

LXXII МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ЯДРО–2022:
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ПРИЛОЖЕНИЯ

СТРУКТУРА АТОМНОГО ЯДРА: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Описание NN –рассеяния на основе дибарионной модели ядерных силО. А. Рубцова,^{1,*} В. Н. Померанцев,^{1,†} М. Н. Платонова¹¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына. Россия,
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 30.09.2022; после доработки 07.11.2022; принята к публикации 10.11.2022)

Дается обзор недавних результатов по описанию упругого и неупругого нуклон-нуклонного рассеяния в рамках дибарионной модели ядерных сил. В основе этой оригинальной модели, учитывающей ненуклонные степени свободы, лежит механизм обмена промежуточным шестикварковым состоянием. Получено хорошее описание парциальных фазовых сдвигов, а также параметров неупругости для основных парциальных NN -конфигураций в широком диапазоне энергий от нуля до 0.6–1 ГэВ. При этом в каждом канале присутствуют резонансы, параметры которых сравниваются с параметрами дибарионных состояний, найденных недавно в экспериментах по одно- и двухпионному рождению в NN -соударениях, а также определяемых из данных парциально-волнового анализа.

PACS: 21.30.Cb, 21.45.-v. УДК 539.171.11.

Ключевые слова: нуклон–нуклонное взаимодействие, дибарионные резонансы, теория рассеяния, рождение пионов.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2310601](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2310601)

ВВЕДЕНИЕ

Проблема описания нуклон-нуклонного взаимодействия, особенно на малых расстояниях, имеет фундаментальное значение для ядерной физики. В последние годы она приобрела особую актуальность в связи с исследованиями короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций [1, 2], вопросах согласованного описания структуры ядер, ядерной материи и реакций в малонуклонных системах, а также с новыми возможностями экспериментов в описании высокоимпульсных компонент импульсных распределений нуклонов [3, 4]. Одним из прямых тестов для высокоимпульсных (или короткодействующих) компонент NN -взаимодействия является описание упругого и неупругого рассеяния нуклонов при промежуточных энергиях. Однако в этой области уже должны проявляться ненуклонные степени свободы, поэтому традиционные NN -потенциалы мезон-обменного типа, в том числе полученные в рамках киральной эффективной теории поля, сталкиваются здесь с принципиальными трудностями. Вместе с тем детальные микроскопические расчеты двухнуклонной системы как шестикварковой, выполненные до настоящего момента, также имеют ряд существенных ограничений. Так, расчеты на решетках на основе модели конститuentных кварков не показывают необходимого притяжения для дейтронного канала [5].

Расчеты на основе метода резонирующих групп [6] дают описание только нижайших парциальных NN -конфигураций в низкоэнергетической области до 150 МэВ. Важно отметить, что для реализации таких расчетов к шестикварковым конфигурациям необходимо добавить кластерные конфигурации типа $N\Delta$, $NN^*(1440)$, $\Delta\Delta$ [6].

Таким образом, для исследуемой нами области энергий лучше всего подошли бы гибридные подходы, учитывающие, наряду с нуклонными, ненуклонные степени свободы. Примером такого подхода является дибарионная модель нуклон–нуклонного взаимодействия [7], результаты применения которой будут представлены в настоящей работе. В основе рассматриваемой модели лежит механизм обмена между нуклонами промежуточным шестикварковым состоянием, окруженным полем скалярных σ -мезонов. Положения этой модели предполагают существование компактных шестикварковых состояний с барионным числом $B = 2$ — так называемых дибарионных состояний. В последние годы была предложена новая версия дибарионной модели [8–11], учитывающая данные о дибарионных резонансах, полученные в недавних экспериментах по одно- и двухпионному рождению в NN -соударениях [12–14], а также более ранние данные парциально-волнового анализа (ПВА). Краткий обзор этих результатов представлен в настоящей работе.

Структура работы следующая. В первом разделе приводится информация об известных из литературы дибарионных резонансах. Во втором разделе дается описание используемой модели

* E-mail: rubtsova@nucl-th.sinp.msu.ru† E-mail: pomeran@nucl-th.sinp.msu.ru

NN -взаимодействия, а в следующем, третьем, приводятся результаты для ряда парциальных амплитуд NN -рассеяния (до полного углового момента $J = 3$) в широком диапазоне энергий. В заключении сформулированы основные выводы работы.

1. ДИБАРИОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Первая классификация шестикварковых состояний с барионным числом $B = 2$ была предложена в работе Дайсона и Ксуонга [15] на основе $SU(6)$ симметрии. К настоящему времени пять состояний из предложенного секстета были найдены [16]. Ниже будем обозначать состояния с помощью значений изоспина T , спина J и четности как $T(J^P)$. Два нижайших состояния — это дейтрон $0(1^+)$ и синглетный дейтрон $1(0^+)$ (виртуальное состояние), расположенные вблизи NN -порога. Далее идут два состояния $1(2^+)$ и $2(1^+)$ под порогом канала $N\Delta$ (оба найдены), и, наконец, два состояния $0(3^+)$ (найден [12, 13]) и $3(0^+)$ (пока не найден). Все эти состояния имеют положительную четность.

История поиска дибарионных резонансов достаточно драматична. В 90-ые годы прошлого столетия рассматривались многие кандидаты на такие состояния. Однако отсутствие убедительных подтверждений того, что особенности сечений и амплитуд отвечают реальным состояниям, привело фактически к закрытию темы дибарионов на десятилетие (см. подробности в обзоре [16]).

Открытие новой страницы в истории дибарионных резонансов совпало с получением новых данных в экспериментах по двухпионному рождению в np соударениях [12, 13], которые подтвердили существование состояния $0(3^+)$, получившего обозначение $d^*(2380)$. Чуть позже это состояние также было найдено в данных по упругому np рассею. К настоящему моменту активно исследуется влияние резонанса d^* на различные процессы, включая его роль в нейтронных звездах [17].

