

К ПРИРОДЕ ЯДЕРНЫХ СИЛ

© 2019 г. В. И. Кукулин¹⁾, В. Н. Померанцев^{1)*}, О. А. Рубцова¹⁾, М. Н. Платонова¹⁾

Поступила в редакцию 17.04.2019 г.; после доработки 17.04.2019 г.; принята к публикации 20.04.2019 г.

Впервые показано, что NN -взаимодействие, по крайней мере, в некоторых парциальных каналах может быть количественно описано суперпозицией дальнегодействующего однопионного обмена и короткодействующего механизма, основанного на комплексном полюсе в NN -потенциале, отвечающем дибарийному резонансу в данной парциальной волне. Для парциальных волн 3P_2 , 1D_2 и 3F_3 параметры комплексного полюса, отвечающие наилучшему описанию упругих и неупругих фазовых сдвигов NN -рассеяния, оказываются весьма близкими к эмпирическим параметрам соответствующих изовекторных дибарийных резонансов, обнаруженных экспериментально. На основе полученных результатов делается общий вывод о природе ядерных сил на средних и малых межнуклонных расстояниях.

DOI: 10.1134/S0044002719060102

1. КРАТКОЕ ВВЕДЕНИЕ В ПРОБЛЕМУ

Проблеме ядерных сил посвящено такое внушительное число работ в научной литературе, начиная с 30-х гг. XX в., что в рамках небольшой статьи нет возможности даже перечислить все предложенные в этой области модели и подходы. Поэтому мы отказываемся от такой попытки, оставляя это для соответствующего обзора или монографии (далеко не полное рассмотрение имеющихся моделей ядерных сил содержится в книге [1] и обзоре [2]), и кратко обсудим только работы, наиболее близкие по тематике к предлагаемому здесь подходу.

Практически все предложенные до сих пор теоретические подходы к описанию ядерных сил так или иначе основаны на классической концепции Юкавы, в которой основным носителем сильных взаимодействий нуклонов в ядрах является мезонный обмен между нуклонами (или между кварками, составляющими нуклоны) в t -канале, порождающий особенности амплитуды рассеяния по переданному импульсу. Однако следует сказать, что эта базовая концепция сталкивается с таким большим числом внутренних противоречий и трудностей в описании экспериментальных данных, что поневоле возникает вопрос о правильности и пределах применимости мезон-обменной картины ядерных сил. Приведем здесь мнение известных американских физиков, работающих в данной области (см. [3]), об обмене векторными мезонами, которые, согласно традиционной точке зрения, отве-

чают за сильное отталкивание нуклонов на малых расстояниях: “A literal attribution of the short-range repulsive core to vector meson exchange, as opposed to a phenomenological parametrization, of course involves a *non sequitur*: since the nucleons have radii ≈ 0.8 fm and the range of the vector exchange force is $\hbar/m_\omega c \approx 0.2$ fm one would have to superimpose the nucleon wavefunctions to reach the appropriate internucleon separations. The picture of distinct nucleons exchanging a physical ω -meson at such a small separation is clearly a fiction...”²⁾. Подобные проблемы возникают и при рассмотрении других типов мезонных обменов – скалярных, псевдоскалярных и т.д. (подробнее об имеющихся проблемах и противоречиях в традиционных моделях ядерных сил см. в работах [4–6]).

В настоящее время доминирующим подходом к количественному описанию нуклон-нуклонного взаимодействия является так называемая эффективная теория поля (Effective Field Theory – EFT) или киральная теория возмущений (Chiral Perturbation Theory – ChPT) по малому параметру Q/Λ_{QCD} , где $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 1$ ГэВ – характерный параметр квантовой хромодинамики, а Q – переданный

²⁾“Буквальное приписывание короткодействующего отталкивающего ядра обмену векторными мезонами, в отличие от феноменологической параметризации, конечно, включает в себя логическое противоречие: поскольку нуклоны имеют радиус ≈ 0.8 фм, а характерные расстояния обмена векторными мезонами $\hbar/m_\omega c \approx 0.2$ фм, нужно наложить волновые функции нуклонов друг на друга, чтобы достичь нужных межнуклонных расстояний. Картина изолированных нуклонов, обменивающихся физическим ω -мезоном на столь малых расстояниях, очевидно, является фикцией...” – перевод с английского настоящих авторов.

¹⁾Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Россия.

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

при взаимодействии импульс [7–10]. В этом подходе периферическая часть NN -взаимодействия описывается через суперпозицию членов ряда теории возмущений в соответствующих порядках (leading order (LO), next-to-leading order (NLO), next-to-next-to-leading order (N^2 LO) и т.д.), тогда как все короткодействующие вклады параметризуются через так называемые контактные члены, которые, согласно этой концепции, *не должны зависеть* от энергии, а также от порядка аппроксимации. По построению этот общий подход является справедливым лишь до энергий соударения $T_{\text{lab}} \simeq 350$ МэВ, пока параметр разложения Q/Λ_{QCD} остается еще относительно малым, т.е. до энергий чуть выше порога пионного рождения. При более высоких энергиях соударения EFT-подход должен быть дополнен какой-либо моделью для описания короткодействующих компонент NN -взаимодействия и соответствующих короткодействующих NN -корреляций в ядрах.

