

СВЕРХУЗКИЕ ДИБАРИОНЫ

Л. В. Фильков *

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Проведен анализ экспериментов по поиску сверхузких дибарионов (СУД). Построены правила сумм для масс сверхузких дибарионов. Вычисленные с помощью этих правил сумм значения масс СУД находятся в хорошем согласии с существующими экспериментальными значениями. Показано, что распад СУД приводит к образованию возбужденных состояний N^* с малыми массами. Экспериментальное наблюдение N^* является дополнительным подтверждением возможности существования СУД.

An analysis of the experimental search for supernarrow dibaryons (SNDs) have been performed. The sum rules for SND masses have been constructed. The calculated values of the SND masses are in good agreement with the existing experimental values. It has been shown that the SND decay leads to the formation of N^* with small masses. Experimental observations of N^* is an additional confirmation of the possibility of the SND existence.

PACS: 13.75.Cs; 14.20.Pt; 12.39.Mk

ВВЕДЕНИЕ

Сверхузкие дибарионы (СУД) — это 6-кварковые состояния, распад которых на два нуклона запрещен принципом Паули [1–3]. Такие дибарионы удовлетворяют следующему условию:

$$(-1)^{T+S}P = +1, \quad (1)$$

где T — изоспин, S — внутренний спин и P — четность дибариона. В NN -канале эти 6-кварковые состояния соответствуют следующим запрещенным состояниям: четным синглетам и нечетным триплетам с изоспином $T = 0$ и нечетным синглетам и четным триплетам с изоспином $T = 1$. Эти 6-кварковые состояния с массами $M < 2m_N + m_\pi$ (где $m_N(m_\pi)$ — масса нуклона (π -мезона)) могут в основном распадаться с излучением фотона. Это новый класс метастабильных 6-кварковых состояний с ширинами распада более 1 кэВ.

Экспериментальное открытие СУД имело бы важное значение для физики частиц, ядерной физики и астрофизики. Это привело бы к более глубокому

*E-mail: filkov@sci.lebedev.ru

пониманию эволюции компактных звезд и новых возможностей наблюдения кварк-глюонной плазмы. В ядерной физике это привело бы к новой концепции: СУД ядра.

В рамках модели «MIT bag» Мулдерс и др. [4] вычисляли массы различных дибарионов и, в частности, массы NN -несвязанных дибарионов. Они предсказали дибарионы $D(T = 0; J^P = 0^-, 1^-, 2^-; M = 2,11 \text{ ГэВ})$ и $D(1; 1^-; 2, 2 \text{ ГэВ})$, соответствующие запрещенным состояниям $^{13}P_J$ и $^{31}P_1$ в NN -канале. Однако полученные значения масс превышают порог образования π -мезона. Поэтому эти дибарионы должны распадаться преимущественно в πNN -канал, а их ширины распада больше чем 1 МэВ.

Используя киральную солитоновую модель, В.Б. Копелиович [5] предсказал, что массы дибарионов $D(1, 1^+)$ и $D(0, 2^+)$ могут превышать массу двух нуклонов на 60 и 90 МэВ соответственно. Эти значения ниже порога образования π -мезона.

В рамках канонически квантованной бискармионной модели Т. Крупновнискас и др. [6] получили указания на возможность существования одного дибариона с $J = T = 0$ и двух дибарионов с $J = T = 1$ с массами меньше чем $2m_N + m_\pi$.

В данной работе проанализированы данные экспериментальных исследований СУД, построены и проанализированы правила сумм для масс СУД и предложена возможная интерпретация экзотических узких барионов с малыми массами.

1. СВЕРХУЗКИЕ ДИБАРИОНЫ

Рассмотрим следующие СУД: $D(T = 1, J^P = 1^+, S = 1)$ и $D(1, 1^-, 0)$.

Следует отметить, что состояние с квантовыми числами $(T = 1, J^P = 1^-)$ соответствует следующим состояниям в NN -канале: $^{31}P_1$ и $^{33}P_1$. Первое запрещено, а второе разрешено для двухнуклонных состояний. В данной работе изучается дибарион $D(1, 1^-, 0)$, распад которого на два нуклона запрещен принципом Паули (т. е. состояние $^{31}P_1$).

СУД может быть образован в процессах взаимодействия с дейтроном, только если нуклоны в дейтроне достаточно полно перекрыты, так что б-кварковое состояние с квантовыми числами дейтрона могло бы образоваться. В этом случае взаимодействие фотона или мезона с этим состоянием может изменить его квантовые числа так, что может образоваться метастабильное состояние. Поэтому вероятность образования таких дибарионов пропорциональна вероятности η существования б-кваркового состояния в дейтроне.

Величина η может быть оценена из формфактора дейтрона при больших значениях Q^2 (см. для примера [7, 8]). Однако полученные значения сильно зависят от модели формфактора б-кваркового состояния в широкой

области Q^2 . Другой возможностью оценить этот параметр является исследование разности между теоретическими и экспериментальными значениями магнитного момента дейтрона [9–11]. Этот метод свободен от ограничений, рассмотренных выше, и дает $\eta \leq 0,03$ [11].