Немногим позже в процессах рождения нейтральных пионов в pp соударениях были найдены состояния с отрицательной четностью $1(0^-)$ и $1(2^-)$ [14]. Также совсем недавно появились указания на резонансы [18] вблизи порога канала NR , где $R(1440)$ — роперовский нуклонный резонанс. Кроме того, в ряде исследований найдены резонансы при более высоких энергиях вблизи порогов $NN^*(1520)$, $NN^*(1680)$, а также в области рождения эта-мезонов [19]. Таким образом, можно даже говорить о новом направлении экспериментальных исследований — дибарионной спектроскопии.

Следует отметить, что часть парциально-волновых амплитуд упругого NN -рассеяния для каналов 3P_2 , 1D_2 , 3F_3 и др. имеют особенности вблизи порога $N\Delta$ [20, 21]. В этих каналах парциальный фазовый сдвиг отвечает притяжению, так же, как и в канале 3D_3 - 3G_3 , в котором найдено состояние d^* . Для парциальных каналов, в которых доминирует отталкивание, дибарионные резонансы оказы-

ваются как бы «скрыты».

После обнаружения уже упомянутого выше резонанса $d^* 0(3^+)$, группой SAID были построены парциально-волновые амплитуды для связанных NN -каналов 3D_3 - 3G_3 , учитывающие наличие соответствующих особенностей [22].

Итак, есть довольно много указаний на существование дибарионных резонансов в различных парциально-волновых NN -конфигурациях. Возникает вопрос о их систематике, которая должна основываться на КХД-мотивированных моделях для шестикварковых систем. Такие модели активно развивались в 80-е–90-е годы прошлого столетия. Например, $4q$ - $2q$ модель, предложенная изначально наймегенской группой [23] и затем развитая в ИТЭФ [24].

Также одна из гипотез о массах дибарионных состояний состоит в том, что дибарионы расположены вблизи порогов двухбарионных кластерных каналов NN^* , где N^* — это нуклонные изобары [21]. Появление новых экспериментальных данных требует ревизии таких моделей.

Более подробные обзоры о современном статусе дибарионных резонансов можно найти в работе [16], а также в нашей недавней работе [11].

2. ДИБАРИОННАЯ МОДЕЛЬ NN -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В основе дибарионной модели NN -взаимодействия лежит механизм обмена между нуклонами шестикварковым состоянием, окруженным мезонными полями [7]. Основное притяжение в модели, как и в традиционных мезон-обменных моделях, связано с σ -обменом, который, однако, здесь идет через s -канальный механизм, когда σ -мезон испускается и поглощается промежуточным $6q$ -состоянием. В отличие от традиционных моделей такой механизм имеет большой вклад вне массовой поверхности, поэтому дибарионное состояние, масса которого заметно превышает двухнуклонный порог, может оказывать влияние на свойства двухнуклонной системы и при низких энергиях.

На формальном уровне модель носит гибридный характер: здесь, наряду с внешним каналом, учитываемым относительное движение двух нуклонов, используется дополнительный внутренний канал, отвечающий шестикварковому состоянию, окруженному мезонным полем. При этом потенциалы связи и соответствующие формфакторы перехода могут быть вычислены исходя из кварковой микроскопии и учета симметрии $6q$ -системы (см. детали в работах [7, 11]).

2.1. Двухканальный формализм

Итак, в рассматриваемой гибридной модели волновая функция двухнуклонной системы представ-

ляется фоковским столбцом, состоящим из двух компонент:

$$|\Psi\rangle = \begin{pmatrix} |\psi^{\text{ex}}\rangle \\ |\psi^{\text{in}}\rangle \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь внешняя компонента определяет относительное движение двух нуклонов, в то время как вторая, внутренняя компонента, отвечает учету ненуклонных степеней свободы.

Соответственно полный гамильтониан системы определяется в таком двухкомпонентном пространстве:

$$H = \begin{pmatrix} h^{\text{ex}} & h^{\text{ex},\text{in}} \\ h^{\text{in},\text{ex}} & h^{\text{in}} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где операторы перехода $h^{\text{ex},\text{in}} = (h^{\text{in},\text{ex}})^\dagger$ определяют связь между внешним и внутренним каналами.

Из стационарного уравнения Шредингера для полной волновой функции (1) легко получить уравнение для внешней компоненты:

$$H_{\text{eff}}(E)|\psi^{\text{ex}}(E)\rangle = E|\psi^{\text{ex}}(E)\rangle, \quad (3)$$

где эффективный гамильтониан определяется во внешнем канале и содержит дополнительное зависящее от энергии взаимодействие $w(E)$:

$$H_{\text{eff}}(E) = h^{\text{ex}} + w(E), \quad w(E) \equiv h^{\text{ex},\text{in}} g^{\text{in}}(E) h^{\text{in},\text{ex}}. \quad (4)$$

В определении $w(E)$ входит резольвента гамильтониана внутреннего канала $g^{\text{in}}(E) \equiv [E + i0 - h^{\text{in}}]^{-1}$. Следует отметить, что математическое обоснование для рассматриваемого двухканального формализма и исследование особенностей решения задачи рассеяния двух и трех тел было проведено в работах Ленинградской группы [25] для случая, когда гамильтониан h^{in} имеет дискретный спектр.

Детальное описание дибарионной модели и ее результатов для двух- и трехнуклонных систем можно найти в работах [7, 11]. Ниже мы рассмотрим модифицированную версию модели, развитую в последних работах [8–11, 18]. Такая модификация была вызвана появлением данных о конкретных дибарионных резонансах, наличие которых должно влиять и на упругое NN -рассеяние в соответствующих парциальных каналах. При этом в новой версии модели наряду с парциальными фазовыми сдвигами воспроизводятся и параметры неупругости для рассматриваемых каналов.