В качестве такого дополнения можно рассматривать известную кварковую модель и ее различные вариации, известные сегодня. Следует сказать, что попытки описывать короткодействующие NN -силы в рамках различных версий кварковой модели предпринимались еще с конца 60-х гг. прошлого века (см., например, работы Язаки с сотр. [11], Миллера с сотр. [12], Фэслера с сотр. [13], Неудачина с сотр. [14] и работы многих других групп). К сожалению, такая гибридная трактовка NN -взаимодействия неизбежно приводит к трудностям с двойным счетом, так как в кварковых моделях одноглюонный обмен обычно дополняется мезонными (π - и σ -) обменами между кварками, что сразу приводит к появлению соответствующих мезон-обменных сил между нуклонами не только на малых, но и на средних и больших расстояниях. К тому же здесь возникают сложные проблемы с обменом скалярными и векторными мезонами между кварками (см. приведенную выше цитату из работы [3]). Основные трудности с таким последовательным кварковым подходом хорошо видны на примере работы [15], где авторы использовали кварк-кварковое взаимодействие, подогнанное под спектры возбужденных нуклонов. Было показано, что если взять это взаимодействие в форме обмена так называемыми голдстоуновскими бозонами (Goldstone boson exchange), составляющими октет, то в NN -секторе получается чисто отталкивающее взаимодействие [15]. Эти трудности породили общий скепсис в отношении возможности количественного описания NN -взаимодействия в рамках микроскопических кварковых моделей.

В свете сказанного выше было бы крайне желательно описать NN -взаимодействие на малых и

средних расстояниях, не привлекая полную микроскопическую многокварковую модель (которая к тому же сегодня еще плохо известна), а используя какие-то КХД-мотивированные модели, которые передают основные эффекты шестикварковой системы в разных парциальных волнах, но без детального описания всей сложности многокварковой динамики.

На наш взгляд, такими объектами, которые, с одной стороны, тесно связаны с динамикой шестикварковой системы, а с другой, могут распадаться (виртуально или реально) в NN -, $N\Delta$ - и $\Delta\Delta$ -каналы при относительно невысоких энергиях, являются дибарионные резонансы, которые были предсказаны Дайсоном и Ксуонгом еще в 1964 г. [16], на заре кварковой эры. Следует особо отметить, что первый дибарионный резонанс был экспериментально обнаружен еще в середине 50-х гг. прошлого века, задолго до первых работ по кварковой модели адронов, в работах группы Мещерякова в Дубне [17], выполненных еще до организации ОИЯИ в 1956 г. Важно также добавить, что масса изовекторного дибариона, найденная в этих работах, послужила основой для определения энергетической шкалы расщепления $SU(6)$ -мультиплета, использованной Дайсоном и Ксуонгом для теоретического предсказания масс дибарионов [16]. В последние годы, после многих лет отрицания, сомнений и противоречивых находок, некоторые из предсказанных ранее дибарионных резонансов были наконец экспериментально надежно открыты [18–22] (см. также недавний обзор [23]), а также были исследованы свойства их распадов по NN -, $N\Delta$ - и $\Delta\Delta$ -каналам.

Дибарионные резонансы очень привлекательны для объяснения свойств короткодействующих NN -, $N\Delta$ - и $\Delta\Delta$ -сил не только из-за своей шестикварковой структуры, но, в первую очередь, из-за того, что они представляют собой выделенные относительно долгоживущие состояния в NN -системе, в которых шестикварковая динамика проявляется наиболее отчетливо.

Здесь следует сказать еще несколько слов о кварковом подходе к задаче об NN -взаимодействии вообще. В упомянутых выше работах [11–15] в качестве основного подхода к описанию шестикварковой динамики был выбран известный в ядерной физике метод резонирующих групп (МРГ), который предполагает, что в процессе взаимодействия трехкварковые волновые функции изолированных нуклонов не искажаются, а происходит простой обмен кварками между взаимодействующими нуклонами. В качестве qq -взаимодействия были использованы потенциалы одноглюонного и однопионного обмена, которые позднее были дополнены чисто феноменологическим потенциалом обмена легким скалярным

мезоном (σ) между кварками. Успехи таких микроскопических подходов даже в описании только упругого NN -рассеяния оказались, однако, весьма скромными, и в итоге они уступили место более хорошо обоснованным динамическим гибридным подходам.

В первую очередь, здесь следует упомянуть работы Симонова и др. начала 1980-х гг., в которых была предложена модель составного кваркового мешка (Quark Compound Bag — QCB) [24–26], связанного с внешним NN -каналом контактным взаимодействием на границе мешка. В этой модели размер мешка соответствовал не радиусу нуклона (или радиусу отталкивающего кора r_c), а характерному радиусу пионного обмена $r_\pi = \hbar/(m_\pi c)$, а основная шестикварковая конфигурация мешка предполагалась симметричной, отвечающей невозбужденному состоянию. Энергетический масштаб в таком мешке (порядка 600 МэВ) определялся положением полюсов P -матрицы, которая является обратной к R -матрице в вигнеровской теории реакций. Связь кваркового мешка с NN -каналом задавалась сшивкой внутренней и внешней волновых функций на границе мешка по аналогии с R -матричной теорией.

Дальнейшие математические основы такой гибридной модели были разработаны в работах ленинградской группы [27], в которых был предложен двухканальный подход с внутренними и внешними каналами, не использующий сшивку волновых функций на границе. В этом подходе динамика шестикваркового мешка во внутреннем канале включалась в обычную квантовомеханическую гамильтонову схему путем расширения гильбертова пространства. (Отметим, что подход, предлагаемый авторами настоящей работы, использует эту же элегантную математическую схему ленинградской группы.)

Другую версию той же идеи развили Фешбах и Ломон в своей модели граничных условий [28]. В этой модели внутренние волновые функции кваркового мешка сшиваются на границе с внешним NN -каналом, взаимодействие в котором управляется одномезонным обменом наподобие известных потенциалов однобозонного обмена (One Boson Exchange — OBE).

