Условия для отбора событий включали в себя наличие пары противоположно заряженных мюонов и заряженной частицы с поперечным импульсом  $p_T > 1 \text{ ГэВ}/c$ , исходящих из одной вершины с  $\chi^2 < 10$  для 3 степеней свободы. Реконструированная инвариантная масса двух мюонов должна была лежать в интервале  $2.92 < m(\mu^+\mu^-) < 3.25 \text{ ГэВ}/c^2$ , соответствующем массе  $J/\psi$ . Чтобы отобрать события от распадов  $b$ -адронов, вершина распада  $J/\psi + 1\text{track}$  должна была быть смещена относительно первичной вершины в поперечной плоскости как минимум на  $5\sigma$ , а значимость попереч-

ного прицельного параметра  $IP/\sigma(IP)$  для адронного трека должна была быть больше 2. Для отобранных комбинаций  $J/\psi + 1\text{track}$  требовалось наличие еще одного трека с  $p_T > 0.8 \text{ ГэВ}/c$  и зарядом, противоположным заряду первого трека, таким образом формирующим систему  $J/\psi + 2\text{tracks}$ . Значимость прицельного параметра для второго трека должна была быть больше 1, а его вклад в  $\chi^2$  для вершины  $J/\psi + 2\text{tracks}$  должен был быть меньше 6. Фоновые события от распадов  $K^* \rightarrow K\pi$  и  $\phi \rightarrow KK$  удалялись с помощью условий на инвариантные массы  $K\pi$  и  $KK$  соответственно. Фон от конверсии фотонов также удалялся с помощью условия на  $m(\pi^+\pi^-)$ .

Полученное распределение по инвариантной массе  $m(J/\psi \pi^\pm)$  показано на рис. 1 (левый). Это распределение фитировалось с помощью суммы резонансного сигнала, параметризованного функцией релятивистского Брейт–Вигнера с фиксированной шириной  $\Gamma = 28.2 \text{ МэВ}$  и свернутого с разрешением по массе, составляющим для данного диапазона энергий  $17 \pm 2 \text{ МэВ}$ , и некогерентного фона, параметризованного с помощью полиномов Чебышева 1-го рода. Количество событий в сигнале, полученное в результате фита, составило  $N = 502 \pm 92$  (стат.)  $\pm 64$  (сист.), а полученное значение массы составило  $m = 3895.0 \pm 5.2$  (стат.) $_{-2.7}^{+4.0}$  (сист.)  $\text{МэВ}/c^2$ . Локальная статистическая значимость сигнала, определяемая как  $\sqrt{-2 \cdot \ln(\mathcal{L}_0/\mathcal{L}_{\max})}$ , где  $\mathcal{L}_0, \mathcal{L}_{\max}$  являются значениями функции правдоподобия для фита, в котором величина сигнала фиксируется на нуле и лучшего полученного фита соответственно, составило 5.6 $\sigma$ .

Систематические ошибки, принимаемые во внимание в данном анализе, включали в себя неопределенности, связанные с калибровкой и реконструкцией массы; неопределенности, связанные с параметризацией сигнала и фона; неопределенности, связанные с выбором ширины бина и изменением ширины сигнала. Если принять во внимание систематические ошибки, статистическая значимость сигнала уменьшается с 5.6 $\sigma$  до 4.6 $\sigma$ .

Был также произведен фит распределения по инвариантной массе  $m(J/\psi \pi^\pm)$  в шести интервалах по инвариантной массе  $J/\psi \pi^+\pi^-$ , выбранных так, чтобы соответствовать состояниям  $\psi(4260)$ : 4.1–4.2, 4.2–4.25, 4.25–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.7, 4.7–5.0  $\text{ГэВ}/c^2$ . В этих интервалах содержится приблизительно одинаковое число событий. Дифференциальное распределение по выходам



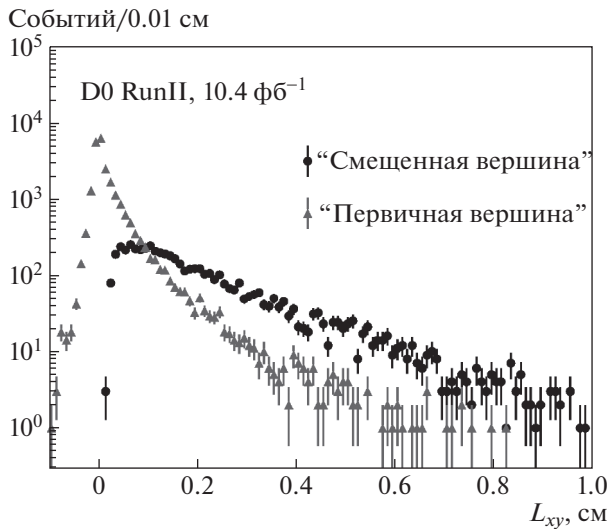
**Рис. 1.** Слева: распределение по инвариантной массе  $J/\psi\pi^\pm$  для отобранных событий в диапазоне  $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7$  ГэВ/ $c^2$ . Сплошная линия представляет собой общий результат фита. Штриховая линия представляет параметризацию комбинаторного фона с помощью полиномов Чебышева 5-го порядка, пунктирная линия показывает вклад сигнала. Справа: нормированные выходы сигнала  $Z_c^\pm(3900)$  для шести интервалов по  $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$ : 4.1–4.2, 4.2–4.25, 4.25–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.7 и 4.7–5.0 ГэВ/ $c^2$ . Точки располагаются в центрах соотв. бинов (см. текст).