2.2. Однополюсное приближение для эффективного взаимодействия

В простейшем случае во внутреннем канале есть только одно состояние $|\alpha\rangle$, а мезонные степени свободы не рассматриваются явно [11]. При этом, однако, можно эффективно учесть возможные связи внутреннего канала с ненуклонными канала-

ми, т.е. внутреннее состояние будет «частично одетым». В таком приближении эффективное взаимодействие $w(E)$ во внешнем канале имеет простую полюсную энергетическую зависимость, в то же время в положении полюса есть мнимая часть, параметризуемая как ширина распада по неупругим (ненуклонным) каналам. Как будет показано ниже, такая форма взаимодействия позволяет учесть одновременно упругие и неупругие процессы в NN -рассеянии. Кроме того, такое эффективное взаимодействие приводит к наличию резонансов в системе, параметры которых можно сравнить с экспериментальными данными и данными ПВА, о которых говорилось в предыдущем разделе. Изначально предполагалось, что такое полюсное приближение будет оправдано только для более высоких парциальных волн, для которых связь с внутренним каналом невелика. Однако оказалось, что и для основных, так называемых « S -волновых» каналов, его также можно использовать [18].

Гамильтониан во внешнем канале содержит три слагаемых:

$$h^{\text{ex}} = t + V_{\text{OPE}} + V_{\text{sym}}, \quad (5)$$

где t — оператор кинетической энергии, V_{OPE} — потенциал однопионного обмена (one-pion exchange), определяющий периферическое движение двух нуклонов, а V_{sym} — потенциал учитывающий симметрии шестикварковой системы, который задается выражением:

$$V_{\text{sym}} = \lambda_0 |\phi_0\rangle \langle \phi_0|. \quad (6)$$

В случае $\lambda_0 \rightarrow \infty$ V_{sym} является ортогонализирующим псевдопотенциалом, позволяющим исключить¹ полностью проекцию симметричной шестикварковой конфигурации s^6 из нуклон-нуклонного подпространства (см. детали в [7, 11]), для того чтобы обеспечить доминирование $6q$ -компоненты смешанной симметрии $s^4 p^2$. В NN -системе V_{sym} заменяет традиционный отталкивающий кор [7].

Когда значение λ_0 конечно, такой потенциал позволяет учесть состояния разной симметрии. При этом наличие потенциала (6) приводит к тому, что волновые функции относительного движения двух нуклонов при низких энергиях практически ортогональны состоянию $|\phi_0\rangle$, в то время как при промежуточных энергиях они имеют заметную примесь этого состояния. В результате при определенном подборе параметров в случае конечного значения λ_0 эффективному гамильтониану соответствует резонанс вместо исключенного состояния.

Благодаря сделанному приближению эффективное взаимодействие, возникающее в результате исключения внутреннего канала, имеет полюсную

¹ Операторы типа V_{sym} используют также для описания взаимодействий между ядрами, когда есть запрещенные состояния.

энергетическую зависимость:

$$w(E) = \frac{|Z\rangle\langle Z|}{E - E_D}. \quad (7)$$

Здесь E_D — энергия внутреннего состояния и $|Z\rangle$ — формфактор перехода, включающий константы связи μ . Для синглетных (спин $S = 0$) NN -каналов и несвязанных триплетных каналов (спин $S = 1$) с определенным значением орбитального момента L такой формфактор имеет вид: $|Z\rangle = \mu_L |\phi_L\rangle$, где μ_L — константа связи, а $|\phi_L\rangle$ — нормированный формфактор, явный вид которого будет указан ниже. Для связанных спин-триплетных каналов с определенным значением полного углового момента J и смешанных состояний с орбитальными моментами $L = J - 1$ и $J + 1$ во внутреннем канале снова предполагается одно состояние, которое, однако, связано с каждым из двух парциальных NN каналов для данного J . В этом случае формфактор перехода является двухкомпонентным столбцом: $|Z\rangle \equiv \begin{pmatrix} \mu_{J-1} |\phi_{J-1}\rangle \\ \mu_{J+1} |\phi_{J+1}\rangle \end{pmatrix}$. Таким образом, во всех рассматриваемых NN конфигурациях (и триплетных, и синглетных по спину) структура эффективного взаимодействия одинакова (7).

Формфакторы $|\phi_0\rangle$ и $|\phi_L\rangle$ берутся в виде осцилляторных функций с одним и тем же радиальным параметром r_0 , что вызвано свойствами симметрии и кварковой моделью оболочек (см. детали в [11]):

$$\phi_0(k, L) = A_{0L} (kr_0)^{L+1} e^{-\frac{1}{2}(kr_0)^2}, \quad (8)$$

$$\phi_L(k, L) = A_{1L} (kr_0)^{L+1} \left[L + \frac{3}{2} - (kr_0)^2 \right] e^{-\frac{1}{2}(kr_0)^2}. \quad (9)$$

Здесь A_{0L} и A_{1L} — нормировочные коэффициенты. Если в потенциале V_{sym} (6) константа λ_0 отлична от нуля и используется безузловой формфактор (8), то формфактор связи задается узловой функцией (9) с тем же параметром r_0 . Если $\lambda_0 = 0$, формфактор связи задается безузловой функцией (8).

Как уже упоминалось выше, для учета неупругих процессов в NN -рассеянии рассматривается комплексный полюс $E_D = E_0 - i\Gamma_D/2$, мнимая часть которого учитывает распады состояния по ненуклонным каналам и зависит от энергии системы. Здесь предполагается, что неупругие процессы в NN -рассеянии идут через распад дибарионного резонанса D . Например, возможные каналы рождения пионов: $D \rightarrow \pi NN$ и $D \rightarrow \pi d$. Первый процесс является основным для известных изовекторных каналов ($T = 1$), поэтому в модели используется соответствующая параметризация $\Gamma_D(E)$ для таких каналов (см. детали в работе [11]). Для изоскалярных каналов основной неупругий процесс — это рождение двух пионов $D \rightarrow \pi\pi d$. Соответствующая параметризация используется для некоторых изоскалярных NN -каналов, в частности для связанных каналов 3D_3 – 3G_3 [9].