Так как энергия нуклонов, образованных при распаде исследуемых СУД с массой $M < 2m_N + m_\pi$, достаточно мала, то ожидается, что основной вклад в двухнуклонную систему следует ожидать от виртуального состояния ${}^{31}S_0$ (рис. 1).

Результаты вычислений ширины распадов СУД на γNN в рамках таких предположений при $\eta = 0,01$ представлены в табл. 1.

Как результат распада СУД через ${}^{31}S_0$ в промежуточном состоянии распределение вероятности такого распада по энергии излученного фотона ω характеризуется узким пиком при энергии фотона, близкой к максимальному значению $\omega_m = (M^2 - 4m_N^2)/2M$ (рис. 2).

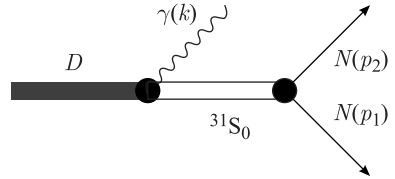


Рис. 1. Диаграмма распада СУД на γNN

Таблица 1. Ширины распада дибарионов $D(1, 1^+, 1)$ и $D(1, 1^-, 0)$ при различных массах дибарионов M

M , ГэВ	1,904	1,926	1,942	1,965	1,985	2,006
$\Gamma_t(1, 1^+)$, эВ	0,0514	0,327	0,771	1,909	3,495	5,073
$\Gamma_t(1, 1^-)$, эВ	0,206	1,307	3,083	7,635	13,98	23,49

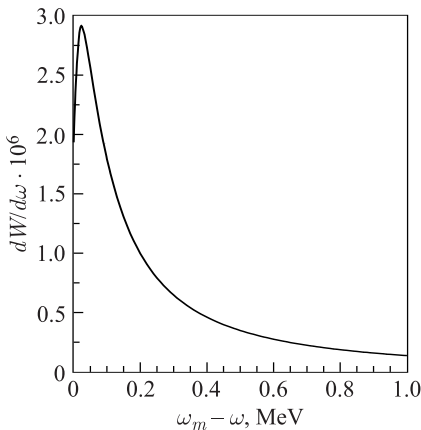


Рис. 2. Распределение вероятности распада изовекторного СУД $D(1, 1, M = 1904)$ по $\omega_m - \omega$

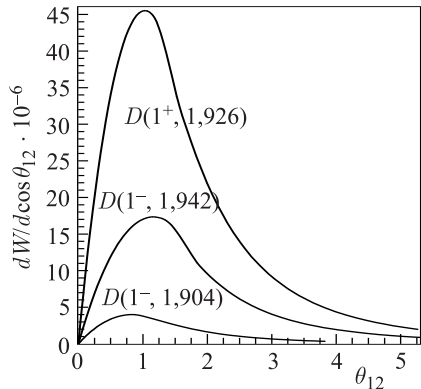


Рис. 3. Распределение вероятности распада СУД по $\theta_{1,2}$

Следует отметить, что интервал энергии фотона от ω_m до $\omega_m - 1$ МэВ дает около 75 % вклада в ширину распада $D(1, 1^\pm) \rightarrow \gamma NN$. Это приводит к очень малой разности энергий нуклонов от распада СУД, и эти нуклоны излучаются в узкий угловой конус относительно направления вылета СУД.

Более того, распределение вероятности распада СУД по углу между конечными нуклонами должно характеризоваться узким угловым конусом.

Зависимость вероятности распада СУД от угла между конечными нуклонами θ_{12} показана на рис. 3. На этом рисунке видно, что нуклоны от распада СУД должны в основном излучаться в очень узком угловом конусе. Эти зависимости необходимо принимать во внимание при поиске СУД.

2. ПРЕДЫДУЩИЕ РАБОТЫ

Впервые СУД искали в реакциях $pd \rightarrow p + pX_1$ и $pd \rightarrow p + dX_2$ [12–19]. Эксперимент был проведен на пучке протонов с энергией 305 МэВ линейного ускорителя ИЯИ с помощью двухплечевого спектрометра TAMS.

Несколько кинематических ограничений было использовано в этих работах при анализе спектра масс. В частности, авторы ограничились рассмотрением интервалов энергий и углов вылета протонов при распаде pX_1 -состояний и очень узкого углового конуса между конечными нуклонами, которые были определены из кинематики распада СУД в γNN -канал. Такие ограничения являются очень важными для обеспечения возможности существенного подавления вклада фоновых реакций и случайных совпадений.

В работах [13, 17–19] CD_2 и ^{12}C были использованы как мишени. Рассеянный протон регистрировался в левом плече спектрометра TAMS при угле $\theta_L = 70^\circ$. Вторая заряженная частица (p или d) регистрировалась в правом плече тремя телескопами, расположенными под углами $\theta_R = 34, 36$ и 38° .

В результате три пика наблюдались в спектрах недостающих масс (рис. 4) при $M_{pX_1} = (1904 \pm 2)$, (1926 ± 2) и (1942 ± 2) МэВ с шириной, равной экспериментальному разрешению (~ 5 МэВ), и числом стандартных отклонений (SD) 6,0, 7,0, и 6,3 соответственно. Следует отметить, что дибарионные пики при $M = 1904$ и 1926 МэВ ранее наблюдались теми же авторами в работах [12, 14–16] при несколько других кинематических условиях.