Однако за время, прошедшее с публикации всех этих работ, в данной области ядерной и адронной физики было получено очень большое число новых экспериментальных и теоретических результатов, которые позволяют посмотреть на всю проблему NN -сил совсем с других позиций.

Во-первых, как мы уже отметили выше, было надежно открыто существование нескольких дибарионных резонансов и исследованы свойства их распада в различные каналы [18–23]. Во-вторых,

выяснилось, что известные дибарионные резонансы тесно связаны с неупругими каналами, тогда как их связь с упругим NN -каналом намного слабее (это можно проиллюстрировать сравнением ширины распада дибарионов по упругому и неупругим каналам: $\Gamma_{\text{inel}} \gg \Gamma_{\text{el}}$). В-третьих, в многочисленных экспериментах по рассеянию высокоэнергетических электронов на разных ядрах, выполненных в последние годы в Джефферсоновской Национальной лаборатории [29–32], было показано, что в ядрах на малых расстояниях присутствуют тесно коррелированные пары и тройки нуклонов, которые рассеивают быстрые электроны как плотные кварковые кластеры. Импульсные распределения кварков внутри этих кластеров непосредственно связаны с характером короткодействующих корреляций нуклонов в них [33]. И наконец, начиная с 70-х гг. прошлого века, были детально изучены так называемые кумулятивные процессы, обусловленные взаимодействием падающих быстрых адронов с подобными нуклонными кластерами в ядрах, и открыты явления ядерного скейлинга и суперскейлинга [34, 35].

Ясно, что получающаяся из этих экспериментальных результатов картина короткодействующих корреляций нуклонов в ядрах очень далека от традиционных идей об универсальном отталкивающем NN -коре в духе Ястрова (подробнее об этом см. в работе [6]). Стало совершенно очевидно, что взаимодействие нуклонов на малых и средних расстояниях неразрывно связано с их кварковой структурой и в особенности с относительно долгоживущими ди- и мультибарионными резонансами. Сегодня уже можно поставить вопрос следующим образом: каково реальное влияние известного дибарионного резонанса в данном парциальном канале ${}^{2S+1}L_J$ на поведение упругих и неупругих фазовых сдвигов NN -рассеяния в этом канале? Подчеркнем в этой связи, что, в отличие от предыдущих работ в этой области, мы рассматриваем одновременно (т.е. в рамках одной и той же модели) упругие и неупругие каналы взаимодействия нуклонов.

Таким образом, целью настоящей работы является доказательство того, что многие, если не все, парциальные каналы NN -взаимодействия могут быть описаны посредством суперпозиции дальнедействующего потенциала однопионного обмена и одного комплексного полюса, отвечающего наблюдаемому экспериментально дибариону в рассматриваемом канале. А поскольку влияние однопионного обмена и его роль в полном NN -взаимодействии являются относительно небольшими, то можно сделать вывод, что основную, доминирующую роль в NN -взаимодействии (в данных парциальных волнах) играет s -канальный обмен дибарионным резонансом.

Структура работы такова. В разд. 2 мы даем качественную картину NN -взаимодействия, которая следует из дибарионной модели ядерных сил, предложенной одним из авторов настоящей работы еще в 1998 г. [36]. Здесь объясняется, откуда в такой модели получается отталкивающий кор на малых расстояниях, и каково происхождение основной притягивающей силы на средних расстояниях. В разд. 3 дается формализм, используемый в работе для описания упругих и неупругих фазовых сдвигов NN -рассеяния. Здесь выводится эффективный сепарабельный потенциал, отвечающий полюсу во внутреннем канале. В разд. 4 мы рассматриваем однополюсное описание упругого и неупругого NN -рассеяния в изовекторных ($T = 1$) каналах 3P_2 , 1D_2 и 3F_3 (рассмотрению изоскалярных ($T = 0$) каналов будет посвящена отдельная работа). Разд. 5 посвящен описанию канала 1S_0 , в котором появляется не один, а два полюса в S -матрице. В разд. 6 мы обсуждаем ту важную роль, которую дибарионные резонансы играют в ядерной физике в целом. В заключении дается краткое резюме новой концепции ядерных сил, рассмотренной в данной работе.

2. ДИБАРИОННАЯ МОДЕЛЬ ЯДЕРНЫХ СИЛ: КАЧЕСТВЕННОЕ РАССМОТРЕНИЕ

В этом разделе мы кратко опишем альтернативную интерпретацию в рамках дибарионной модели тех основных эффектов ядерных сил, которые в традиционных подходах юкавского типа описываются посредством обмена мезонами различной природы (скалярными, псевдоскалярными, векторными и т.п.) между изолированными нуклонами.

Отметим, что предложенные ранее гибридные подходы, сочетающие в себе как кварковый, так и мезонный секторы (типа Симонова [24] или Фешбаха–Ломона [28]), уже основывались на выделенных многокварковых состояниях, однако без детализации их кварковой структуры и без соотнесения параметров используемых кварковых мешков с экспериментально найденными шестикварковыми резонансами (дибарионами). Помимо этого, в эти модели R -матричного типа неминуемо входил произвольный радиус сшивки нуклонных и кварковых волновых функций, причем, если в QCB-модели [24] этот радиус выбирался большим ($R_m \simeq 1.4$ фм), то в модели [28] радиус был заметно меньше ($R_m \simeq 0.9$ фм), что указывало на значительную неопределенность в выборе радиуса сшивки.