Таблица 1. Параметры дибарионной модели для изоскалярных парциальных NN -каналов

${}^{2S+1}L_J$	λ_0 , МэВ	r_0 , Фм	μ_L , МэВ	M_0 , МэВ
3S_1	165	0.475	248.1	2275.69
3D_1	0	0.6	65.9	
1P_1	280	0.48	90	2320
3D_3	0	0.71	58	2363
3G_3	0	0.71	36	
3D_2	120	0.5	165	2350
1F_3	120	0.51	70	2345

Ниже мы рассмотрим подробнее результаты для различных парциально-волновых конфигураций в NN -системе². Основные параметры модели для всех каналов, которые будут рассмотрены ниже, приводятся в табл. 1 (для изоскалярных каналов) и 2 (для изовекторных каналов). Максимальное число параметров для каждого парциального канала (с определенными значениями S , L и J) равно четырем: константа λ_0 , константа связи μ_L , радиальный параметр r_0 и инвариантная энергия внутреннего состояния (масса) M_0 , которая связана с E_0 соотношением $M_0 = 2\sqrt{m(m + E_0)}$, где m — масса нуклона (см. детали в работе [8]). При этом для связанных спин-триплетных состояний значение M_0 одинаково, т.к. внутреннее состояние для них общее.

Таблица 2. Параметры дибарионной модели для изовекторных парциальных NN -каналов

${}^{2S+1}L_J$	λ_0 , МэВ	r_0 , Фм	μ_L , МэВ	M_0 , МэВ
1S_0	165	0.48	274.2	2300.313
3P_0	450	0.425	35	2200
3P_1	270	0.425	20	2230
3P_2	0	0.7	65	2205
3F_2	105	0.45	1.5	
1D_2	0	0.82	48	2168
3F_3	0	0.5	70	2240

3. АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ

3.1. «S-волновые» каналы

Рассмотрим сначала две основных конфигурации в NN -системе — связанные каналы 3S_1 – 3D_1

² Мы используем здесь стандартное обозначение ${}^{2S+1}L_J$ для парциальных NN -каналов.

и спин-синглетный канал 1S_0 . При энергиях ниже порога однопионного рождения, когда мнимая часть Γ_D равна нулю, можно рассматривать не зависящий от энергии гамильтониан в полном пространстве (2). В конфигурации $^3S_1-^3D_1$ такой гамильтониан имеет связанное состояние и узкий резонанс при лабораторной энергии порядка 960 МэВ.

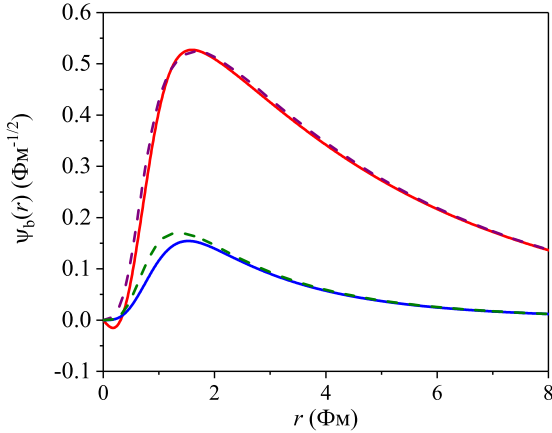


Рис. 1. S - и D -волновые части волновой функции дейтрона, найденные для дибарионного потенциала (сплошные кривые) и для потенциала Nijmegen II [26] (штриховые кривые)

На рис. 1 приводятся S - и D -волновая компоненты волновой функции дейтрона. Здесь видно, как проявляется себя потенциал (6) в случае конечной константы λ_0 . S -волновая часть функции связанного состояния имеет узел на малых расстояниях в отличие от функции для стандартного наймегенского потенциала [26], которая при малых r подавлена из-за сильного отталкивания во взаимодействии. Такой узел обеспечивает ортогональность волновой функции дейтрона формфактору $|\phi_0\rangle$. Однако величина «петли» при совсем малых расстояниях (амплитуда волновой функции до узла) заметно меньше, чем была бы для потенциала с $\lambda_0 \rightarrow \infty$. Вместе с тем в области непрерывного спектра в нашей модели есть узкий резонанс. Если посмотреть на волновую функцию непрерывного спектра вблизи энергии резонанса (рис. 2, где представлены две такие функции при близких энергиях), то во внутренней области взаимодействия она имеет большую примесь формфактора $\phi_0(r)$, в то время как за границей этой области волновая функция выходит на нужную асимптотику. Такое поведение характерно для функции рассеяния при энергии, близкой к резонансу [27].

Таким образом, в случае конечного значения константы λ_0 в потенциале V_{sym} состояние, отвечающее безузловой $6q$ конфигурации s^6 , не исключается из спектра, как было бы при $\lambda_0 \rightarrow \infty$. Комбинация V_{sym} с потенциалом связи $w(E)$ приводит к возникновению резонанса при конечных энергиях. В частности, для каналов $^3S_1-^3D_1$ и 1S_0 , рас-

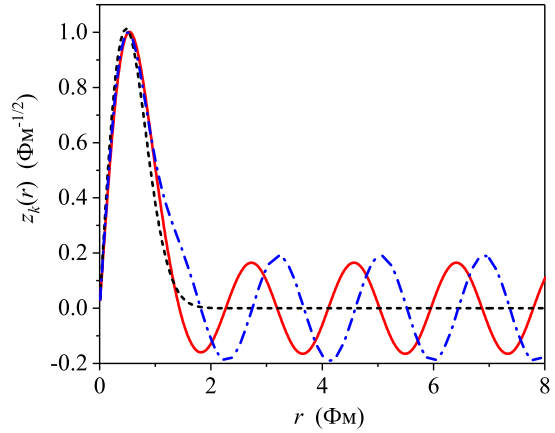


Рис. 2. S -волновые компоненты псевдосостояний континуума полного гамильтониана при энергиях, близких к положению резонанса, — сплошная и штрих-пунктирная кривые. Координатная зависимость формфактора $\phi_0(r)$ показана штриховой кривой. Все функции нормированы на общий максимум для сравнения

сматриваемых здесь, такие резонансы появляются вблизи порога NR .