С другой стороны, никакого заметного сигнала не наблюдалось в спектре недостающих масс M_{dX_2} реакции $pd \rightarrow p + dX_2$. Анализ угловых распределений протонов от распада pX_1 -состояний и наблюдаемое подавление распада СУД на γd показало, что найденные пики могут быть объяснены как образование изовекторных СУД, распад которых на два нуклона запрещен принципом Паули.

Дополнительная информация о природе наблюдаемых состояний была получена при изучении спектра недостающих масс M_{X_1} реакции $pd \rightarrow p + pX_1$. Если найденные состояния являются дибарионами, распадающимися главным

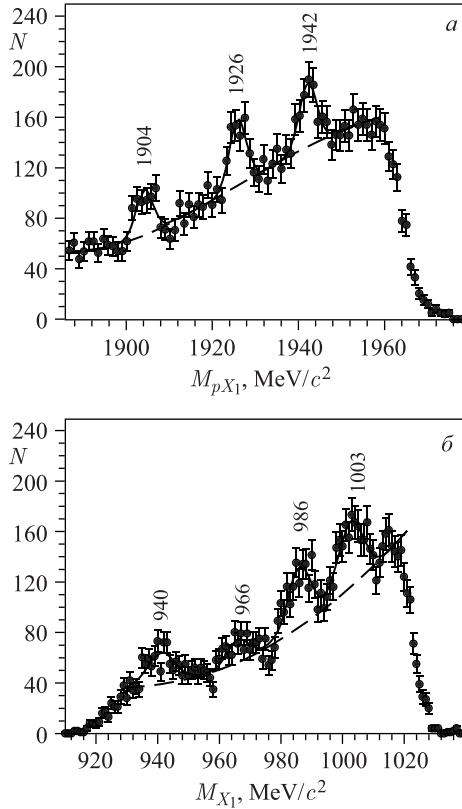


Рис. 4. Спектры недостающих масс M_{pX_1} (а) и M_{X_1} (б) реакции $pd \rightarrow p + pX_1$

образом на два нуклона, то X_1 будет нейтроном, а масса M_{X_1} будет равна массе нейтрона m_n . Если же значение M_{X_1} , полученное из эксперимента, существенно отличается от m_n , тогда $X_1 = \gamma + n$, и имеем дополнительное указание, что наблюдаемый дибарион есть СУД.

Моделирование спектра недостающих масс M_{X_1} реакции $pd \rightarrow ppX_1$ было проведено в работах [13,17–19] на основе предположения, что СУД распадается как $D \rightarrow \gamma + {}^{31}S_0 \rightarrow \gamma pn$ через двухнуклонное синглетное состояние ${}^{31}S_0$ [2, 12, 13]. В результате предсказаны три узких пика при $M_{X_1} = 966$, 986 и 1003 МэВ. Эти пики связаны с распадом изовекторных СУД с массами 1904, 1926 и 1942 МэВ соответственно.

В экспериментальном спектре недостающих масс M_{X_1} кроме пика при массе нейтрона, обусловленного процессом $pd \rightarrow p + pn$, резонансно-подобное поведение спектра наблюдалось при значениях (966 ± 2) , (986 ± 2)

и (1003 ± 2) МэВ [13, 17–19]. Эти значения M_{X_1} совпадают с результатами моделирования и существенно отличаются от значения массы нейтрона 936,6 МэВ. Следовательно, для всех изучаемых состояний имеем $X_1 = \gamma + n$ в поддержку утверждения, что найденные дибарионы действительно являются СУД.

С другой стороны, пик при $M_{X_1} = 1003$ совпадает с пиком, найденным на SPES3 (Saturn) в работе [20], где авторы предположили, что это экзотическое барионное состояние N^* . Авторы исследовали процесс $pp \rightarrow \pi^+ pX$ и нашли три таких состояния с массами 1004, 1044 и 1094 МэВ и $SD \gtrsim 10$. Кроме того, состояния с массами, близкими к 966 и 986 МэВ, также наблюдались на SPES3, но с меньшей статистикой [21].

Поэтому если экзотические барионы с аномально малыми массами реально существуют, то наблюдаемые пики при 966, 986 и 1003 МэВ могли бы быть такими состояниями. Существование таких экзотических состояний, если это будет доказано, фундаментально изменило бы наше понимание кварковой структуры адронов [22–25].

Однако в экспериментах на одиночном нуклоне не наблюдалось никакой существенной структуры [26–28]. Поэтому вопрос о природе пиков, наблюдаемых в [13, 20], остается в настоящее время открытым.

В работе [29] дибарионы с экзотическими квантовыми числами были исследованы в процессе $pp \rightarrow pp\gamma\gamma$. Эксперимент был проведен на протонном пучке с энергией 216 МэВ фазотрона ОИЯИ. Измерялся энергетический спектр фотонов, излучаемых под углом 90° . В этом спектре наблюдались два пика. Такое поведение энергетического спектра фотонов было интерпретировано как указание на экзотический дибарионный резонанс d_1^* с массой $M = (1956 \pm 2 \text{ стат.} \pm 6 \text{ сист.})$ МэВ и возможным изоспином $T = 2$ или $T = 1$.