Одним из самых существенных недостатков этих кварковых моделей было отсутствие какой-либо связи с процессами рождения мезонов. Поэтому такие модели не могли объяснить происхождение неупругих процессов при столкновениях

нуклонов. Кроме того, было совершенно неясно, откуда физически следуют эффекты традиционного отталкивающего кора, эффекты сильного притяжения, обусловленного в традиционных подходах обменом легким скалярным мезоном, и т.п. В итоге эти улучшенные модели также были оставлены к началу 2000-х гг.

Дибарионная модель сил, предложенная в работах [36–41], смогла органично включить в себя большинство эффектов, предсказываемых традиционными мезон-обменными моделями, но в качестве новой интерпретации. А главное, в основе дибарионной концепции лежит экспериментально проверяемое допущение о доминирующей роли дибарионных резонансов в NN -взаимодействии в каждом парциально-волновом канале. Помимо этого, авторы настоящей работы в серии статей [42–44] показали, что наблюдаемые характеристики дибарионов хорошо согласуются с наблюдаемыми сечениями рождения одного и двух пионов в NN -соударениях при промежуточных энергиях $T_N \sim 1$ ГэВ.

2.1. Основные черты NN -взаимодействия, следующие из дибарионной модели сил

Приведем ниже краткое изложение дибарионной концепции ядерных сил (см. детали в работах [36–41]).

1. Первый важнейший момент связан с выбором импульса короткодействующего обрезания Λ_{mNN} мезон-нуклонных формфакторов, определяющих по существу интенсивность мезон-нуклонного взаимодействия. Чем выше значение параметра Λ_{mNN} , тем сильнее, в среднем, связь мезона с нуклоном и тем выше величина импульса, который может быть передан нуклону от мезона (или наоборот) в вершине взаимодействия.

Аккуратные расчеты в рамках КХД, а также в рамках динамических моделей мезон-нуклонного рассеяния дают умеренные значения Λ_{mNN} (в частности, $\Lambda_{\pi NN} \simeq 0.5\text{--}0.9$ ГэВ/с [45]), тогда как в феноменологических моделях NN -взаимодействия значения Λ_{mNN} обычно берутся сильно завышенными ($\Lambda_{\pi NN} \simeq 1.2\text{--}1.7$ ГэВ/с — см., например, [46]). И только с такими высокими значениями параметров высокоимпульсного обрезания Λ_{mNN} удается описать эмпирические фазовые сдвиги в рамках традиционных мезон-обменных моделей NN -сил.

В резком отличии от этого, в дибарионной модели сил основную роль в описании NN -рассеяния играет дибарионный обмен (в s -канале), так что мезонный обмен дает небольшой вклад, и поэтому хорошее описание эмпирических данных получается уже при умеренных значениях Λ_{mNN} (в частности, $\Lambda_{\pi NN}$ и $\Lambda_{\pi N\Delta}$) [38, 43].

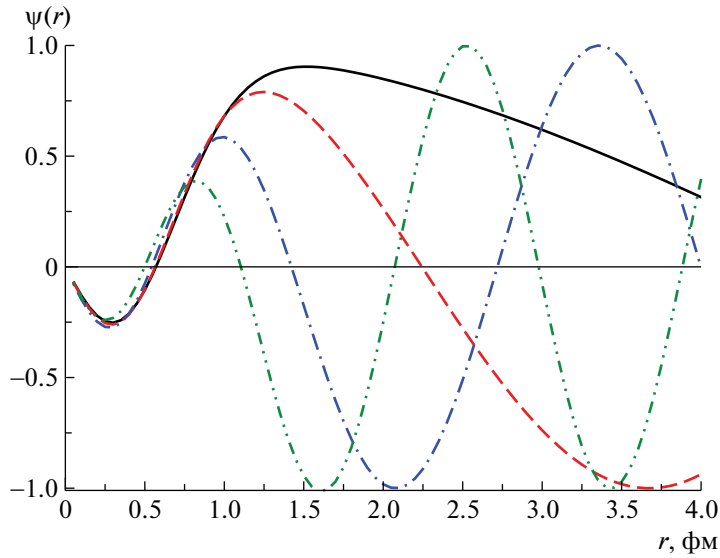


Рис. 1. Радиальная волновая функция NN -рассеяния в парциальном канале 1S_0 , полученная в рамках дибарионной модели сил при различных энергиях столкновения T_{lab} : 10 МэВ (сплошная кривая), 100 МэВ (штриховая), 500 МэВ (штрихпунктирная) и 1 ГэВ (штриховая с двумя точками).

2. Второй критический момент связан с происхождением отталкивающего кора в NN -потенциале. В традиционном подходе кор обычно связывают с обменом изоскалярным векторным ω -мезоном с массой $m_\omega \simeq 780$ МэВ. При этом для получения отталкивания нужной интенсивности константа связи ω -мезонов с нуклонами должна быть равна $g_{\omega NN}^2/4\pi \simeq 13.6$, тогда как $SU(3)$ -симметрия предсказывает значение $(g_{\omega NN}^2/4\pi)_{SU(3)} \simeq 5.5$, т.е. в 2.5 раза меньше. Причем Фешбах показал [47], что нарушение $SU(3)$ -симметрии в NN -взаимодействии является слабым.

В контрасте с этими проблемами в дибарионной модели сил отталкивание на малых расстояниях возникает как простое следствие доминирования компоненты шестикварковой волновой функции со смешанной симметрией $|s^4 p^2 [42]_x LST\rangle$ над полностью симметричной компонентой $|s^6 [6] LST\rangle$ [37–39]. В самом деле, доминирующий вклад шестикварковой компоненты со смешанной симметрией означает появление внутреннего узла у радиальных волновых функций рассеяния, причем этот узел оказывается как раз на месте традиционного отталкивающего кора и почти не зависит от энергии (см. рис. 1, где показаны радиальные волновые функции NN -рассеяния в парциальной волне 1S_0 при разных энергиях). Из рис. 1 хорошо виден стационарный характер внутреннего узла радиальной волновой функции. Таким образом, совершенно очевидно, что наличие ортогонализации к симметричному состоянию в дибарионной модели играет ту же роль на малых расстояниях, что и сильный отталкивающий кор в традиционных моделях сил.

