

ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ МНОГОПРОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В АДРОН- И ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ. АДРОННЫЕ МОЛЕКУЛЫ.

¹К. Олимов, ²Б.С. Юлдашев, ¹Х.К. Олимов, ¹Ш.Ш. Баходиров

¹Физико-технический институт АН РУз, Ташкент, Узбекистан, olimov1951@mail.ru

²Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан, yuldbekh@gmail.com

Аннотация. Приводятся результаты краткого обзора экспериментальных данных по образованию мультибарионных резонансов, четырех пяти и восьмикварковых резонансов во взаимодействиях адронов с адронами и ядрами и ядер с ядрами при высоких энергиях.

Показано, что двухпротонные состояния экспериментально и надежно наблюдаются во взаимодействиях нейтронов с протонами в реакциях перезарядки первых и адрон- и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях. В ядерных взаимодействиях двухпротонные состояния могут образоваться за счет распада многозарядного фрагмента или от разрушения альфа-кластера ядра-мишени.

Трехпротонные состояния (трехпротонная молекула) могут образоваться за счет слияния дипротона с противоположно направленными спинами (бозона) сохраняющийся при разрушении одного из альфа-кластеров ядра-мишени с другим протоном, образованном при разрушении другого α -кластера ядра.

Ключевые слова. Адрон, протон, нейтрон, π^+ -мезон, ядро, кварк, дипротон, адронная молекула, трехпротонное состояние, альфа-кластер.

SEARCH AND STUDY OF THE FORMATION OF MULTIPROTON STATES IN HADRON- AND NUCLEUS-NUCLEAR COLLISIONS AT HIGH ENERGIES. HADRON MOLECULES.

K. Olimov¹, B.S. Yuldashev², Kh.K. Olimov¹, Sh.Sh. Bakhodirov¹

¹Physico-Technical Institute of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan, olimov1951@mail.ru

²Institute of Nuclear Physics, Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan, yuldbekh@gmail.com

Abstract. The results of a brief review of experimental data on the formation of multibaryon resonances, four, five-quark and eight-quark resonances in the interactions of hadrons with hadrons and nuclei and nuclei with nuclei at high energies are presented.

It is shown that two-proton states are experimentally and reliably observed in the interactions of neutrons with protons in charge exchange reactions of the first and hadron- and nucleus-nucleus collisions at high energies. In nuclear interactions, two-proton states can be formed due to the decay of a multiply charged fragment or from the destruction of the alpha cluster of the target nucleus.

Three-proton states (three-proton molecule) can be formed due to the fusion of a diproton with oppositely directed spins (boson) preserved during the destruction of one of the alpha clusters of the target nucleus with another proton formed during the destruction of another α -cluster of the nucleus.

Key words: Hadron, proton, neutron, π^+ -meson, nucleus, quark, diproton, hadron molecule, three-proton state, alpha cluster.

YUQORI ENERGIYALARDA ADRON VA YADRO-YADRO TO'QNASHUVLARIDA KO'P PROTONLI HOLATLARNING HOSIL BO'LISHINI IZLASH VA O'RGANISH. ADRON MOLEKULALARI.

¹К. Олимов, ²Б.С. Юлдашев, ¹Х.К. Олимов, ¹Ш.Ш. Баходиров

¹Физико-технический институт АН РУз, Ташкент, Узбекистан, olimov1951@mail.ru

²Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан, yuldbekh@gmail.com

Annotatsiya. Yuqori energiyalarda adron-adron, adron-yadro va yadro-yadro o'zaro ta'sirlarida ko'p baryonli rezonanslar, to'rt, besh va sakkiz kvarkli rezonanslarning hosil bo'lishi bo'yicha eksperimental ma'lumotlarning qisqacha sharhi keltirilgan.