С другой стороны, при анализе данных [30] по протон-протонному тормозному излучению в Упсале с целью поиска дибарионов с массами в пределах от 1900 до 1960 МэВ получены только верхние пределы 10 и 3 нб для сечения образования дибарионов при энергиях протонного пучка 200 и 310 МэВ соответственно. Однако в работе [31] утверждается, что более детальный анализ данных [30] подтверждает существование $d_1^*(1956)$.

Реакции $pd \rightarrow ppX$ и $pd \rightarrow pdX$ были изучены также в RCNP (Япония) при энергии протонов 295 МэВ в области масс от 1898 до 1953 МэВ [32]. Не наблюдалось каких-либо узких структур в спектрах недостающих масс pX , dX и X .

Таким образом, эти результаты находятся в противоречии как с наблюдением СУД в ИЯИ, так и с результатами Б. Татищева и др. [20, 21] по исследованию экзотических барионов. Однако экзотические барионы наблюдались в работе [20] с достаточно высокой точностью, что привело к сомнению в корректности результатов, полученных в RCNP [32].

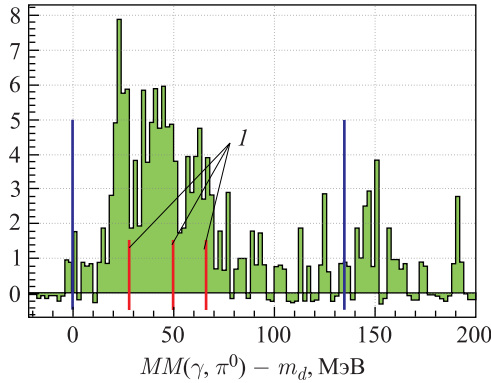


Рис. 5 (цветной в электронной версии). Спектр недостающих масс реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 \gamma pn$

Следует отметить, что реакция $pd \rightarrow NX$ была исследована также в ряде других работ. Однако в отличие от исследований [12–19] авторы этих работ не изучали корреляции между параметрами рассеянного протона и второй детектируемой частицей или излученного фотона от распада дибариона. Поэтому в этих работах относительные вклады рассматриваемых дибарионов были малы, что существенно затрудняло их наблюдение.

С другой стороны, предварительный анализ распределения по недостающей массе полученных на МАМИ [33] данных для реакции $\gamma d \rightarrow \pi^0 \gamma pn$ показывает три пика (рис. 5), которые достаточно хорошо соответствуют значениям масс СУД, найденным в ИЯИ [12, 13] (красные (I) линии). К сожалению, статистика очень бедная в этом случае.

Для того чтобы более убедительно доказать, что найденные состояния действительно являются СУД, необходимо дополнительное экспериментальное исследование образования дибарионов.

В работе [3] предложено исследовать СУД в процессах фоторождения π -мезонов линейно-поляризованными фотонами. Поперечное сечение этого процесса может быть записано следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A + \frac{q^2}{2} \sin^2 \theta_\pi B(1 - P \cos 2\alpha), \quad (2)$$

где α — угол направления вектора поляризации фотона относительно плоскости реакции.

Результат вычисления отношения сечений $\sigma(\alpha = 90^\circ)/\sigma(\alpha = 0^\circ)$ для процесса $\vec{\gamma}d \rightarrow \pi^+ D$ при $M = 1904$ МэВ показан на рис. 6 как функция от степени поляризации P .

Таким образом, имеем существенное различие между дифференциальными поперечными сечениями для пионов, летящих параллельно направлению

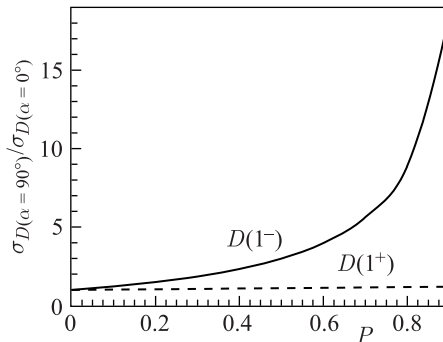


Рис. 6. Отношение $\sigma(\alpha = 90^\circ)/\sigma(\alpha = 0^\circ)$ как функция от P

вектора поляризации начального фотона, и пионов, летящих перпендикулярно вектору поляризации. Ожидается, что поперечное сечение для векторных СУД должно быть существенно больше для мезонов, излученных параллельно поляризации фотона, чем для мезонов, излученных перпендикулярно. И в первом случае чувствительность к вкладу $D(1, 1^-)$ в сечение существенно увеличивается.

Вычисления показали, что $D(1, 1^-)$ дает основной вклад в амплитуду B , а его вклад в A меньше 1%. Вклады $D(1, 1^+)$ в A и B почти равны. Если мы рассматриваем СУД с массами до 1960 МэВ, то ожидается, что должны наблюдаться три пика, когда пион излучается параллельно поляризации фотона, и только один, когда пион излучается перпендикулярно.

Такой эксперимент был проведен коллаборацией LEGS [34, 35]. Авторы этих работ провели анализ реакции $d(\vec{\gamma}, \pi^+ + n\gamma')n$ в области энергий фотона 210–340 МэВ. Линейная поляризация начального фотона была около 99%. Результаты данного эксперимента и сравнение их с данными, полученными в ИЯИ [12, 13], приведены на рис. 7. В результате авторы наблюдали три пика в спектре недостающих масс, когда π^+ был излучен параллельно поляризации начального фотона $\vec{\gamma}$. Полученные значения масс очень близки к значениям, наблюдаемым в ИЯИ [12, 13].