3. Третий фундаментальный вопрос, связанный с характером ядерных сил, касается источника основной притягивающей силы, которая держит нуклоны в ядре вместе. В традиционной картине сил это притягивающее взаимодействие приписывается обмену легким скалярным σ -мезоном с массой $m_\sigma \simeq 450$ МэВ и огромной шириной распада по 2π -каналу $\Gamma_\sigma \simeq 550$ МэВ [48]. Из-за этой огромной ширины буквальное отождествление силы притяжения с прямым σ -обменом очень затруднительно, поскольку свободный пробег частицы с такой шириной $\lambda = \hbar c/\Gamma_\sigma \simeq 0.4$ фм, т.е. столь мал (по сравнению со средним расстоянием между нуклонами в ядре $r_{NN}^{\text{av}} \simeq 1.8$ фм), что прямой обмен таким σ -мезоном не может давать существенного вклада в NN -притяжение. Поэтому вместо прямого скалярного обмена рассматривается 2π -обмен с двумя промежуточными Δ -изобарами [2] (см. рис. 2).

Однако без сильного $\pi\pi$ -перерасеяния в

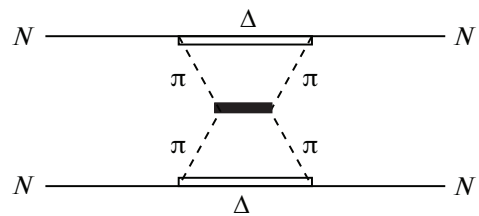


Рис. 2. Δ -изобарный механизм с двумя сильно взаимодействующими пионами в скалярной моде в промежуточном состоянии, который в традиционных мезон-обменных моделях приводит к сильному притяжению на межнуклонных расстояниях $r_{NN} \simeq 0.7\text{--}0.9$ фм.

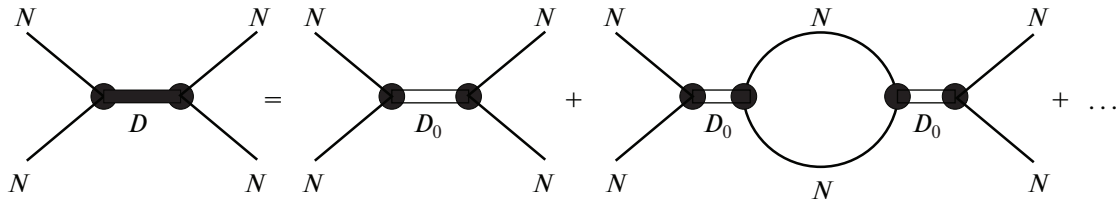


Рис. 3. “Одевание” полного дибарионного пропагатора D (жирная линия) нуклонными петлями. Пропагатор “голового” дибариона D_0 показан двойной тонкой линией.

промежуточном состоянии такой механизм определенно не дает притягивающего вклада нужной силы. А поскольку длина $\pi\pi$ -рассеяния в скаляр-изоскалярном канале очень мала ($a_{\pi\pi} \sim 0.2-0.3$ фм), то ни о каком сильном $\pi\pi$ -перерассеянии притягивающего характера при низких энергиях говорить не приходится. Более того, известно, что при малых энергиях пионы отталкиваются друг от друга, а не притягиваются [49]. В итоге при использовании реалистических параметров для $\pi N\Delta$ -вершин и $\pi\pi$ -взаимодействия при низких энергиях такой механизм определенно не приводит к притяжению нужной силы.

Дибарионная модель дает совсем другое объяснение основной притягивающей ядерной силе [37–39]. Это объяснение базируется на трех эффектах, перечисленных ниже.

1) Образование из двух нуклонов на средних и малых расстояниях (в S -волнах) шестикваркового мешка с доминирующей смешанной симметрией $|s^4 p^2 [42]_x LST\rangle$ и его переход (девозбуждение) в полностью симметричную конфигурацию $|s^6 [6] L'S'T'\rangle$ с излучением скалярного σ -мезона, который “прилипает” к симметричному мешку и сильно стягивает его к центру. Таким путем вокруг симметричного кваркового мешка возникает скалярная “шуба” виртуальных σ -мезонов.

2) Благодаря тому, что начальное состояние $6q$ -мешка $|s^4 p^2 [42]_x LST\rangle$ является сильно возбужденным (с энергией возбуждения $2\hbar\omega \simeq 500-600$ МэВ), что есть простое следствие смешанной симметрии шестикварковой волновой функции в данном канале, внутри шестикваркового мешка с большой вероятностью возникает эффект частичного восстановления киральной симметрии КХД, что приводит к существенной перенормировке и уменьшению массы σ -мезона вплоть до околопороговых значений $m_\sigma^{\text{ген}} \simeq 300$ МэВ (см. работы, посвященные восстановлению киральной симметрии в возбужденных адронах [50, 51], а также нашу работу [42]). Эта перенормировка массы скалярного мезона (вместе с уменьшением его

ширины) также эффективно усиливает притяжение в NN -канале.