сигнала, полученное с помощью вышеупомянутых фитов показано на рис. 1 (правый). Хорошо видно, что наибольшая величина нормированного выхода приходится на интервал  $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.25$  ГэВ/ $c^2$ , что соответствует положению состояния  $\psi(4260)$ .

Также было измерено отношение числа событий от сигнала  $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$  в диапазоне масс  $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7$  ГэВ/ $c^2$  к числу событий от распада  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ . Для отбора последних использовались те же самые условия, что и для отбора событий  $J/\psi\pi^+\pi^-$  за исключением условия на  $K^*$ , которое было “реверсировано” (требовалось, чтобы хотя бы одна пара  $K^\pm\pi^\mp$  в событии имела инвариантную массу, соответствующую массе  $K^*$ . Если в событии имелись несколько таких пар, выбиралась пара с инвариантной массой наиболее близкой к массе  $K^*$ ). Соответствующее распределение по инвариантной массе  $J/\psi K^*$  фитировалось для получения числа событий от распада  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ , а затем вычислялось отношение  $N(Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm)/N(B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*)$ . Поскольку топология обоих процессов очень похожа, а кинематические условия обеспечивают равномерную эффективность реконструкции треков, можно предположить, что члены, связанные с эффективностью, сокращаются в получаемом отношении. Измеренная величина этого отношения составила  $0.085 \pm 0.019$ .

Коллаборация Belle не обнаружила статистически значимого сигнала от  $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$  в распаде  $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi\pi^\pm K^\mp$  [11]. Мы исследовали распределение по инвариантной массе  $J/\psi\pi^\pm$  для событий, соответствующих этому распаду, за исключением событий, соответствующих распаду  $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^*$ . Не было обнаружено значимых свидетельств присутствия  $Z_c^\pm(3900)$  в этих событиях и был получен верхний предел на значение отношения к распаду  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ , составивший 0.015 при 90% C.L.

Суммируя полученные результаты можно отметить, что исследование полуинклюзивных распадов  $b$ -адронов  $H_b \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^- + anything$  в эксперименте D0 предоставило свидетельства рождения состояния  $Z_c^\pm(3900)$ , которое коррелировано с системой  $J/\psi\pi^+\pi^-$  в диапазоне инвариантных масс 4.2–4.7 ГэВ/ $c^2$ , включающем в себя нейтральные  $c\bar{c}$ -подобные состояния  $\psi(4260)$  и  $\psi(4360)$  [10]. Статистическая значимость сигнала, с учетом систематических ошибок, составила 4.6 $\sigma$ . Было измерено значение отношения  $N(Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm)/N(B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*) = 0.085 \pm 0.019$ . Также, был подтвержден вывод [11] об отсутствии статистически значимого сигнала от  $Z_c^\pm(3900)$  в распадах  $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi\pi^\pm K^\mp$  и получен верхний предел на отношение скорости распадов  $B_d^0 \rightarrow Z_c^\pm(3900)K^\mp$



**Рис. 2.** Длина распада  $J/\psi \pi^+ \pi^-$  в поперечной плоскости для событий в диапазоне  $4.2 < m(J/\psi \pi^+ \pi^-) < 4.3 \text{ ГэВ}/c^2$ . Черными кружками показано распределение для событий из набора “смещенной вершины”. Серыми треугольниками показано распределение для событий из набора “первичной вершины” (см. текст).

относительно  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ , который составил 0.015 при 90% С.Л.

## 2.2. Поиск прямого рождения $Z_c(3900)$

Известно, что в столкновениях адронов с высокой энергией чармониум рождается как в прямом рождении, через процессы квантовой хромодинамики, так и в непрямом рождении, через распады  $b$ -адронов. Для  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$  мезонов фракция, соответствующая непрямому рождению, растет с ростом поперечного импульса, но фракция, соответствующая прямому рождению, все равно доминирует практически во всем диапазоне по  $p_T$  [12]. Хотя в настоящее время мы обладаем гораздо меньшим объемом информации относительно “экзотических” состояний, имеющиеся данные о таких состояниях, как  $X(3872)$  ( $\chi_{c1}(3872)$ ) и  $X(4140)$  ( $\chi_{c1}(4140)$ ) также свидетельствуют о большой фракции прямого рождения для этих состояний [13–16]. В этой связи представляет интерес поиск прямого рождения состояния  $Z_c(3900)$ .