Ikkita protonli holatlar (diproton) neytron-proton o'zaro ta'sirlarida, zaryad almashinuv reaksiyalarida, shuningdek yuqori energiyali adron-yadro va yadro-yadro to'qnashuvlarida eksperimental ravishda ishonchli kuzatilganligi ko'rsatilgan. Yadroviy o'zaro ta'sirlarda diproton holatlari ko'p zaryadli fragmentning parchalanishi yoki nishon-yadro alfa-klasterining buzilishi natijasida hosil bo'lishi mumkin.

Uch protonli holatlar (uch protonli molekula) esa, qarama-qarshi yo'nalishdagi spinli (bozon) diprotonning boshqa proton bilan birlashishi orqali paydo bo'lishi mumkin. Bu jarayon nishon-yadrodagi bir alfa-klasterning buzilishi natijasida diproton, ikkinchi alfa-klasterning buzilishi natijasida esa proton hosil bo'lganda ro'y beradi.

Kalit so'zlar: Adron, proton, neytron, π^+ -mezon, yadro, kvark, diproton, adron molekulas, uch protonli holat, alfa-klaster.

Введение. Исследование образования мультибарионных состояний в адрон-ядерных и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях важно для получения ценной информации о динамике сильного взаимодействия и структуре фрагментирующего ядра, а также о возможных механизмах формирования многонуклонных ассоциаций.

Проблема дибарионных резонансов с массами в интервале 2–3 ГэВ возникла в связи с обнаружением широких резонансоподобных структур в энергетическом поведении поляризации протонов в реакциях фоторасщепления дейтрона ($\gamma d \rightarrow pn$) и в разности сечений $\Delta\sigma$ $p+p$ -взаимодействий с различной относительной ориентацией спинов [1-3]. К настоящему времени экспериментально найдены более трех десятков кандидатов в дибарионы. По значению масс эти дибарионы делятся на две группы: а) дибарионы с массой ниже порога образования мезонов; и б) дибарионы выше порога образования мезонов. Дибарионы, относящиеся к первой группе имеют узкие ширины масс (≈ 10 МэВ), а дибарионы второй группы – широкие ширины масс (100-170 МэВ). Дибарионы с малой шириной массы на основе законов сохранения имеют запреты на распад на адроны, а дибарионы с большей шириной массы не имеют запретов на основе законов сохранения на распад в πNN -систему [1].

В значительной степени поиски дибарионных резонансов также были стимулированы появлением и развитием модели кварковых мешков [1, 4-8], согласно которой возможно существование нового типа резонансов [4] – уровней в системе из нескольких кварков, заключенных в некотором объеме. Масса кваркового мешка складывается из объемной энергии мешка, которому приписывается некоторая плотность энергии, из энергии цветного электрического и магнитного взаимодействия, а также собственной энергии кварков [1]. Реализация различных квантовых чисел системы кварков дают массовый спектр резонансов. Эти модели описывают массовый спектр дибарионов массой больше порога рождения πNN -системы. Наиболее достоверными кандидатами, подтверждаемыми фазовым анализом, являются особенности в D- и F-волнах с массами 2.14–2.17 и 2.20–2.55 ГэВ, соответственно и ширинами около 100 МэВ.

Кварковые модели вытянутых вращающихся мешков [9] описывают массовый спектр дибарионов массой меньше порога рождения πNN -системы. Они отличаются от модели кварковых мешков [5] учетом спин-орбитального взаимодействия [1]. В рамках модели вытянутых вращающихся мешков запреты на распад на два нуклона возникают из определенных состояний за счет сильного взаимодействия, основанные на законах сохранения спина, изотопического спина и четности [1,5,10].

Далее остановимся на некоторых результатах, приведенных в критическо-обзорной статье Ю.А. Трояна (Узкие дипротонные резонансы. «Физика элементарных частиц и атомного ядра» 1993, Том 24, вып.3, сс. 683-730). Как утверждает сам Ю.А. Троян для проведения критического обзора экспериментальных данных по образованию узких

дипротонных резонансов, выполненных в период с 1986 по 1993 гг. у него, была следующая мотивация:

- в ряде работ очень мала статистическая обеспеченность данных;
- часто авторами недостаточное внимание уделяется вопросам фона и статистической обработке данных;
- в ряде работ из-за плохого разрешения по массам делать определенные выводы об узких особенностях не представляется возможным;
- целый ряд работ выполнен в условиях выборок (угловых и энергетических) - не ясно, что значит указанный результат: в случаях отсутствия эффекта – нет эффекта вообще или его нет в данных условиях, в случаях наличия эффекта – как ведет себя фон в условиях предложенной выборки;
- подавляющая часть экспериментов выполнена на ядерных мишенях, что сильнейшим образом затрудняет интерпретацию результатов.