На рис. 7, в показаны результаты рассматриваемого эксперимента, когда пион излучается перпендикулярно поляризации начального фотона. Пик при $M \simeq 1926$ МэВ на этом рисунке соответствует ожидаемому значению. Однако этот пик слишком широкий, что, возможно, обусловлено недостаточной точностью в определении экспериментальных данных в области этого резонанса.

Полученные в этом эксперименте результаты поддерживают возможность существования СУД. Однако точность данных ограничена разрешением детектирования пионов. Поэтому этих данных недостаточно для окончательного доказательства существования СУД.

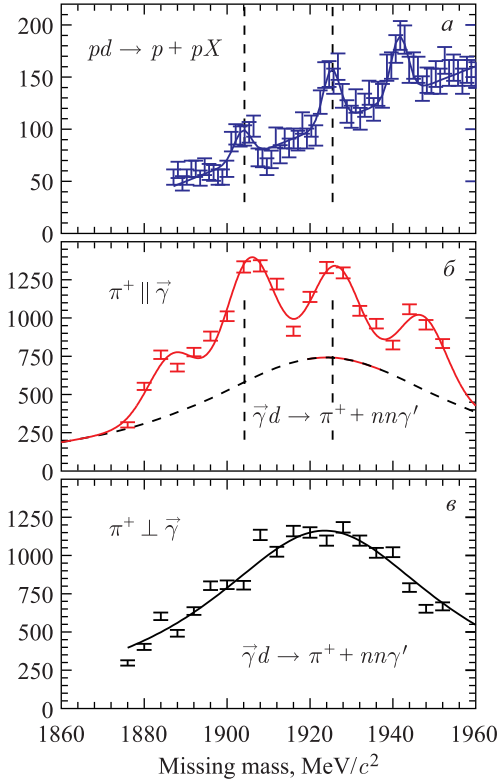


Рис. 7. Спектры недостающих масс реакций $pd \rightarrow p + pX$ (а) и $\vec{\gamma}d \rightarrow \pi^+ + nn\gamma$ (б, в), когда $\pi^+ \parallel \vec{\gamma}$ (б) и $\pi^+ \perp \vec{\gamma}$ (в)

Следует отметить, что СУД может быть образован в рассматриваемых процессах, если только пион излучается из б-кваркового состояния дейтрона. Поэтому вершинная функция $d \rightarrow \pi D$ может быть записана как

$$\Gamma_{d \rightarrow \pi D(1,1^-,0)} = \frac{g_1}{M} \sqrt{\eta} \Phi_{\mu\nu} G^{\mu\nu}, \quad (3)$$

$$\Gamma_{d \rightarrow \pi D(1,1^+,1)} = \frac{g_2}{M} \sqrt{\eta} \varepsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} \Phi^{\mu\nu} G^{\lambda\sigma}, \quad (4)$$

где $\Phi_{\mu\nu} = r_\mu w_\nu - w_\mu r_\nu$, $G_{\mu\nu} = p_{1\mu} v_\nu - v_\mu p_{1\nu}$, w и v — 4-векторы дибариона и вектора поляризации дейтрона соответственно, r и p_1 — 4-импульсы дибариона и дейтрона.

Константы $g_1^2/4\pi$, $g_2^2/4\pi$ и η неизвестны. Однако произведения этих констант связи и η могут быть оценены из результатов работы [34], в которой СУД были исследованы в процессе $\vec{\gamma}d \rightarrow \pi^+ D \rightarrow \gamma' \pi^+ nn$.

В результате получаем

$$\eta \frac{g_1^2}{4\pi} = 1,4 \cdot 10^{-4}, \quad \eta \frac{g_2^2}{4\pi} = 3 \cdot 10^{-4}. \quad (5)$$

3. ФОРМУЛА МАСС ДЛЯ СУД

Используя функцию Грина для дибарионов

$$\Delta(p^2) = \frac{F(p)}{p^2 - m^2 - \delta_D(p^2)},$$

определим массу СУД как

$$M^2 = m^2 + \text{Re } \delta_D(M^2), \quad (6)$$

где $\delta_D(M^2)$ — собственная энергия изучаемого СУД, а m — масса дибариона в промежуточном состоянии.

Собственная энергия легчайшего СУД определим в однопетлевом приближении через взаимодействие пиона с 6-кварковым состоянием дейтрона. Собственная энергия следующего СУД будет определяться через взаимодействие пиона с легчайшим СУД и т. д.

Вычисляем собственную энергию СУД с помощью дисперсионных соотношений с двумя вычитаниями при $M^2 = m^2$. Затем, приняв во внимание (6), получим следующую формулу масс для СУД [36]:

$$M^2 = m^2 + \text{Re } \delta_D(m^2) + (M^2 - m^2) \frac{d \text{Re } \delta_D(M^2)}{d M^2} \Big|_{M^2=m^2} + \\ + \frac{(M^2 - m^2)^2}{\pi} P \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{\text{Im } \delta_D(x) dx}{(x - M^2)(x - m^2)^2}. \quad (7)$$

Так как вычитание проводится на массовой поверхности дибариона в промежуточном состоянии, вычитательная функция $\text{Re } \delta_D(m^2)$ равна 0. Предполагая, что этот дибарион находится в основном состоянии, получаем $d \text{Re } \delta_D(M^2)/d M^2 \Big|_{M^2=m^2} = 0$.