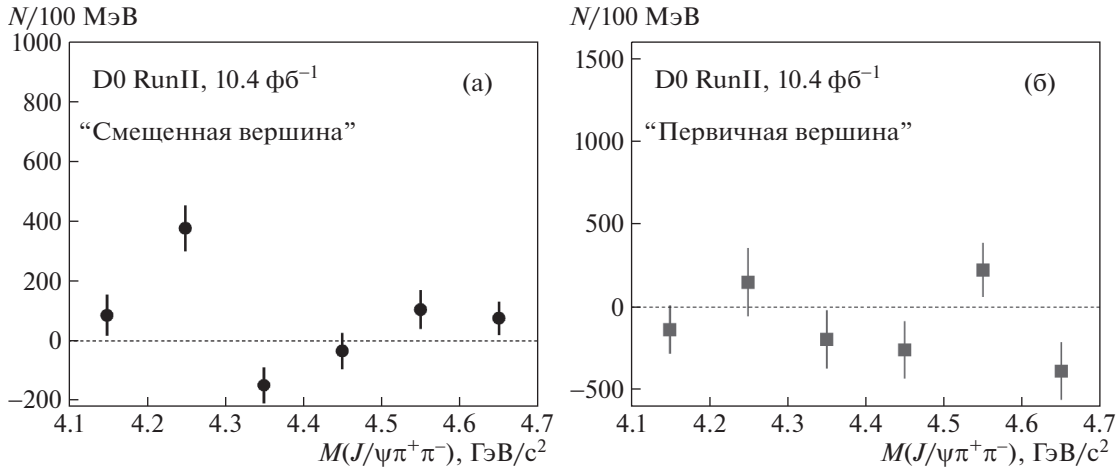
Такой поиск был произведен в эксперименте D0 с использованием набора данных, включающего в себя  $J/\psi$  мезоны как от непрямого, так и от прямого рождения. Кроме того, для получения этого набора данных использовался улучшенный алгоритм поиска треков, оптимизированный для треков с малым  $p_T$  [17]. Это позволило увеличить

используемую статистику приблизительно на 50% по сравнению с предыдущим анализом.

Отбирались события, содержащие  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  вместе с парой противоположно заряженных частиц, которые рассматривались как пионы, с  $p_T > 0.7 \text{ ГэВ}/c$ . Параметры треков ( $p_T$ , координаты, направление) уточнялись с помощью кинематического фита, в котором предполагалось, что мюоны родились в распаде  $J/\psi$ , а  $J/\psi$ , в свою очередь, имеет общую вершину с двумя другими треками. Масса  $J/\psi$  в фите фиксировалась на среднем мировом значении [8]. Полученные параметры использовались для вычисления поперечной длины распада  $\vec{L}_{xy}$ , инвариантной массы системы  $m(J/\psi \pi^+ \pi^-)$  и масс двух комбинаций  $m(J/\psi \pi)$ . Большая из них бралась в качестве массы кандидата в  $Z_c^\pm(3900)$ .

Как и в предыдущем анализе требовалось, чтобы инвариантная масса системы  $J/\psi \pi^+ \pi^-$  лежала в диапазоне  $4.1 < m(J/\psi \pi^+ \pi^-) < 4.7 \text{ ГэВ}/c^2$ . Все данные делились на два неперекрывающихся набора — события со смещенной вершиной (условия их отбора были такими же, как и в предыдущем анализе) и все остальные события, которые составили набор “первичной вершины”. Распределение по величине  $L_{xy}$  для обоих наборов (“смещенной вершины” и “первичной вершины”) показано на рис. 2.

Также, как и в предыдущем анализе, был произведен фит распределения по инвариантной массе  $m(J/\psi \pi^\pm)$  в шести интервалах по инвариантной массе  $m(J/\psi \pi^+ \pi^-)$ : (4.1–4.2, 4.2–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.5, 4.5–4.6, 4.6–4.7)  $\text{ГэВ}/c^2$ . Как и в предыдущем случае, сигнал параметризовался с помощью функции релятивистского  $S$ -волнового Брейт-Вигнера, свернутого с функцией Гаусса, представляющей разрешение по массе. Для данного набора фитов масса и ширина  $Z_c^\pm(3900)$  были зафиксированы на значениях  $m = 3893.3 \pm 2.7 \text{ МэВ}/c^2$ ,  $\Gamma = 36.8 \pm 6.5 \text{ МэВ}$ . Эти величины были получены как средние для канала  $J/\psi \pi$ , вычисленные по данным PDG [8]. Для параметризации фона использовались полиномы Чебышева первого рода, в случае событий из набора “смещенной вершины” — четвертого порядка, в случае событий из набора “первичной вершины” — пятого. Выбор степени полиномов выполнялся из условия минимизации теста AIC (Akaike Information Test [18]).