При анализе работ для их сравнения между собой и оценки их качества Троян Ю.А. пользовался статистическим критерием

$$R = \frac{N_{\text{полн}}}{\sqrt{N_{s/2}^{\text{фон}}}} \frac{1}{\Gamma_{\text{разр}}/3}. \quad (1)$$

Здесь $N_{\text{полн}}$ – полное число комбинаций в обсуждаемом графике (или рисунке); $\Gamma_{\text{разр}} = \sqrt{\Gamma_{\text{уст}}^2 + \Gamma_{\text{шаг}}^2}$; $\Gamma_{\text{уст}}$ – полное разрешение установки по эффективной массе, $\Gamma_{\text{шаг}}$ – шаг построения в обсуждаемом графике. Коэффициент 3 МэВ выбран из наблюдений, показывающих, что эффекты (резонансные выбросы) отстоят друг от друга примерно на 7-10 МэВ и, по-видимому, разрешение по массам ~ 3 МэВ позволяло бы надежно отделить один резонанс от другого. В знаменатель (1) входит также величина $N_{s/2}^{\text{фон}}$. Это число комбинаций фона в точке $s/2$, делящей график по статистике пополам (для этого же диапазона масс определяется и величина $\Gamma_{\text{разр}}$).

Введение величины $\sqrt{N_{s/2}^{\text{фон}}}$ – корня из числа фоновых событий в точке $s/2$, а не из полного числа событий в этой точке, учитывает ситуацию, когда фон в рассматриваемом распределении мал. В этом случае, несмотря на общее малое число событий и плохое разрешение, статистический критерий R может получиться большим.

Таким критерием были обработаны результаты 16 работ, в которых были найдены 56 кандидатов в дипротонны. В результате обработки и объединения близких по массе надежных кандидатов в дипротонны узкой массы их количество стало равным 15.

В заключении обсуждения вопроса о дибарионных резонансах можно, сказать, что основная часть этих резонансов обнаружена в адрон-ядерных соударениях [1,11,12] при промежуточных энергиях. Существует одна или две работы в которых дибарионы обнаружены в нейтрон-протонных реакциях перезарядки исходного нейтрона [12]. В протон-протонных реакциях с неполяризованным пучком на уровне более 3-х стандартных отклонений не обнаружен ни один дибарионный резонанс [13-15].

Исходя из данных, приведенных в [1,11-15] и учитывая приводимые ниже результаты по образованию трехпротонного резонанса можно заключить, что в ядерных взаимодействиях дибарионы могут образоваться как остаток многозарядного фрагмента или часть разрушенного α -кластера ядра-мишени.

С момента появления кварковой структуры адронов [16] возможность существования мультикварковых состояний с четырьмя и более кварками была показана различными теоретическими моделями. В 2003 г. детектором Belle была зарегистрирована четырехкварковая (тетракварковая) система $X(3872)$ ($c\bar{c}d\bar{u}$) [17], а в 2015 г. эксперимент LHC обнаружил два пентакварка со скрытым чармом ($duucc\bar{c}$) [18].

В 2019 году благодаря увеличению статистики и повышению точности эксперимента удалось обнаружить три пентакварка с массами ≈ 4440 МэВ, 4457 МэВ и 4.3 ГэВ [19]. В рамках КХД, исходя из известных данных, предсказывается существование широкого

спектра других пентакварковых состояний – электрически нейтральных пентакварков, пентакварков со странностью, прелестью и т.д.