В результате формула масс для СУД может быть представлена как

$$\frac{(M^2 - m^2)}{\pi} P \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{\text{Im } \delta_D(x) dx}{(x - M^2)(x - m^2)^2} = 1. \quad (8)$$

Два вычитания в дисперсионных соотношениях обеспечивают достаточно хорошую сходимость подынтегрального выражения в (8). Поэтому ограничимся рассмотрением только однопетлевого приближения.

Мы предполагаем, что изучаемый СУД и дибарион в промежуточном состоянии имеют противоположные четности. Тогда вершина $D'(1^\mp) \rightarrow \pi + D(1^\pm)$ может быть записана как

$$\Gamma^{(-)} = \frac{\bar{g}_1}{M} G_{\mu\nu} \Phi^{\mu\nu}, \quad (9)$$

где $G_{\mu\nu} = v_\mu p_\nu - p_\mu v_\nu$.

В результате вычислений получилось следующее выражение для мнимой части $\delta_D(x)$:

$$\text{Im } \delta_D(x) = \left(\frac{\bar{g}_1^2}{4\pi} \right) \frac{q[(x + m^2 - \mu^2)^2 + 2m^2x]}{x^{3/2}}, \quad (10)$$

где q — импульс пиона, равный $q = [(x - (m + \mu)^2)(x - (m - \mu)^2)]^{1/2}/2x^{1/2}$.

Константа связи $\bar{g}_1^2/4\pi$ в вершине для перехода б-кваркового состояния дейтрона $D(0, 1^+)$ плюс пион в СУД $D(1, 1^-)$ фиксируется требованием получения массы $M = 1904$ МэВ. Это приводит к

$$\frac{\bar{g}_1^2}{4\pi} = 26,5888. \quad (11)$$

Вычисления, выполненные в рамках данной модели, дают очень близкие значения масс СУД в каналах с π^0 - и π^\pm -мезонами. Поэтому рассматриваем их равными.

Для того чтобы вычислить массу следующего СУД $D(1, 1^+)$, мы учли в промежуточном состоянии СУД $D(1, 1^-)$ с $m = 1904$ МэВ и пион. Чтобы вычислить массу следующего $D(1, 1^-)$, берем СУД $D(1, 1^+)$ с массой $m = 1925$ МэВ и пион в промежуточном состоянии и т. д. Константа связи \bar{g}_2 в вершинах $D(1, 1^\pm) \rightarrow D(1, 1^\mp) + \pi$ отличается от \bar{g}_1 . Принимая во внимание изотопическую инвариантность, получаем $\bar{g}_2^2/4\pi = 3/4(\bar{g}_1^2/4\pi)$. Результаты вычисления масс и J^P дибарионов представлены в табл. 2. Как видно из этой таблицы, значения полученных масс находятся в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными. Существование СУД с массой $M = 1982$ МэВ было предсказано ранее в работах [13, 20] как следствие наблюдения пика в спектре недостающих масс реакции $pp \rightarrow \pi^+ pX$ [37] при $M_X = 1044$ МэВ.

Анализ вероятности распада СУД показывает, что благодаря малости как углов θ_{12} , так и разности энергий конечных нуклонов образуются резонансно-подобные состояния с массами $(p_1 + k)^2 \simeq (p_2 + k)^2 = M_{N^*}^2$. В табл. 3 представлены значения M_{N^*} , полученные для различных масс СУД.

Таблица 2. Массы и J^P СУД

J^P	M , МэВ		Экспериментальная работа
	Модель	Эксперимент	
1^-	1904	1904 ± 2	[13]
1^+	1925	1926 ± 2	[13]
1^-	1945	1942 ± 2	[13]
1^+	1965	1956 ± 6	[29]
1^-	1985	1982	Предсказано в [13, 20]
1^+	2006	—	—

Таблица 3. Массы СУД и N^*

M , МэВ	J^P					
	1^-	1^+	1^-	1^+	1^-	1^+
$M(D)$	1904 ± 1	1925 ± 1	1945 ± 1	1965 ± 1	1985 ± 1	2006 ± 1
$M(N_{SR}^*)$	965 ± 2	986 ± 2	1005 ± 2	1025 ± 1	1044 ± 1	1063 ± 1
$M(N_{exp}^*)$	966 ± 2 (INR [13])	986 ± 2 (INR [13], SPES3 [21])	1003 ± 2 (INR [13], SPES3 [20])	—	1044 ± 2 (SPES3 [20])	—

Так как наблюдаемые в работах [12, 13] СУД распадаются на NN^* с малым относительным импульсом между N и N^* , то четность СУД должна определяться четностью N^* . Как видно из табл. 2 и 3, найденные здесь четности СУД согласуются с результатами, полученными для состояний N^* .

Таким образом, образование N^* однозначно связано с существованием СУД. N^* не является новой частицей. Это кинематический эффект, определяемый формой распада СУД. Следовательно, экспериментальное наблюдение N^* может быть дополнительным указанием на возможность существования СУД.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены основные свойства СУД. Проанализирован ряд экспериментов [12, 13, 29, 33, 34], в которых были получены доказательства существования СУД.