**Рис. 3.** Выходы сигнала  $Z_c^\pm(3900)$  на бин шириной 100 МэВ для шести интервалов по  $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$ : 4.1–4.2, 4.2–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.5, 4.5–4.6 и 4.6–4.7 ГэВ/c<sup>2</sup> для (а) набора “смещенной вершины” и (б) набора “первичной вершины” (см. текст). Точки располагаются в центрах соотв. бинов.

Результаты фита показаны на Рис. 3 в виде выходов для событий сигнала от  $Z_c^\pm(3900)$  на бин шириной 100 МэВ по массе  $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$ .

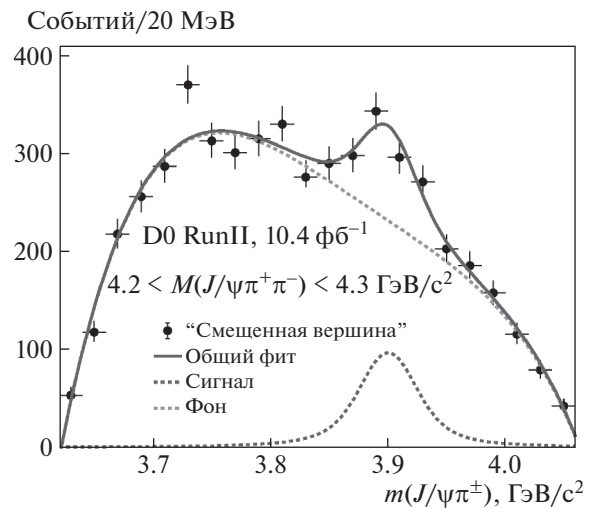
Для набора “смещенной вершины”, в диапазоне  $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3$  ГэВ/c<sup>2</sup>, хорошо виден сигнал от  $Z_c^\pm(3900)$ , согласующийся с происхождением от распада  $\psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ , локальная статистическая значимость которого составляет  $5.2\sigma$ . Также можно отметить, что для набора “первичной вершины” не наблюдается статистически значимого сигнала в любом из рассматриваемых интервалов по  $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$ .

Для набора “смещенной вершины”, в диапазоне  $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3$  ГэВ/c<sup>2</sup>, был также проведен отдельный фит, в котором масса и ширина сигнала не фиксировались. Из этого фита, показанного на рис. 4, были получены следующие значения массы и ширины для состояния  $Z_c^\pm(3900)$ :  $M = 3902.6_{-5.0}^{+5.2}$  МэВ/c<sup>2</sup>,  $\Gamma = 32_{-21}^{+28}$  МэВ. Число событий в сигнале составило  $N = 364 \pm 156$ , а локальная статистическая значимость —  $5.4\sigma$ .

Акцептанс для событий из набора “смещенной вершины” ( $H_b \rightarrow \psi(4260) + anything$ ,  $\psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ ) измерялся с помощью распада  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^\mp$ , при этом предполагалось, что распределения по длине распада и ее ошибке для распада  $B_d^0$  хорошо воспроизводят такие распределения для “среднего”  $b$ -адрона. При отборе событий использовались те же критерии, что и при отборе событий для набора “смещенной верши-

ны”. Измеренное таким образом значение акцептанса составило  $A = 0.66 \pm 0.02$ .

Систематические ошибки для данного анализа включают в себя ошибки калибровки и разрешения по массе; ошибку, связанную с выбором формы фона; ошибку, связанную с выбором набора



**Рис. 4.** Распределение по инвариантной массе  $m(J/\psi\pi^\pm)$  для событий в диапазоне  $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3$  ГэВ/c<sup>2</sup> и набора “смещенной вершины”. Сплошной линией показан общий результат фита; темной штриховой линией показан сигнал, параметризованный с помощью функции релятивистского Брейт–Вигнера с нефиксированной массой и шириной; светлой штриховой линией показан фон, параметризованный с помощью полиномов Чебышева четвертого порядка.

триггеров; ошибку определения аксептанса для событий набора “смещенной вершины”; ошибки, связанные с параметризацией сигнала.