В 2022 году в $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с [20] нами было обнаружено новое резонансное состояние в системе «протон+протон+ π^+ -мезон», состоящее из восьми кварков (пяти u-кварков, двух d-кварков и одного анти d-кварка) (см. рис. 1). Масса этого восьмикваркового резонанса оказалась равной 2117 ± 3 МэВ, ширина массы равной 4 ± 1 МэВ, а инклюзивное сечение оказалось равным 4.93 ± 0.86 мбн. В работе [20] предполагается, что такое резонансное состояние могло образоваться за счет захвата двухпротонным резонансом одного π^+ -мезона с близкой скоростью.

Недавно [21] на основе решения уравнений типа Фадеева для четырехчастичной системы, состоящей из одного анти К-мезона и трех нейтронов, было обнаружено квазисвязанное четырехчастичное резонансное состояние с энергией связи $\approx 30.5\text{--}34.5$ МэВ.

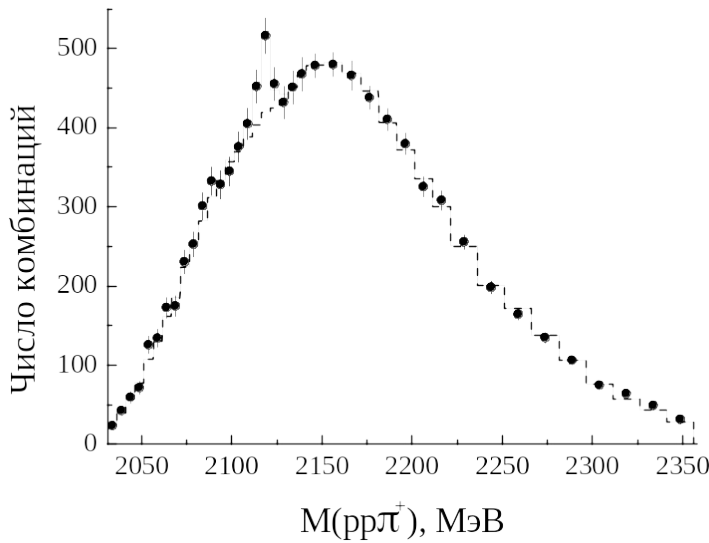


Рис. 1. Распределение инвариантной массы $pp\pi^+$ -системы частиц в $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с. Точки – эксперимент, штриховая гистограмма – фоновое распределение, построенное как сумма двух Гауссовских функций (2) вне области пиковой структуры, сплошная гистограмма – результат аппроксимации экспериментального спектра суммой фонового распределения (2) и Брейт-Вигнеровской функцией (3).

В качестве фонового распределения использовалась сумма двух Гауссовских функций:

$$y \propto \frac{a_1}{\sqrt{\frac{\pi}{2}}} \frac{1}{\sigma_1} \exp \frac{-2(x-x_{c1})^2}{\sigma_1^2} + \frac{a_2}{\sqrt{\frac{\pi}{2}}} \frac{1}{\sigma_2} \exp \frac{-2(x-x_{c2})^2}{\sigma_2^2} \quad (2)$$

Разделение резонанса проводилось суммой фонового распределения (2) и функцией Брейт-Вигнера:

$$BW(M) = \frac{\Gamma M M_0}{(M^2 - M_0^2)^2 + \Gamma^2 M_0^2} \quad (3)$$

Помимо двухпротонных резонансов, экспериментальные указания на возможность образования трехпротонных резонансных состояний в высокоэнергетических адрон-ядерных столкновениях были получены в работах [22–26]. В частности, в работе [22] указание на возможное существование трехпротонного резонансного состояния с оценочной массой ≈ 2.9 ГэВ был получен в спектре инвариантных масс трёх протонов, построенном по полному ансамблю $\pi^{-12}\text{C}$ -столкновений при 4 и 40 ГэВ/с и $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействия при 300 ГэВ/с.

В работе [27] поиск возможных трех протонных состояний проводился сначала в суммарном ансамбле событий с тремя и более протонами в конечном состоянии.