Отрицательные результаты, полученные в RCNP [32], находятся в противоречии как с наблюдением СУД в ИЯИ [12, 13], так и с результатами, полученными Б. Татищевым и др. на SPES3 [20] по исследованию экзотических барионов N^* . С другой стороны, последние наблюдались в [20] с достаточно высокой точностью, что приводит к сомнению в точности результатов, полученных в RCNP [32].

Построены правила сумм для масс СУД. Величины масс СУД, полученные с помощью этих правил сумм, очень хорошо согласуются с экспериментальными данными [13, 20]. Распад СУД приводит к образованию резонансно-подобного состояния N^* . Предсказанные значения масс N^* находятся в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными. Экспериментальное наблюдение N^* является дополнительным подтверждением возможности существования СУД.

Автор выражает благодарность В. Л. Кашеварову и Б. Норум за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fil'kov L. V.* On the Possibility of Observation of Narrow Dibaryons in Interaction of γ -Rays with Nuclei // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1988. V. 47, No. 3. P. 437–440.
2. *Akhmedov D. M., Fil'kov L. V.* Possible Observation of Narrow Dibaryon Resonances with Symmetric Wave Function // *Nucl. Phys. A.* 1992. V. 544. P. 692–702.
3. *Alekseyev V. M., Cherepnya S. N., Fil'kov L. V., Kashevarov V. L.* Study of the Possibility of Supernarrow Dibaryon Production in the Polarized $\gamma d \rightarrow \pi^\pm + D$ Reactions // *Bull. Lebedev Phys. Inst. RAS.* 1998. No. 1. P. 24–29; arXiv:nucl-th/9812041.
4. *Mulders P. J., Aerts A. T., de Swart J. J.* Multiquark States. III. Q^6 Dibaryon Resonances // *Phys. Rev. D.* 1980. V. 21, No. 9. P. 2653–2671.
5. *Kopeliovich V. B.* Bound Skyrmions: Properties and Consequences of Their Existence // *Phys. At. Nucl.* 1995. V. 58. P. 1237–1240.
6. *Krupovnickas T., Norvaišas E., Riska D. O.* Dibaryons as Canonically Quantized Biskymions // *Lith. J. Phys.* 2001. V. 41. P. 13–26; arXiv:nucl-th/0011063. 14 p.
7. *Burov V. V., Dorkin S. M., Lukyanov V. K., Titov A. I.* On the Six-Quark Structure in the Deuteron Form Factor // *Z. Phys. A.* 1982. V. 306. P. 149–159.
8. *Grach I. L., Kondratyuk L. A.* Electromagnetic Form Factor of Deuteron in Relativistic Dynamics. Two-Nucleon and Six-Quark Components // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1984. V. 39. P. 198–209.
9. *Kim Y. E., Orłowski M.* Nuclear Chromodynamics and the Six-Quark Compound Bag Component of the Deuteron // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 140. P. 275–279.
10. *Bhadury R. K., Nogami Y.* The Quark Degrees of Freedom in the Deuteron // *Phys. Lett. B.* 1985. V. 152. P. 35–36.
11. *Kondratyuk L. A., Krivoruchenko M. I., Shchepkin M. G.* Magnetic Moments of Multi-Quark Systems and Restraints on the Six-Quark Admixture to the Deuteron Wave Function // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1986. V. 43. P. 899–906.
12. *Fil'kov L. V., Kashevarov V. L., Konobeevski E. S., Mordovskoy M. V., Potashev S. I., Skorkin V. M.* Search for Supernarrow Dibaryons in pd Interaction // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 61. P. 044004.
13. *Fil'kov L. V., Kashevarov V. L., Konobeevski E. S., Mordovskoy M. V., Potashev S. I., Smirnov V. A., Skorkin V. M., Zuev S. V.* New Evidence for Supernarrow Dibaryons Production in pd Interactions // *Eur. Phys. J. A.* 2001. V. 12. P. 369–374.