3) В результате многократных переходов двух нуклонов в состояние одетого шестикваркового мешка и обратно (см. рис. 3) возникает эффективное NN -притяжение, индуцированное сильной связью с дибарионным каналом. Иначе говоря, система ведет себя как двухканальная, где прямое (мезон-обменное) взаимодействие во внешнем (т.е. двухнуклонном) канале является довольно слабым, а основное взаимодействие возникает за счет сильной связи с внутренним (т.е. дибарионным) каналом.

Если теперь исключить дибарионную компоненту и переписать задачу в переменных только двухнуклонной системы, то возникает сепарабельный NN -потенциал с константой связи, имеющей полюсный характер (см. разд. 3). Этот потенциал при малых энергиях приводит к сильному притяжению нуклонов, которое, в свою очередь, и является основной ядерной силой.

В этой картине существенно то, что в точности такой же механизм при энергиях соударения выше порога двухпионного рождения должен приводить к неупругим процессам испускания легкого скалярного σ -мезона типа

$$p + n \rightarrow D^* \rightarrow d + \sigma \rightarrow d + (\pi\pi)_0.$$

Тогда в реакциях двухпионного рождения в скаляр-изоскалярном канале должен проявляться сильно перенормированный промежуточный σ -мезон.

В действительности околопороговое усиление в сечениях двухпионного рождения в скаляр-изоскалярном канале в NN -, Nd - и dd -соударениях было экспериментально обнаружено еще в 1960-е гг. и с тех пор известно как АВС-эффект [52]. Недавние высокоточные эксперименты по 2π -рождению не только подтвердили существование выраженного АВС-эффекта, но и однозначно связали его появление с рождением промежуточного изоскалярного дибариона $d^*(2380)$ [19, 53]. Однако конкретный механизм распада дибариона, приводящий к АВС-усилению, оставался неясным. В работе [42] мы предложили

интерпретацию АВС-эффекта как следствия излучения перенормированного σ -мезона из возбужденного дибариона и показали, что такая интерпретация хорошо согласуется с экспериментальными данными [19]. Тем самым было получено сильное указание правильности дибарионного механизма NN -взаимодействия через образование промежуточного $6q$ -мешка, одетого полем скалярных σ -мезонов³).

3. ОПИСАНИЕ NN -РАССЕЯНИЯ, ИНДУЦИРОВАННОГО ОДНИМ СОСТОЯНИЕМ ВО ВНУТРЕННЕМ КАНАЛЕ

Ниже мы рассмотрим двухканальную модель NN -взаимодействия с одним комплексным полюсом. Она соответствует физической картине NN -рассеяния, управляемого во внешнем канале обычным однопионным обменом (One Pion Exchange — OPE), а во внутреннем канале — одним собственным шестикварковым состоянием с комплексной энергией. Основное отличие предлагаемой здесь модели от той, что была представлена ранее в работах [37, 38], состоит в возможности рассматривать одновременно упругое и неупругое NN -рассеяние благодаря наличию мнимой части у энергии внутреннего $6q$ -состояния. Подчеркнем, что мнимая часть собственной энергии этого $6q$ -состояния соответствует учету только неупругих (не двухнуклонных) мод его распада, например, $NN\pi$, $NN\pi\pi$ и др. Таким образом, мы рассматриваем простую двухканальную модель, в которой первый канал отвечает периферическому OPE-взаимодействию, а второй — одному дибарионному резонансу с комплексным собственным значением E_D .

Полный гамильтониан такой системы имеет вид:

$$H = \begin{pmatrix} h_{NN} & \lambda_1 |\phi\rangle \langle \alpha| \\ \lambda_1 |\alpha\rangle \langle \phi| & E_D |\alpha\rangle \langle \alpha| \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь гамильтониан $h_{NN} = h_{NN}^{(0)} + V_{NN}$ определяет взаимодействие во внешнем NN -канале, которое, как мы предполагаем, исчерпывается однопионным обменом, т.е.

$$V_{NN} = \frac{f_\pi^2}{m_\pi^2} \frac{1}{q^2 + m_\pi^2} \left(\frac{\Lambda_{\pi NN}^2 - m_\pi^2}{\Lambda_{\pi NN}^2 + q^2} \right)^2 \times \quad (2)$$

$$\times (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q}) \frac{(\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2)}{3},$$

³Отметим по контрасту, что никаких реальных доказательств рождения $\pi\pi$ -корреляции притягивающего типа в рамках традиционного подхода получено не было, несмотря на многолетние исследования многих групп.

где $m_\pi = (m_{\pi^0} + 2m_{\pi^\pm})/3$ и $\Lambda_{\pi NN}$ — параметр высокоимпульсного обрезания⁴). Гамильтониан внутреннего канала в (1) содержит собственную энергию дибарионного резонанса $E_D = E_0 - i\Gamma_{\text{inel}}/2$, мнимая часть которой определяется шириной распада резонанса в неупругие каналы Γ_{inel} . Также в формуле (1) мы ввели волновую функцию $|\alpha\rangle$ шестикваркового мешка (дибариона), формфактор $|\phi\rangle$ связи внешнего и внутреннего каналов и константу связи каналов λ_1 . Формфактор $|\phi\rangle$ суть матричный элемент перекрытия от произведения волновых функций двух нуклонов (полученных в рамках кварковой модели) и шестикварковой волновой функции дибариона в данной парциальной волне. Он является функцией относительного расстояния (или относительного импульса) в NN -канале, а также зависит от спина, изоспина, орбитального и полного углового моментов NN -системы. Для расчетов здесь мы используем простой гауссов формфактор с одним параметром r_0 [38].