Используя результаты фитов для наборов “смещенной вершины” и “первичной вершины” вместе в величине аксептанса для событий набора “смещенной вершины”, можно получить откорректированные с учетом аксептанса числа событий для прямого и непрямого рождения и, соответственно, их отношение. Эти величины определялись для диапазона  $4.2 < m(J/\psi \pi^+ \pi^-) < 4.3$  ГэВ/ $c^2$ , в котором сигнал является статистически значимым. Полученный результат для числа событий от непрямого рождения составил  $N_{\text{nonprompt}} = 570 \pm 137$  (стат. + сист.), а для числа событий от прямого рождения:  $N_{\text{prompt}} = -45 \pm 237$ . Соответственно, величина отношения  $r = N_{\text{prompt}}/N_{\text{nonprompt}} = -0.08_{-0.46}^{+0.38}$ . Используя величину этого отношения, а также предполагая, что ошибки распределены в соответствии с распределением Гаусса и Байесовская априорная вероятность для величин  $r < 0$  равна 0, можно получить верхний предел для величины этого отношения равный 0.70 при 95% С.Л.

Подводя итог результатам данного анализа, можно подчеркнуть, что был наблюден сигнал от последовательного процесса  $H_b \rightarrow \psi(4260) + \text{anything}$ ,  $\psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ ,  $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi \pi^\pm$ , имеющий статистическую значимость  $5.4\sigma$  для событий в диапазоне  $4.2 < m(J/\psi \pi^+ \pi^-) < 4.3$  ГэВ/ $c^2$ . Для этих событий были измерены масса и ширина состояния  $Z_c^\pm(3900)$ :  $M = 3902.6_{-5.0}^{+5.2}$  (стат.) $_{-1.4}^{+3.3}$  (сист.) МэВ/ $c^2$ ,  $\Gamma = 32_{-21}^{+28}$ (стат.) $_{-7}^{+26}$  (сист.) МэВ, что соответствует средним мировым значениям [8].

Также был выполнен поиск прямого рождения состояния  $\psi(4260)$  с последующим распадом на  $Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ . В отсутствие статистически значимого сигнала, был поставлен верхний предел на отношение числа событий от прямого и непрямого рождений  $r = N_{\text{prompt}}/N_{\text{nonprompt}} < 0.70$  при 95% С.Л. Это значение для верхнего предела значительно меньше, чем значения этого отношения для состояний  $X(3872)$  ( $r \approx 2-3$ ) [14, 15] и  $X(4140)$  ( $r \approx 1.5$ ) [16].

### 3. ИНКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ $P_c$ РЕЗОНАНСОВ В $p\bar{p}$ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Эра экспериментального изучения пентакварков началась в 2015 году с открытием в коллаборации LHCb двух таких состояний, распадающихся на  $J/\psi p$  [19]. Их минимальный кварковый состав выглядит как  $c\bar{c}uud$ . Недавно, используя большую статистику, коллаборация LHCb уточнила

этот результат и сообщила об открытии в спектре по инвариантной массе  $J/\psi p$  трех подобных резонансов, названных  $P_c(4312)$ ,  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$  [20]. Измеренные массы и ширины этих резонансов составили

$$M = 4311.9 \pm 0.7 (\text{стат.})_{-0.6}^{+6.8} (\text{сист.}) \text{ МэВ}/c^2,$$

$$\Gamma = 9.8 \pm 2.7 (\text{стат.})_{-4.5}^{+3.7} (\text{сист.}) \text{ МэВ}$$

$$M = 4440.3 \pm 1.3 (\text{стат.})_{-4.7}^{+4.1} (\text{сист.}) \text{ МэВ}/c^2,$$

$$\Gamma = 20.6 \pm 4.9 (\text{стат.})_{-10.1}^{+8.7} (\text{сист.}) \text{ МэВ}$$

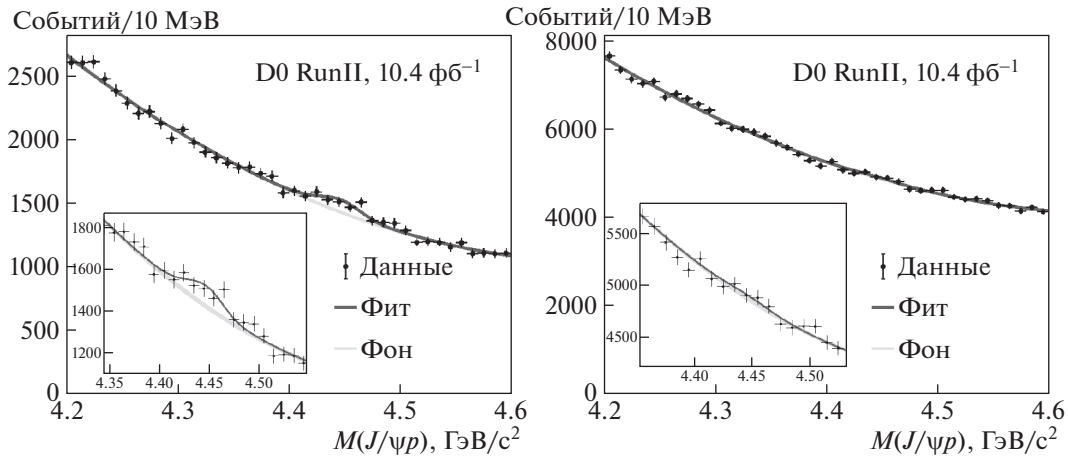
$$M = 4457.3 \pm 0.6 (\text{стат.})_{-1.7}^{+4.1} (\text{сист.}) \text{ МэВ}/c^2,$$

$$\Gamma = 6.4 \pm 2.0 (\text{стат.})_{-1.9}^{+5.7} (\text{сист.}) \text{ МэВ}.$$