Рассматривались только протоны из области фрагментации ядра-мишени (углерода) в импульсном интервале $0.2 \leq p \leq 0.7$ ГэВ/с, т.е. из рассмотрения исключались «испарительные» протоны и протоны от снаряда.

На рис. 2 показан спектр инвариантной массе трех протонов в суммарном ансамбле $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ - и $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударений при 4.2 А ГэВ/с для событий с тремя и более протонами в конечном состоянии [27].

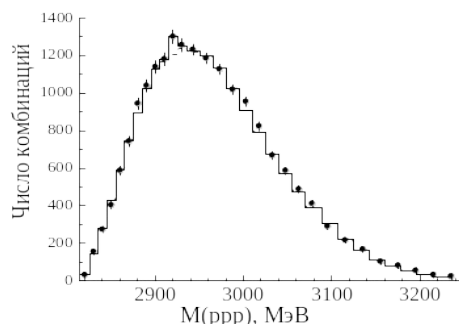


Рис. 2. Экспериментальное распределение инвариантной массы (●) трехпротонов $M(ppp)$ в полном ансамбле $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ - и $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -столкновений при 4.2 А ГэВ/с для событий с числом протонов, равным трем и более. Пунктирная гистограмма – фоновое распределение. Сплошная гистограмма – результат аппроксимации суммой функций (2) и (3).

Как видно из рис. 2 в области масс около 2920 МэВ имеется небольшой пик. Разница между фоновым спектром и пиком в экспериментальном спектре составляет 114 ± 49 комбинаций, что статистически не обеспечен. Чтобы выяснить, чем связана такая статистическая необеспеченность наблюдаемого эффекта, инвариантную массу трех протонов была рассмотрена отдельно для каждой топологии с числом протонов, равным 3, 4, 5, 6 и более [27]. Однако пиковая структура в спектре инвариантных масс трехпротонов в области $M(ppp) \approx 2920$ МэВ наблюдалась только в событиях с четырьмя протонами в конечном состоянии. В связи с этим был analyzed спектр инвариантной массы трех протонов $M(ppp)$ в событиях с четырьмя протонами в конечном состоянии, который показан на рис. 3.

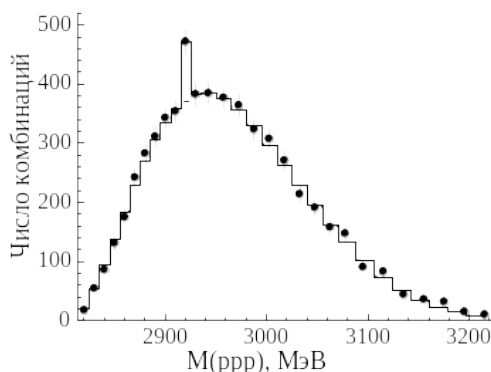


Рис. 3. Экспериментальное распределение инвариантной массы (●) трехпротонов $M(ppp)$ в полном ансамбле $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ - и $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -столкновений при 4.2 А ГэВ/с для событий с четырьмя протонами в конечном состоянии. Пунктирная гистограмма – фоновое распределение. Сплошная гистограмма – результат аппроксимации суммой функций (2) и (3).

Как видно из рис. 3, в событиях с четырьмя протонами в конечном состоянии наблюдается четкий максимум при $M(ppp) \approx 2920$ МэВ. Как видно из сравнения рис. 2 и 3 узкий пик при $M(ppp) \approx 2920$ МэВ на рис. 3 выражен более заметно, чем на рис. 2. Штриховая гистограмма на рис. 3 – фоновое распределение. Фоновое распределение строилось аппроксимацией экспериментального спектра по инвариантной массе трех протонов во всей области $M(ppp)$, исключая область $2905.5 \leq M(ppp) \leq 2935.5$ МэВ узкого

пика, суммой двух функций Гаусса (2). Сплошная гистограмма на рис. 3 представляет собой результат аппроксимации экспериментального распределения инвариантной массы трех протонов суммой фоновой функции (2) и релятивистской функцией Брейта-Вигнера (3).