Поскольку шестикварковый гамильтониан (1) переводит вектор состояния из дибарионного канала в канал, описывающий относительное движение двух нуклонов, и обратно, то удобно исключить из полной задачи шестикварковое пространство обычным методом исключения каналов [54], что дает эффективный гамильтониан в NN -канале, который зависит от энергии:

$$H_{\text{eff}}(E) = h_{NN} + \frac{\lambda_1^2 |\phi\rangle \langle \phi|}{E - E_D}. \quad (3)$$

Таким образом, полное взаимодействие в NN -канале состоит из потенциала однопионного обмена (2) и сепарабельного зависящего от энергии потенциала $\frac{\lambda_1^2 |\phi\rangle \langle \phi|}{E - E_D}$. Заметим, что полная амплитуда рассеяния, отвечающая сумме этих потенциалов, включает t -канальный обмен любым числом пионов (лестничного типа) и любое число NN -петель, причем внутри этих петель нуклоны также могут обмениваться любым числом пионов — см. рис. 4.

Поскольку основная часть эффективного гамильтониана (3) имеет сепарабельную форму, можно определить дополнительную t -матрицу рассеяния в представлении искаженных волн, отвечающих внешнему гамильтониану h_{NN} . Соответствующий оператор перехода имеет вид

$$t(E) = \frac{\lambda_1^2 |\phi\rangle \langle \phi|}{E + i0 - E_D - J_1(E)}, \quad (4)$$

⁴В расчетах мы используем усредненную пион-нуклонную константу связи $f_\pi^2/(4\pi) = 0.075$ и “мягкое” обрезание $\Lambda_{\pi NN} = 0.65$ ГэВ/с.

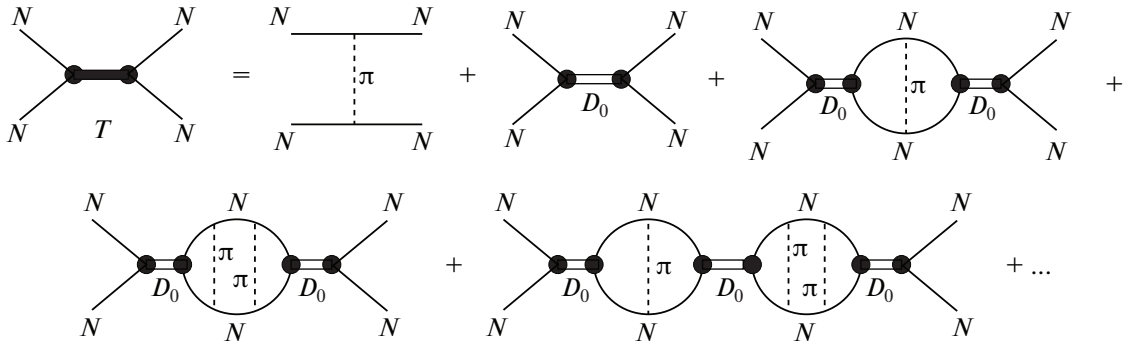


Рис. 4. Полная амплитуда рассеяния для нашей модели, включающая все возможные t -канальные пионные обмены и переходы во внутренний дибарионный канал.

где функция $J_1(E)$ пропорциональна матричному элементу от резольвенты внешнего гамильтониана $g_{NN}(E) \equiv [E + i0 - h_{NN}]^{-1}$:

$$J_1(E) = \lambda_1^2 \langle \phi | g_{NN}(E) | \phi \rangle. \quad (5)$$

Отметим, что мнимая часть этой функции может быть найдена в явном виде:

$$\text{Im} J_1(E) = -\pi \lambda_1^2 |\langle \phi | \psi(E) \rangle|^2, \quad (6)$$

где $|\psi(E)\rangle$ – собственная функция гамильтониана h_{NN} .

Из выражения для оператора перехода (4) легко получить формулу для полной S -матрицы:

$$S(E) = e^{2i\delta_0} \frac{E - E_D - \text{Re} J_1(E) + i \text{Im} J_1(E)}{E - E_D - \text{Re} J_1(E) - i \text{Im} J_1(E)}, \quad (7)$$

где δ_0 – фазовый сдвиг NN -рассеяния, управляемого потенциалом ОРЕ. В свою очередь, из формулы (7) находим фактор, пропорциональный сечению реакции:

$$1 - |S(E)|^2 = \frac{-2 \text{Im} J_1(E) \Gamma_{\text{inel}}}{(E - E_0 - \text{Re} J_1(E))^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_{\text{inel}} - 2 \text{Im} J_1(E))^2}. \quad (8)$$

Отсюда получается условие на перенормированное положение E_R одетого дибарионного резонанса относительно затравочного (“голого”) значения⁵⁾ E_0 :

$$E_R = E_0 + \text{Re} J_1(E_R), \quad (9)$$

⁵⁾ Более последовательно было бы называть дибарион во внутреннем канале “полуодетым” (“semi-dressed”), так как мнимая часть его собственной энергии уже учитывает все неупругие моды распада. Но в нашей модели исследуется одевание дибариона за счет связи с NN -каналом. С этой точки зрения исходный дибарион является “голым”.

а также выражение для перенормированной полной ширины в зависимости от энергии:

$$\Gamma(E) = \Gamma_{\text{inel}} - 2 \text{Im} J_1(E) = \Gamma_{\text{inel}} + 2\pi \lambda_1^2 |\langle \phi | \psi(E) \rangle|^2. \quad (10)$$

После нахождения положения одетого дибариона E_R из условия (9) полная ширина резонанса Γ_{th} находится по формуле (10) при $E = E_R$. Масса одетого дибариона M_{th} связана с энергией E_R соотношением⁶⁾ $M_{\text{th}} = 2\sqrt{m(E_R + m)}$, где m – масса нуклона.