Состояния  $P_c$  были найдены в распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ . Они также могут рождаться и в других распадах бариона  $\Lambda_b^0$ , таких, например, как  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^{*-}$  или  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ , а также в распадах других  $b$ -адронов ( $H_b$ ), таких как  $B_c \rightarrow P_c X$ . Возможно и прямое рождение в глюон-глюонных или кварк-антикварковых взаимодействиях. В эксперименте D0 на статистике, соответствующей интегральной светимости  $10.4 \text{ фб}^{-1}$ , был выполнен поиск инклюзивного рождения состояний  $P_c$  в  $p\bar{p}$  столкновениях [21].

Как уже упоминалось, хотя коллаборация LHCb наблюдала состояния  $P_c$  в распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ , проведенный в D0 анализ рассматривал инклюзивный набор событий  $J/\psi p$ , так что в него могли вносить вклад и другие распады  $\Lambda_b^0$ , а также распады других  $b$ -адронов. Хотя такой выбор набора данных увеличивает уровень фона примерно в 20 раз по сравнению с эксклюзивным набором данных, ожидается, что сигнал от состояний  $P_c$  в инклюзивном наборе вырастет более чем в  $\sqrt{20}$  раз, что приведет к более высокой статистической значимости сигнала именно для инклюзивного набора.

Из-за ограниченного, по сравнению с LHCb, разрешения по массе и значительного уровня фона, эта работа была сфокусирована на поиске сигнала, соответствующего сумме вкладов от состояний  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$ , причем значения масс и ширин для них брались из результата LHCb [20]. Для отбора событий использовались одномюонные и двумюонные триггера, минимальный поперечный импульс мюона составлял  $p_T > 1.5$  ГэВ/ $c$ . Использовались те же условия отбора событий, что и в анализе по поиску и изучению состояния  $Z_c(3900) \rightarrow J/\psi \pi$  в распадах  $b$ -адронов (см. выше). Различия между условиями отбора в этих двух анализах состояли в следующем: зараженная



**Рис. 5.** Слева: распределение по инвариантной массе  $J/\psi p$  для событий набора “смещенной вершины” с наложенным результатом фита (см. текст). Темная линия представляет общий результат фита. Светлая линия представляет параметризацию комбинаторного фона с помощью полиномов второго порядка, ошибка в определении фона представлена шириной этой линии. Справа: То же самое для событий набора “первичной вершины”.

частица, рождающаяся вместе с  $J/\psi$ , должна была иметь поперечный импульс  $p_T > 2$  ГэВ/с, а также предполагалось, что она является протоном. Также использовалось условие  $p_T(J/\psi p) < 12$  ГэВ/с. Это условие обусловлено тем, что распределение по  $p_T$  для  $\Lambda_b^0$  мягче, чем для  $B$ -мезонов и мы ожидаем, что сигнал от состояний  $P_c$  в основном приходит от распадов  $\Lambda_b^0$ . Инвариантная масса для кандидатов в  $J/\psi p$  была ограничена диапазоном 4.2–4.6 ГэВ/с<sup>2</sup>. Чтобы быть уверенным, что  $J/\psi$  и протон приходят из одной вершины, требовалось, чтобы разница в поперечных длинах распада  $L_{xy}$  измеренных для двух мюонов и для двух мюонов + протон была меньше 30 мкм в поперечной плоскости и меньше чем 500 мкм в пространстве. Для того, чтобы отобрать события со смещенной вершиной, в которых система  $J/\psi p$  образовывается в слабом распаде  $b$ -адрона, для нее требовалось, чтобы  $L_{xy} > 250$  мкм и  $L_{xy}/\sigma(L_{xy}) > 3$ . Чтобы подавить комбинаторный фон, состоящий в основном из  $J/\psi$  от распадов  $b$ -адронов, случайно сочетающихся с заряженной частицей  $h^+$ , которой может быть каон или пион, неправильно идентифицированный как протон, отбирались события с относительно слабой адронной активностью вокруг кандидата в  $J/\psi p$ . Для этого вводился параметр изоляции  $I$ , определяемый как отношение импульса системы  $J/\psi p$  к сумме импульсов всех заряженных треков в конусе радиуса  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 1.0$  ( $\eta$  – псевдобыстрота,  $\phi$  – азимутальный угол) вокруг направления импульса  $J/\psi p$  и требовалось,

чтобы выполнялось условие  $I > 0.5$ . Получившийся после применения всех отборов набор событий “смещенной вершины” содержал 68007 событий.