Для описания амплитуд упругого рассеяния и параметров неупругости при энергиях выше порога рождения пионов нужно уже учесть энергетическую зависимость эффективной ширины распада внутреннего состояния Γ_D . На рис. 3 приводятся парциальные фазовые сдвиги и параметры неупругости для рассматриваемых основных каналов в сравнении с данными ПВА группы SAID [28] (здесь и далее берутся их данные при отдельных энергиях (single energy)). Как видно из рисунка, получается очень хорошее согласие с данными ПВА получившихся фазовых сдвигов и угла смешивания ϵ_1 . Согласие для неупругостей ρ также является разумным, за исключением канала 3D_1 , где требуется усовершенствование модели.

В случае учета Γ_D резонансы для обеих S -волновых конфигураций получаются более широкими, соответствующие ширины приводятся в разд. 3.

3.2. Изовекторные и изоскалярные каналы

Рассмотрим далее нижайшие парциальные изовекторные каналы (кроме 1S_0 , который рассматривался выше). На рис. 4 приводятся парциальные фазовые сдвиги и параметры неупругости для изовекторных каналов 3P_0 , 3P_1 , $^3P_2-^3F_2$, 1D_2 и 3F_3 . Эти каналы, помимо общего значения изоспина $T = 1$, объединяет то, что массы получающихся резонансов близки к порогу канала $N\Delta$ (см. подробнее следующую подраздел). Рисунок показывает хорошее согласие для большинства парциальных фазовых сдвигов и параметров неупругости в широком диапазоне лабораторных энергий вплоть до 0.7 ГэВ.

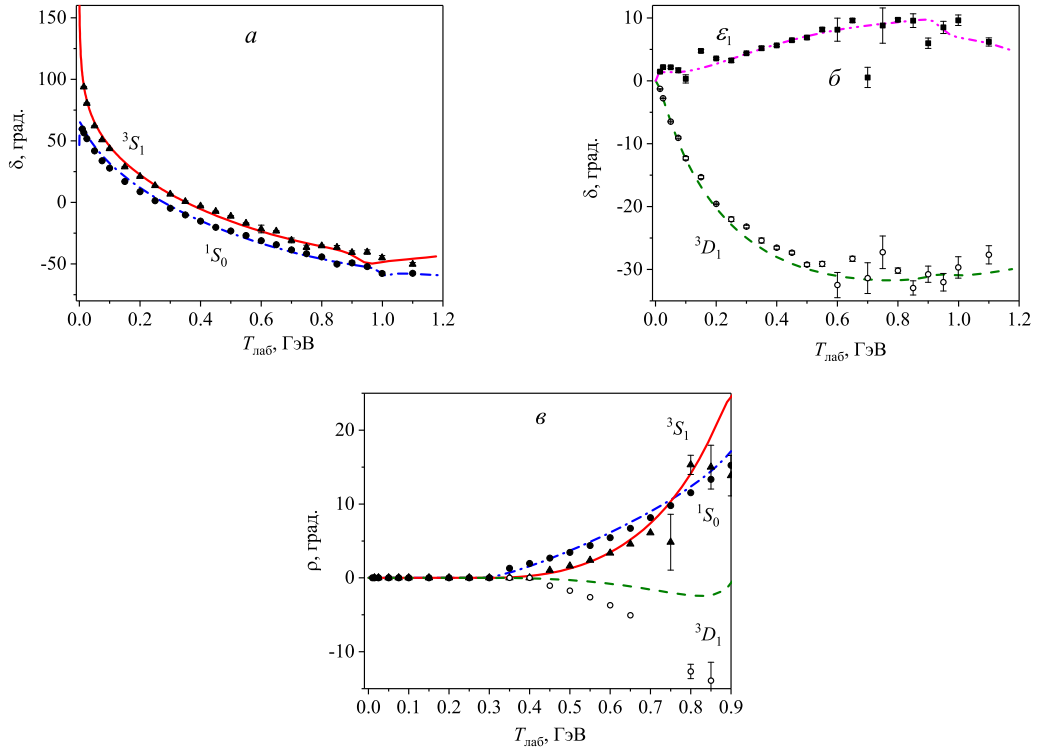


Рис. 3. Парциальные фазовые сдвиги (а, б) и параметры неупругости ρ (в) для каналов 1S_0 и 3S_1 - 3D_1 , найденные на основе дибарионной модели (кривые), в сравнении с данными ПБА SAID [28]: 1S_0 (круги), 3S_1 (треугольники), 3D_1 (пустые круги), угол смешивания ϵ_1 (квадраты)