В результате аппроксимации распределения инвариантной массы трех протонов в событиях с четырьмя протонами в конечном состоянии (рис. 3) суммой функций (2) и (3) были определены масса и ширина трехпротонного резонансного состояния, которые оказались равными $M(ppp) = 2920 \pm 2$ МэВ и $\Gamma = 2.1 \pm 0.8$ МэВ при $\chi^2/\text{ч.с.в.} \approx 0.6$. Превышение структуры пика с центром $M(ppp) \approx 2920$ МэВ над фоновым распределением на рис. 3 оказалось равным 110 ± 28 комбинаций, что предполагает статистическую значимость на уровне 4-х стандартных отклонений. Важно отметить, что превышение (110 ± 28) структуры пика при $M(ppp) = 2920$ МэВ над фоном на рис. 3 оказался практически таким же, как и соответствующий избыток (114 ± 49) структура пика над фоном, наблюдаемая на рис. 2 для событий с числом протонов 3 и более в конечном состоянии.

Со статистической значимостью 4 сигм авторы работы [27] констатировали о наблюдении состояния трехпротонного резонанса с указанными выше параметрами в анализируемом ансамбле столкновений. Интересным результатом этой работы является то, что трехпротонный резонанс наблюдается в событиях с четырьмя протонами в конечном состоянии, а в других каналах с числом протонов, равным трем, пяти и более в конечном состоянии, не наблюдается. Исходя из α -кластерной структуры ядра ^{12}C авторы работы [27] предлагают следующий возможный механизм образования трехпротонных состояний. Возможный механизм образования трехпротонного резонанса, наблюдаемого в четырехпротонном канале, связан с альфа-кластерной структурой ядра ^{12}C . Мы можем предположить, что, возможно, при фрагментации ядра ^{12}C протоны в парах сохраняют противоположную ориентацию спина, которая задается спином спаривание двух протонов в исходном альфа-кластере. При образовании двух пар протонов от фрагментации двух альфа-кластеров, слияния пары протонов с противоположно направленными спинами (двухпротонная молекула), из одного альфа-кластера, с протоном, образованным из второго альфа-кластера может происходить более эффективно, тем самым приводит к образованию трехпротонного (трехпротонной молекулы) состояния. Было оценено инклюзивное сечение образования трехпротонного состояния которое оказалось равным 1.8 ± 0.2 мбн.

Заключение.

Был проведен краткий обзор экспериментальных данных по образованию многобарионных состояний в адрон- и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях.

Существуют дипротоны широкой (70–100 МэВ) и узкой (≈ 10 МэВ) массой. В соударениях неполяризованных протонов со статистической значимостью более трех стандартных отклонений не было обнаружено ни одного кандидата в дипротоны узкой массы. Дипротоны узкой массы были обнаружены в нейтрон-протонных соударениях только в реакции перезарядки исходного нейтрона.

Дипротоны узкой массой в ядерных взаимодействиях могут образоваться как в результате распада многозарядного фрагмента, так и от распада одного из альфа-кластеров ядра мишени.

Наиболее достоверными кандидатами, подтверждаемыми фазовым анализом, являются особенности в D- и F-волнах с массами 2.14–2.17 и 2.20–2.55 ГэВ, соответственно и ширинами около 100 МэВ.

Показано существование 8-кваркового резонанса в системе $pp\ell^+$ -мезон массой 2117 ± 3 МэВ и шириной массы 4.0 ± 1.0 МэВ. Инклюзивное сечение образования этой системы в $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударениях при импульсе 4.2 А ГэВ/с оказалось равным 4.93 ± 0.86 мбн. Возможным механизмом образования такого резонансного состояния является захват двухпротонным резонансом одного ℓ^+ -мезона с близкой скоростью и направления.