14. *Fil'kov L. V., Konobeevski E. S., Mordovskoy M. V., Potashev S. I., Skorkin V. M.* Search for Dibaryons with Symmetric Wave Function in pd Interaction at the Proton Beam of Moscow Meson Factory. Preprint INR 0923/96. 1996. 14 p.
15. *Konobeevski E. S., Mordovskoy M. V., Potashev S. I., Skorkin V. M., Zuev S. V., Simonov V. A., Fil'kov L. V.* Narrow Dibaryon Resonances in pd Interaction // *Izv. RAN. Ser. Fiz.* 1998. V. 62, No. 11. P. 2171–2176.
16. *Fil'kov L. V., Kashevarov V. L., Konobeevskiy E. S., Mordovskoy M. V., Potashev S. I., Skorkin V. M.* Study of Supernarrow Dibaryon Production in Process $pd \rightarrow pX$ // *Phys. At. Nucl.* 1999. V. 62. P. 2021–2023.
17. *Fil'kov L. V., Kashevarov V. L., Konobeevskiy E. S., Mordovskoy M. V., Potashev S. I., Simonov V. A., Skorkin V. M., Zuev S. V.* Fishing for Narrow Dibaryons in $pd \rightarrow pX$ Reaction // *Proc. of VII Conf. "CIPANP2000", Quebec City, Canada, May 22–28, 2000.* V. 549. P. 267–270; arXiv:nucl-th/0009044.
18. *Fil'kov L. V., Kashevarov V. L., Konobeevskiy E. S., Mordovskoy M. V., Potashev S. I., Simonov V. A., Skorkin V. M., Zuev S. V.* Supernarrow Dibaryon Production in pd Interactions // *Proc. of Conf. "ISHEPP2000", Dubna, Sept. 25–29, 2000.* V. II. P. 153–159; arXiv:nucl-th/0101021.
19. *Fil'kov L. V., Kashevarov V. L., Konobeevski E. S., Mordovskoy M. V., Potashev S. I., Smirnov V. A., Skorkin V. M.* Search for Supernarrow Dibaryons Production in $pd \rightarrow p + pX_1$ and $pd \rightarrow p + dX_2$ Reactions // *Proc. of Ninth Intern. Conf. on Hadron Spectroscopy, Protvino, Russia, Aug. 25–Sept. 1, 2001; AIP Conf. Proc.* 2002. V. 619. P. 753–760.
20. *Tatischeff B., Yonnet J., Willis N., Boivin M., Comets M. P., Courtat P., Gacougnolle R., Bornec Y. Le., Loireleux E., Reide F.* Evidence for Narrow Baryon Resonances in Inelastic pp Scattering // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 79. P. 601–604.
21. *Tatischeff B., Tomasi-Gustafsson E.* Contribution to the Study of Narrow Low Mass Hadronic Structures. arXiv:nucl-ex/0802.0083. 9 p.
22. *Fil'kov L. V.* Supernarrow Dibaryons and Exotic Baryons with Small Masses // *Proc. of XVI Intern. Baldin Seminar on High-Energy Physics, Dubna, June 10–15, 2002.* 8 p.; arXiv:nucl-th/0208028.
23. *Walcher Th.* A Simple Model to Explain Narrow Nucleon Resonances below the π Threshold. arXiv:hep-ph/0111279. 4 p.
24. *Beck R., Cherepnaya S. N., Fil'kov L. V., Kashevarov V. L., Rost M., Walcher Th.* Status of Nucleon Resonances with Masses $M < M_N + M_\pi$ // *Proc. of the Workshop on the Physics of Excited Nucleons "NSTAR 2001", Mainz, Germany, March 7–10, 2001.* P. 241–244.
25. *Azimov Ya. I., Arndt R. A., Strakovsky I. I., Workman R. L.* Light Baryon Resonances: Restrictions and Perspectives // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 68. P. 045204; arXiv:nucl-th/0307088.
26. *L'vov A. I., Workman R. L.* Comment on "Evidence for Narrow Baryon Resonances in Inelastic pp Scattering" // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 1346.
27. *Jiang X., Gilman R., Ransome R., Markowitz P., Chang T.-H., Chang C.-C., Peterson G. A., Higinbotham D. W., Jones M. K., Liyanage N., Mitchell J., Wojtsekhowski B.* A Search for Narrow Nucleon Resonances below Pion Threshold // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 67. P. 028201.

28. Kohl M. *et al.* Search for Narrow Nucleon Resonances below Pion Threshold in the $H(e, e'\pi^+)H$ and $D(e, e'p)X$ Reactions // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 065204.
29. Khrykin A. S., Boreiko V. F., Budyashev Yu. G., Gerasimov S. B., Khomutov N. V., Sobolev Yu. G., Zorin V. P. Search for NN Decoupled Dibaryons using the Process $pp \rightarrow \gamma\gamma X$ below the Pion Production Threshold // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 034002.
30. Calén H. *et al.* Upper Limits for a Narrow Dibaryon in pp Collisions at 200 and 310 MeV // Phys. Lett. B. 1998. V. 427. P. 248–253.
31. Khrykin A. S. Experimental Evidence for Exotic Dibaryon d_1^* // Proc. of the 6th Intern. Symp. on Symmetries in Subatom. Phys., Victoria, Canada, June 8–12, 2015; Hyp. Int. 2016. V. 237, No. 1. P. 133.
32. Kuboki H. *et al.* Search for Supernarrow Dibaryons via the $pd \rightarrow ppX$ and $pd \rightarrow pdX$ Reactions // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 035203.
33. Kashevarov V. L. Detection of Neutrons in Crystal Ball and TAPS // 8th Crystal Ball Collab. Meeting, Glasgow, March 27–28, 2006.
34. Cichocki A. Search for Supernarrow Dibaryons. PhD Dissertation. Univ. of Virginia, 2003. 106 p.
35. Norum B. Private communication.
36. Fil'kov L. V. Mass Formula for Supernarrow Dibaryons and Exotic Baryons. arXiv: nucl-th/0307076. 14 p.
37. Tatischeff B., Yonnet J., Boivin M., Comets M. P., Courtat P., Gacougnolle R., Le Bornec Y., Loireleux E., Reide F., Willis N. Evidence for Narrow Dibaryons at 2050 MeV, 2122 MeV, and 2150 MeV Observed in Inelastic pp Scattering // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 1878–1889.