Для поиска состояний  $P_c$ , образующихся в распадах  $b$ -адронов, исследовалось распределение по инвариантной массе  $m(J/\psi p)$  для событий набора “смещенной вершины”. Был произведен фит этого распределения по методу максимального правдоподобия, при этом параметризация сигнала представляла собой некогерентную сумму двух резонансов Брейт–Вигнера, соответствующих состояниям  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$ , массы и ширины которых были зафиксированы на параметрах, полученных коллаборацией LHCb, свернутую с функцией Гаусса, представляющую собой разрешение по массе ( $12 \pm 2$  МэВ). Также предполагалось, что относительный вклад в числа событий в сигнале от двух состояний  $P_c$  в инклюзивном рождении соответствует таковому, измеренному коллаборацией LHCb:  $f = N(4440)/(N(4440) + N(4457)) = 0.68 \pm 0.08$  (стат.)  $\pm 0.05$  (сист.). Комбинаторный фон параметризовался с помощью полинома второго порядка.

Результат фита показан на рис. 5 (левый рисунок). Общее количество событий в сигнале, полученное в этом фите, составило  $N = 523 \pm 145$ ,  $\chi^2/\text{ndf} = 31.2/36$ , локальная статистическая значимость сигнала составила  $3.6\sigma$ .

Для поиска состояния  $P_c(4312)$ , для набора “смещенной вершины” был произведен фит распределения по  $m(J/\psi p)$  в диапазоне масс 4.22–4.4 ГэВ/с<sup>2</sup>. Для параметризации сигнала исполь-

зовалась функция релятивистского Брейт–Винера с массой шириной фиксированными на параметрах, полученных в коллаборации LHCb [20]. Полученное в результате фита число событий в сигнале  $N = 42 \pm 132$ . Отношение числа событий в сигнале от  $P_c(4312)$  к сумме событий в сигнале от  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$  меньше, чем 0.6 при 95% С.Л. Этот результат согласуется с результатом, полученным для данного отношения в коллаборации LHCb для эксклюзивного распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ :  $0.18 \pm 0.06$  (стат.) $^{+0.21}_{-0.06}$  (сист.).

Для событий набора “первичной вершины” фит, использующий параметризацию сигнала в виде некогерентной суммы резонансов  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$ , массы и ширины которых зафиксированы на параметрах, полученных коллаборацией LHCb и параметризацию фона полиномом второго порядка, дал следующие значения для числа событий в сигнале:  $N = 188 \pm 263$ , локальной статистической значимости:  $0.71\sigma$  и качества фита:  $\chi^2/\text{ndf} = 34.3/36$  (см. рис. 5 (правый рисунок)).

В анализе рассматривались следующие источники систематических ошибок на число событий в сигнале: ошибка, обусловленная конечным разрешением по массе; ошибка в определении формы фона; неопределенность, обусловленная ошибками параметров, измеренных в коллаборации LHCb. Статистическая значимость сигнала с учетом систематических ошибок составила  $3.0\sigma$ .

Чтобы получить значение акцептанса для событий из набора “смещенной вершины” (распады  $b$ -адронов, ведущие к рождению состояний  $P_c$ ), определяемого как  $A = N_{\text{displaced}} / (N_{\text{displaced}} + N_{\text{primary}})$ , использовался распад  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ , при этом предполагалось, что распределения по длине распада и ее ошибке для распада  $B^+$  хорошо воспроизводят такие распределения для “среднего”  $b$ -адрона. Условия отбора событий были такими же, как и для отбора кандидатов  $P_c$  за исключением того, что не накладывалось условие на  $p_T(J/\psi h^+)$ . Полученный результат для акцептанса составил  $A = 0.77 \pm 0.05$ .

Используя числа событий в сигнале, полученные для наборов “смещенной вершины” и “первичной вершины”, а также акцептанс для событий из набора “смещенной вершины”, можно вычислить число событий в сигнале, родившихся в непрямом и прямом рождении:  $N_{\text{nonprompt}} = 677 \pm 207$  (стат. + сист.) и  $N_{\text{prompt}} = 34 \pm 267$  (стат. + сист.) соответственно, а также их отношение  $r = N_{\text{prompt}} / N_{\text{nonprompt}} = 0.05 \pm 0.39$ . Используя величину этого отношения, а также предполагая, что ошибки распределены в соответ-

ствии с распределением Гаусса и Байесовская априорная вероятность для величин  $r < 0$  равна 0, можно получить верхний предел для величины этого отношения равный 0.8 при 95% С.Л.