Образование трехпротонного (трехпротонной молекулы) состояния в ядерных взаимодействиях при высоких энергиях осуществляется в результате слияния

двухпротонного (двухпротонной молекулы) состояния с противоположно направленными спинами протонов, сохраняющегося от распада одного из альфа-кластеров ядра-мишени с другим протоном мишени. Масса и ширины массы, а также инклюзивное сечение образования этого трехпротонного состояния в $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ - и $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с оказались соответственно равными: $M(\text{ppp}) = 2920 \pm 2$ МэВ, $\Gamma = 2.1 \pm 0.8$ МэВ и $\sigma_{\text{incl}} = 1.8 \pm 0.2$ мбн

Литература

1. В.Н. Батурин и др., Препринт ЛИЯФ 1750, 29 с. (1991).
2. Kamae T. et al., Phys. Rev. Lett., 1977, v.38, N9, p.468.
3. Auer I.P. et al., Phys. Lett., B, 1977, v.67, N113, p.113.
4. Jaffe R.L. Phys. Rev. Lett., 1977, v.38, N5, p.195.
5. Mulders P.J. et al., Phys. Rev. Lett., 1978, v.40, N24, p.1543.
6. Aerts A.Th., et al. Phys. Rev. D., 1978, V.17, N1, p.260.
7. Mulders P.J. et al., Phys. Rev. D. V.21, N9, p.2653.
8. Доркин С.М., и др., Препринт ОИЯИ 34-81-791, Дубна, 1981, 13 с.
9. Кондратюк Л.Л. и др., Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях (Труды Симпозиума 21-23-апреля 1986 года) – Ленинград, 1986, с.478.
10. Фильков Л.В. и др., ЯФ, 1988, т.47, В.3, с. 687.
11. Троян Ю.А. Узкие дибарионные резонансы. ЭЧАЯ 1993, Т.24, Вып. 3, с.683.
12. Троян Ю.А. и др., Препринт ОИЯИ P1-98-325, Дубна 1998, 28 с.
13. Carŕon M. et al., Nucl. Phys., 1985, V.A445, p.669/
14. Carŕon M. et al., Phys. Lett., 1987, V.B183, p.273.
15. Shimizu H. et al., Phys. Rev., 1990, V.C42, p.483.
16. Gell-Mann, A schematic model of baryons and mesons, [Phys. Lett.](#) **8**, 214 (1964).
17. S. K. Choi *et al.*, Observation of a Narrow Charmonium like State in Exclusive $B^{\pm} \rightarrow K^{\pm} \pi^{\pm} J/\psi$ Decays, Phys. Rev. Lett. **91**, 262001 (2003).
18. R. Aaij *et al.*, Observation of J/ψ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^{\pm} p$ Decays, Phys. Rev. Lett. **115**, 072001 (2015).
19. R. Aaij *et al.*, Observation of a Narrow Pentaquark State, $P_c(4312)^+$, and of the Two-Peak Structure of the $P_c(4450)^+$, Phys. Rev. Lett. **122**, 222001 (2019).
20. K. Olimov *et al.*, Possible observation of $pp\pi^+$ resonance state in $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ collisions at 3.37 A GeV, International Journal of Modern Physics E **31**, 2250024 (2022).
21. N. V. Shevchenko, Quasibound state in the anti-KNNN system, Phys. Rev. C **106**, 064006 (2022).
22. S.O. Edgorov *et al.*, PhTI Preprint 169-92-HEP, Tashkent (1992). (In Russian)
23. G.N. Agakishiev *et al.*, JINR Communications 1-84-106, Dubna (1984).
24. G.A. Leksin, Experimental situation with investigation of multinucleon resonances (in Russian). In Book: Problems of modern nuclear physics, Moscow, Nauka, 1972, p. 511-531.
25. K. Beshliu *et al.*, JINR Preprint D1-83-815, Dubna (1983). (In Russian)
26. O.B. Abidinov *et al.*, JINR Preprint P1-86-11, Dubna (1986). (In Russian)
27. K. Olimov, O. Esanmurodov, Kh. K. Olimov, Sherzod Kholbutaev and B. S. Yuldashev. **International Journal of Modern Physics E** Vol. 32, No. 9 (2023) 2350051 (11 pages).