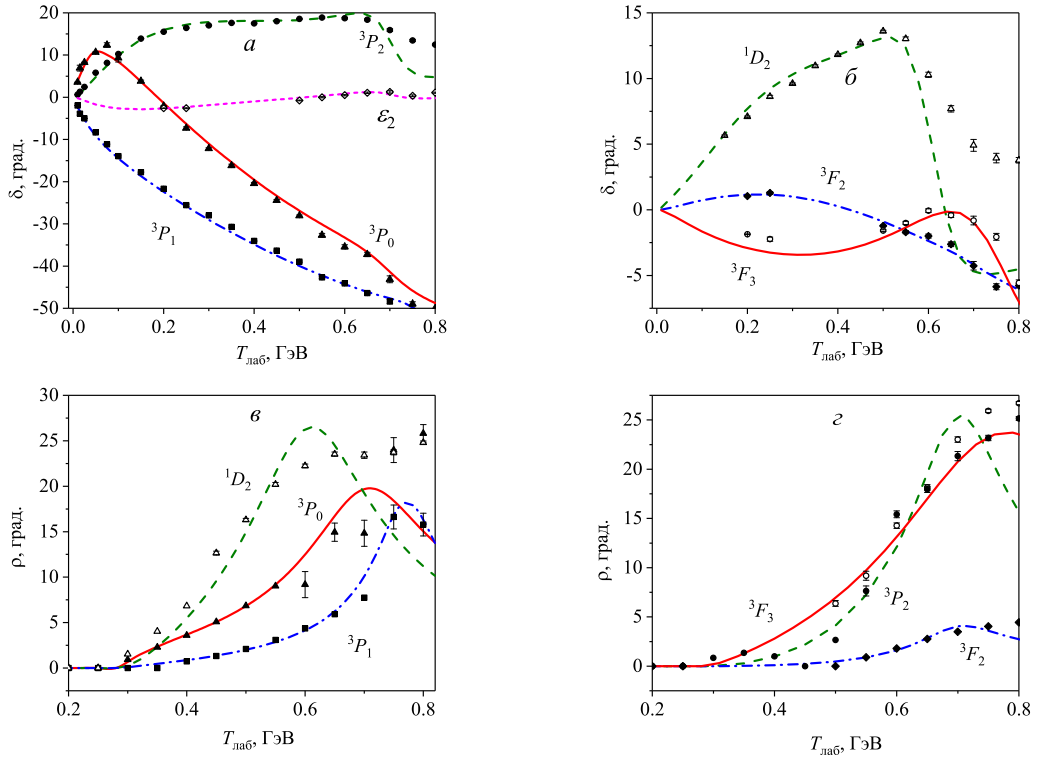


Рис. 4. Парциальные фазовые сдвиги (а, б) и параметры неупругости ρ (в, г) для ряда изовекторных NN -каналов, найденные на основе дибарионной модели (кривые), в сравнении с данными ПБА SAID [28]: 3P_0 (треугольники), 3P_1 (квадраты), 1D_2 (пустые треугольники), 3P_2 (круги), 3F_2 (ромбы), 3F_3 (пустые круги), угол смешивания ϵ_2 (пустые ромбы)

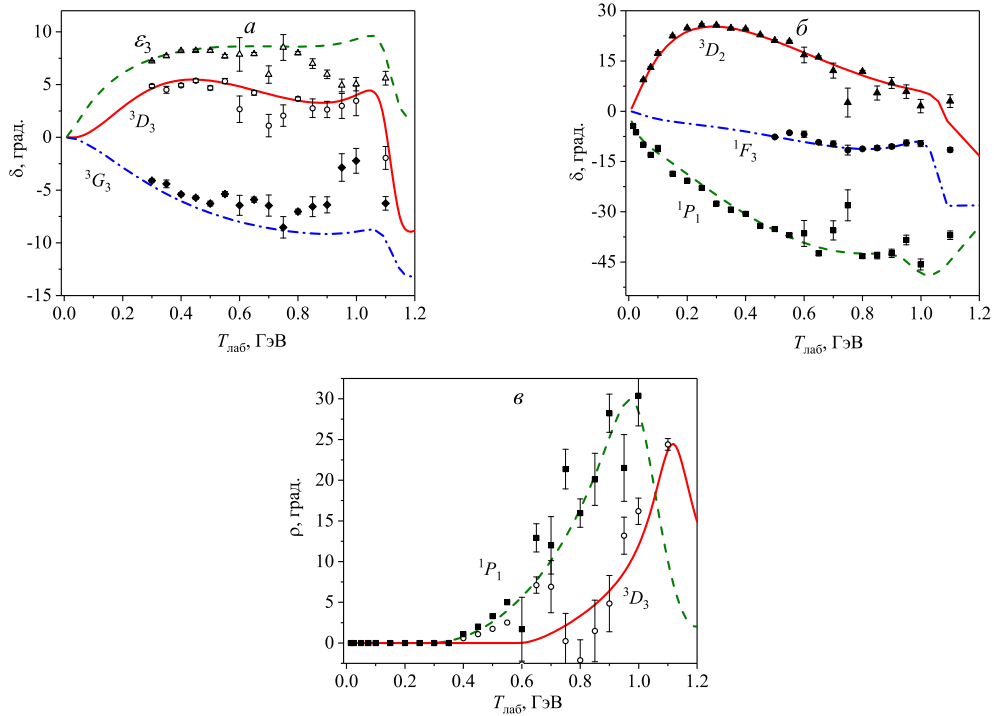


Рис. 5. Парциальные фазовые сдвиги (а, б) и параметры неупругости ρ (в) для ряда изоскалярных NN -каналов, найденные на основе дибарионной модели (кривые), в сравнении с данными ПВА SAID [28]: 1P_1 (квадраты), 3D_2 (треугольники), 1F_3 (круги), 3D_3 (пустые круги), 3G_3 (ромбы), углы смешивания ϵ_3 (пустые треугольники)

Следует отметить хорошее описание поведения параметров неупругости при энергиях вблизи порога рождения пионов для большинства рассмотренных каналов. Это связано в первую очередь с параметризацией ширины Γ_D с учетом процесса $D \rightarrow \pi NN$, который доминирует для изовекторных каналов в области между порогами одно- и двухпионного рождения. На основе развитой модели авторами был предложен [10] резонансный механизм околупорогового рождения нейтральных пионов в протон-протонном рассеянии через найденное недавно [14] состояние $1(0^-)$, позволивший впервые согласованно описать соответствующее сечение.