Поскольку состояния  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$  были первоначально наблюдаемы в распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ , мы можем ожидать, что сигнал от этих состояний будет более выражен в этом канале. Для того, чтобы проверить это, были проанализированы события, в которых требовался еще один негативно заряженный трек, рассматриваемый как каон, с хорошей вероятностью связанный с вершиной для  $J/\psi p$  и инвариантной массой  $m(J/\psi p K^-)$  находящейся в области массы  $\Lambda_b^0$ . Фит по инвариантной массе  $J/\psi p$  показал уменьшение числа событий в сигнале в 6.5 раза по сравнению с инклюзивным набором, при этом уровень фона уменьшился в 19 раз. Локальная статистическая значимость сигнала уменьшилась с  $3.6\sigma$  до  $2.3\sigma$  в соответствии с уменьшением отношения сигнала к  $\sqrt{\text{фона}}$ .

Подводя итог можно подчеркнуть, что в данной работе было исследовано инклюзивное рождение  $J/\psi$  совместно с заряженной частицей, которая рассматривалась как протон. В наборе событий, соответствующих рождению в распадах  $b$ -адронов, был найден сигнал в спектре инвариантных масс системы  $J/\psi p$ , согласующийся с суммой резонансов  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$ . Этот результат является первым независимым подтверждением результата коллаборации LHCb [20]. Локальная статистическая значимость сигнала составила  $3.6\sigma$ . С учетом систематических ошибок, статистическая значимость составила  $3.0\sigma$ .

Не было найдено статистически значимых свидетельств прямого рождения состояний  $P_c$ . Было измерено отношение  $r = N_{\text{prompt}} / N_{\text{nonprompt}} = 0.05 \pm 0.39$  и получен верхний предел на это отношение, равный 0.8 при 95% С.Л.

Также не было найдено свидетельств сигнала от состояния  $P_c(4312)$ . Значение отношения числа событий в сигнале от  $P_c(4312)$  к сумме событий в сигнале от  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$  оказалось меньше, чем 0.6 при 95% С.Л., что согласуется с результатом, полученным коллаборацией LHCb.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Gell–Mann M. // Phys. Lett. 1964. V. 8. P. 214.
2. Zweig G. // “An  $SU_3$  model for strong interaction symmetry and its breaking”. 1964. Report No. CERN-TH-401.
3. Choi S.K. et al. (Belle Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 262001.



4. *Olsen S.L., Skwarnicki T., Zieminska D.* // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90. P. 015003.
5. *Ablikim M. et al.* (BESIII Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 252001.
6. *Liu Z.Q. et al.* (Belle Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 252002.
7. *Ablikim M. et al.* (BESIII Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 022001.
8. *Tanabashi M. et al.* (Particle Data Group Collab.) // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 030001.
9. *Ablikim M. et al.* (BESIII Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 092001.
10. *Abazov V.M. et al.* (D0 Collaboration) // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 052010.
11. *Chilikin K. et al.* (Belle Collaboration) // Phys. Rev. D. 2014. V. 90. P. 112009.
12. *Chatrchyan S. et al.* (CMS Collaboration) // J. High Energy Phys. 2012. V. 02. P. 011.
13. *Abazov V.M. et al.* (D0 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 162002.
14. *Chatrchyan S. et al.* (CMS Collaboration) // J. High Energy Phys. 2013. V. 04. P. 154.
15. *Aaboud M. et al.* (ATLAS Collaboration) // J. High Energy Phys. 2017. V. 01. P. 117.
16. *Abazov V.M. et al.* (D0 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. P. 232001.
17. *Abazov V.M. et al.* (D0 Collaboration) // Phys. Rev. D. 2019. V. 100. P. 012005.
18. *Cavanaugh J. E.* // Stat. Probab. Lett. 1997. V. 33. P. 201.
19. *Aaij R. et al.* (LHCb Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. P. 072001.
20. *Aaij R. et al.* (LHCb Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 222001.
21. *Abazov V.M. et al.* (D0 Collaboration) // arXiv: 1910.11767v3. 2019.

## Recent Results on Search for and Study of Exotic States in the Fermilab D0 Experiment

A. V. Popov\* (on behalf of the D0 Collaboration)

*Institute for High Energy Physics, National Research Center Kurchatov Institute, Protvino, Moscow oblast, 142281 Russia*

*\*e-mail: popov\_al@ihep.ru*

Received June 10, 2020; revised June 15, 2020; accepted June 15, 2020

**Abstract**—Recent results on search and study of the exotic states at D0 experiment (FNAL, USA) are presented in this paper. This includes a search and study of the  $Z_c(3900)$  state in semi-inclusive  $b$ -hadron decays, search for prompt production of the  $Z_c(3900)$  state in  $p\bar{p}$  interactions. The results of a search for inclusive production of the pentaquark states  $P_c(4440)$  and  $P_c(4457)$  at D0 experiment are also included to this paper.

**Keywords:** quantum chromodynamics, tetraquark, pentaquark, meson, baryon, exotic states, experiment