На рис. 5 приводятся парциальные фазовые сдвиги для изоскалярных каналов: связанных каналов 3D_3 - 3G_3 , а также каналов 1P_1 , 3D_2 и 1F_3 . Конфигурация 3D_3 - 3G_3 отвечает резонансу d^* , расположенному под порогом канала $\Delta\Delta$. Снова можно отметить хорошее описание парциальных фазовых сдвигов в широком диапазоне энергий. Насколько известно авторам, на сегодняшний день предлагаемая модель единственная, в рамках которой в упругом NN -рассеянии, помимо парциальных фазовых сдвигов, воспроизводится также положение резонанса d^* . На рис. 5, 6 приведены параметры неупругости ρ для каналов 3D_3 и 1P_1 . Из рисунка видно, что параметры неупругости для канала 1P_1 описы-

ются довольно хорошо в широком диапазоне энергий. Здесь снова была использована параметризация мнимой части Γ_D с учетом однопионного рождения. Вместе с тем для конфигурации 3D_3 - 3G_3 используется другая параметризация, учитывающая в качестве основного неупругого процесса двухпионное рождение $D \rightarrow \pi\pi D$. Напомним, что именно при трактовке сечения этого процесса было найдено состояние d^* . Как видно из рисунка, рассмотренная параметризация позволяет воспроизвести энергетическое поведение параметра неупругости ρ для канала 3D_3 вблизи резонанса. Вместе с тем полученная неупругость для канала 3G_3 имеет большую погрешность (не приводится на рисунке). В целом можно заключить, что параметризация ширины Γ_D требует более детального исследования для изоскалярных каналов.

3.3. Параметры резонансов

Как уже упоминалось выше, для всех рассматриваемых 11 NN -конфигураций, задаваемых отдельными парциальными волнами для несвязанных каналов и связанных спин-триплетных каналов 3S_1 - 3D_1 , 3P_2 - 3F_2 , 3D_3 - 3G_3 , в предложенной модели получают резонансы, ширины которых учитывают как связь с ненуклонными каналами, так и связь внутреннего канала с внешним NN -каналом. Вычислить их положение можно, используя формализм для сепарабельного потенциала, определяющего

³ В данных ПВА [28] отсутствуют параметры неупругости для каналов 3D_2 и 1F_3 , поэтому они не рассматриваются.

Таблица 3. Параметры (M_{th} , Γ_{th}) дибарионных резонансов (в ГэВ), найденные на основе предложенной модели, в сравнении с данными из литературы (последний столбец)

$^{2S+1}L_J$	$T(J^P)$	M_{th}	Γ_{th}	M_{exp}	Γ_{exp}	ссылка
1D_2	$1(2^+)$	2.18	0.14	2.14–2.18	0.05–0.11	[20, 21]
3P_0	$1(0^-)$	2.2	0.1	2.201(5)	0.091(12)	[14]
3P_2 – 3F_2	$1(2^-)$	2.221	0.17	2.197(8)	0.130(21)	[14]
3P_1	$1(2^-)$	2.23	0.05			
3F_3	$1(3^-)$	2.23	0.185	2.20–2.26	0.1–0.2	[20, 21]
3S_1 – 3D_1	$0(1^+)$	2.31	0.16	2.315(10)	0.150(30)	[18]
1S_0	$1(0^+)$	2.33	0.05	2.32	0.15	[18]
1P_1	$0(1^-)$	2.33	0.13			
3D_2	$0(2^+)$	2.35				
1F_3	$0(3^-)$	2.35				
3D_3 – 3G_3	$0(3^+)$	2.376	0.084	2.38(1)	0.08(1)	[13]

эффективное взаимодействие (7) (см. детали в работе [9]).

Получающиеся массы и ширины резонансов для исследованных каналов приводятся в табл. 3. Поскольку для каналов 3D_2 и 1F_3 нет данных ПВА по неупругостям, затруднительно дать оценки для ширины соответствующих резонансов, поэтому приводятся только их массы. Для сравнения в табл. 3 также даны параметры семи дибарионов, известных из экспериментов и ПВА. Ссылки на соответствующие работы даются в последнем столбце. В большинстве случаев получено хорошее согласие теоретических предсказаний и данных из литературы для масс и ширины дибарионов.

Важно отметить, что дибарионная модель предсказывает 4 состояния: $1(1^-)$, $0(1^-)$, $0(2^+)$ и $0(3^-)$ (ответствующие NN -каналам 3P_1 , 1P_1 , 3D_2 и 1F_3 , соответственно), для которых на сегодняшний день нет однозначных указаний ни в имеющихся экспериментальных данных, ни в данных ПВА (см. также новый анализ экспериментальных данных для изоскалярной части сечения однопионного рождения [31], указывающий на наличие резонанса $0(1^-)$ с массой 2310 МэВ и шириной 150 МэВ). Поиск этих дибарионов может быть предметом новых исследований и важным тестом предложенной модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали, что модель нуклон–нуклонного взаимодействия, основанная на механизме обме-

на промежуточным шестикварковым состоянием, весьма успешно описывает упругое NN -рассеяние во всех основных парциальных каналах. Получающееся в модели эффективное зависящее от энергии взаимодействие не только позволяет воспроизвести парциальные фазовые сдвиги и параметры неупругости в широком диапазоне энергий, но и приводит к наличию дибарионных резонансов в каждом из рассмотренных каналов. Параметры для ряда таких состояний, полученные на основе модели, согласуются с данными экспериментов и парциально-волнового анализа. Также модель дает предсказания для масс четырех дибарионов $1(1^-)$, $0(1^-)$, $0(2^+)$ и $0(3^-)$, пока не обнаруженных экспериментально.

На основе разработанной модели в дальнейшем планируется исследовать упругое и неупругое рассеяние в трехнуклонной системе, где до сих пор имеется ряд нерешенных вопросов, а также проблема короткодействующих двух- и трехнуклонных корреляций в бесконечной ядерной материи и конечных ядрах. При этом модель позволит явно учесть влияние конкретных дибарионных состояний на рассматриваемые процессы. Еще одним важным приложением развиваемой дибарионной модели ядерных сил является описание рождения мезонов в рассеянии нуклонов, в частности одно- и двухпионного рождения [29, 30].

Авторы выражают благодарность профессору Х. Клементу за полезные комментарии и обсуждения.

- [1] degli Atti C.C. // *Phys. Rep.* 2015. **590**. P. 1.
 [2] Duer M. et al. (CLAS collaboration) // *Phys. Rev. Lett.* 2019. **122**. 172502.
 [3] Schmidt A. et al. // *Nature (London)*. 2020. **578**. P. 540.
 [4] Yero C. et al. (Hall C collaboration) // *Phys. Rev.*

- Lett.* 2020. **125**. 262501.
 [5] Aoki S., Doi T. // *Front. Phys.* 2020. **8**. P. 307.
 [6] Fernandez F., Ortega P.G., Entem D.R. // *Front. Phys.* 2020. **7**. P. 233.
 [7] Kukulin V.I., Obukhovskiy I.T., Pomerantsev V.N., Faessler A. // *Int. Journ. Mod. Phys. E*. 2002. **11**.

- P. 1.
- [8] *Куклин В.И., Померанцев В.Н., Рубцова О.А., Платонова М.Н.* // Ядерная физика. 2019. **82**. С. 521. (Kukulin V.I., Pomerantsev V.N., Rubtsova O.A., Platonova M.N. // *Physics of Atomic Nuclei*. 2019. **82**. 934.)
- [9] *Kukulin V.I.* et al. // *Phys. Lett. B*. 2020. **801**. 135146.
- [10] *Rubtsova O.A., Kukulin V.I., Platonova M.N.* // *Phys. Rev. D*. 2020. **102**. 114040.
- [11] *Kukulin V.I.* et al. // *Chin. Phys. C*. 2022. **46**. 114106.
- [12] *Adlarson P.* et al. (WASA-at-COSY Collaboration and SAID Data Analysis Center) // *Phys. Rev. Lett.* 2011. **106**. 242302.
- [13] *Adlarson P.* et al. (WASA-at-COSY Collaboration and SAID Data Analysis Center) // *Phys. Lett. B*. 2013. **721**. P. 229.
- [14] *Komarov V.I.* et al. // *Phys. Rev. C*. 2016. **93**. 065206.
- [15] *Dyson F.J., Xuong N.-H.* // *Phys. Rev. Lett.* 1964. **13**. P. 815; Erratum *ibid.* 1965. **14**. P. 339.
- [16] *Clement H.* // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2017. **93**. P. 195.
- [17] *Vidaña I.* et al. // *Phys. Lett. B*. 2018. **781**. P. 112.
- [18] *Kukulin V.I.* et al. // *Eur. Phys. J. A*. 2020. **56**. P. 229.
- [19] *Ishikawa T.* et al. // *Phys. Rev. C*. 2021. **104**. L052201.
- [20] *Hoshizaki N.* // *Prog. Theor. Phys.* 1978. **60**. P. 1796; *ibid.* 1979. **61**. P. 129; *ibid.* 1993. **89**. P. 251; *ibid.* 1993. **89**. P. 569.
- [21] *Страковский И.И.* // ЭЧАЯ. 1991. **22**. 615. <http://www1.jinr.ru/Archive/Pepan/1991-v22/v-22-3/2.htm> (*Strakovsky I.I.* // AIP Conf. Proc. 1991. 221. P. 218).
- [22] *Adlarson P.* et al. (WASA-at-COSY Collaboration and SAID Data Analysis Center) // *Phys. Rev. Lett.* 2014. **112**. 202301.
- [23] *Mulders P.J., Aerts A.T.M., De Swart J.J.* // *Phys. Rev. D*. 1980. **21**. P. 2653.
- [24] *Кондратюк Л.А., Мартемьянов Б.В., Щепкин М.Г.* // Ядерная физика. 1987. **45**. P. 1252.
- [25] *Kuperin Yu.A.* et al. // *J. Math. Phys.* 1990. **31**. P. 1681.
- [26] *Stoks V.G.J.* et al. // *Phys. Rev. C*. 1994. **49**. P. 2950.
- [27] *Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М.* Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. Изд. 2-ое, испр. и доп. М.: Наука, 1971.
- [28] *Workman R.L., Briscoe W.J., Strakovsky I.I.* // *Phys. Rev. C*. 2016. **94**. 065203. Все данные ПВА группы SAID находятся на веб-сайте: <http://gwdac.phys.gwu.edu>
- [29] *Platonova M.N., Kukulin V.I.* // *Phys. Rev. D*. 2016. **94**. 054039.
- [30] *Platonova M.N., Kukulin V.I.* // *Phys. Rev. D*. 2021. **103**. 114025.
- [31] *Clement H., Skorodko T., Doroshkevich E.* // *Phys. Rev. C*. 2022. 106. 065204; <https://arxiv.org/pdf/2010.09217.pdf> arxiv:2010.09217v3[nucl-ex].

Recent Progress in Description of NN Scattering with the Dibaryon Model of Nuclear Forces

O. A. Rubtsova^{1,a}, V. N. Pomerantsev^{1,b}, M. N. Platonova¹

*Sobel'syn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia*

E-mail: ^arubtsova@nucl-th.sinp.msu.ru, ^bpomeran@nucl-th.sinp.msu.ru

The recent results in description of elastic and inelastic nucleon-nucleon scattering within the dibaryon model of nuclear forces are reviewed. This original model taking into account non-nucleonic degrees of freedom is based on the special mechanism including an exchange by an intermediate six-quark state. A good description of the partial phase shifts and inelasticities is found for the main lowest partial NN -configurations in a wide energy range from zero up to 0.6–1 GeV. The model gives the resonances in each NN -configuration as well, the parameters of which are compared with the data found from recent experiments on single- and double-pion production and partial wave analysis.

PACS: 21.30.Cb, 21.45.-v.

Keywords: nucleon-nucleon interaction, dibaryon resonances, scattering theory, pion production.

Received 30 September 2022.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2023. **78**, No. 1. Pp. 97–106.

Сведения об авторах

1. Рубцова Ольга Андреевна — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: rubtsova@nucl-th.sinp.msu.ru.
2. Померанцев Владимир Назарович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, тел.: (495) 939-55-86, e-mail: pomeran@nucl-th.sinp.msu.ru.
3. Платонова Мария Николаевна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, тел.: (495) 939-25-09, e-mail: platonova@nucl-th.sinp.msu.ru.