Таким образом, функция $J_1(E)$ дает сдвиги реальной и мнимой частей энергии дибариона. Этот сдвиг положения резонанса возникает за счет связи исходного дибариона с внешним NN -каналом. При этом можно оценить вес распада дибариона в NN -канал в полной ширине распада:

$$w = \frac{\Gamma_{\text{th}} - \Gamma_{\text{inel}}}{\Gamma_{\text{th}}} = \frac{2\pi \lambda_1^2 |\langle \phi | \psi(E_R) \rangle|^2}{\Gamma(E_R)}. \quad (11)$$

Для эффективного учета неупругих процессов, а также для описания порогового поведения сечения реакции следует ввести зависимость ширины “затравочного” резонанса Γ_{inel} от энергии. Основным неупругим процессом для рассматриваемых в этой работе изовекторных NN -каналов является однопионное рождение. В свою очередь, доминирующий вклад в ширину распада изовекторных дибарионов дает трехчастичный канал $D \rightarrow \pi NN$ (двухчастичный канал $D \rightarrow \pi d$ дает вклад $\lesssim 30\%$ [56] и имеет

⁶⁾ Здесь мы используем метод “минимального” учета релятивистских поправок (см., например, работу [55]), при котором сохраняется связь $E = k^2/m$ между энергией E , входящей в соотношения для S -матрицы и эффективного гамильтониана, и относительным импульсом пары нуклонов k , однако импульс k находится из лабораторной энергии соударения по релятивистской формуле $k = \sqrt{m T_{\text{lab}}}/2$. Тогда $T_{\text{lab}} = 2E$ и полная инвариантная энергия $\sqrt{s} = 2\sqrt{m(E + m)}$.

аналогичное пороговое поведение). Соответствующая неупругая ширина распада дибариона может быть представлена следующим образом:

$$\Gamma_D(\sqrt{s}) = \begin{cases} 0, & \sqrt{s} \leq E_{\text{thr}}; \\ \Gamma_0 \frac{F(\sqrt{s})}{F(M_0)}, & \sqrt{s} > E_{\text{thr}} \end{cases}, \quad (12)$$

где \sqrt{s} – полная инвариантная энергия распадающегося резонанса, M_0 – масса голого дибариона, $E_{\text{thr}} = 2m + m_\pi$ – порог распада, а Γ_0 определяет ширину распада в дибарионном полюсе.

Функция $F(\sqrt{s})$, учитывающая распад дибариона по каналу $D \rightarrow \pi NN$, где вылетающий пион имеет орбитальный угловой момент l_π , а NN -пара – L_{NN} , может быть параметризована с помощью эмпирической формулы

$$F(\sqrt{s}) = \frac{1}{s} \int_{2m}^{\sqrt{s}-m_\pi} dM_{NN} \times \quad (13)$$

$$\times \frac{q^{2l_\pi+1} k^{2L_{NN}+1}}{(q^2 + \Lambda^2)^{l_\pi+1} (k^2 + \Lambda^2)^{L_{NN}+1}},$$

где $q(M_{NN}) = \sqrt{(s - m_\pi^2 - M_{NN}^2)^2 - 4m_\pi^2 M_{NN}^2} / 2\sqrt{s}$ – импульс пиона в общей с.ц.и., $k(M_{NN}) = \frac{1}{2} \sqrt{M_{NN}^2 - 4m^2}$ – импульс нуклона в с.ц.и. конечной NN -системы с инвариантной массой M_{NN} , а Λ – параметр высокоимпульсного обреза, препятствующий нефизическому росту ширины при высоких энергиях. Орбитальные моменты l_π и L_{NN} могут принимать различные значения, однако их сумма ограничена условием сохранения полного углового момента и четности при распаде. Конкретные значения параметров l_π , L_{NN} и Λ фиксировались из условия наилучшего описания фазовых сдвигов рассеяния в данном частичном NN -канале (см. разд. 4 и 5). Важно отметить, что эти параметры влияют прежде всего на околупороговое поведение неупругих фазовых сдвигов и используются для “точной настройки” модели, в то время как основные результаты, полученные в настоящей работе, гораздо более чувствительны к значениям массы и ширины затравочного (“голового”) дибариона.

Таким образом, мы сформулировали простую модель связи внешнего (в нашем случае управляемого ОРЕ-взаимодействием) NN -канала и внутреннего (дибарионного) канала и показали, что комплексная энергия исходного (“голового”) дибариона перенормируется за счет связи с NN -каналом, в результате чего возникают масса и ширина полностью одетого дибариона. Графически этот механизм взаимодействия можно представить в виде последовательности диаграмм, показанных на рис. 3. Такой ряд диаграмм фактически отвечает

уравнению Дайсона для одетой частицы в теории поля.

4. ИЗОВЕКТОРНЫЕ NN -КАНАЛЫ БЕЗ ОТТАЛКИВАЮЩЕГО КОРА

В этом разделе мы рассмотрим в качестве примера изовекторные парциальные каналы NN -рассеяния 3P_2 , 1D_2 и 3F_3 , в которых эмпирические фазовые сдвиги не демонстрируют явно поведения, характерного для отталкивающего кора на малых расстояниях, по крайней мере, вплоть до относительно больших энергий соударения $T_{\text{lab}} \simeq 800$ МэВ⁷⁾. Эти каналы были выбраны также по той причине, что в них достаточно надежно установлено существование дибарионных резонансов, параметры которых довольно хорошо известны и могут быть использованы для тестирования нашей модели⁸⁾.

В действительности, самый важный момент в приводимых ниже результатах заключается в близком согласии масс и ширин одетых дибарионов, полученных при подгонке фазовых сдвигов NN -рассеяния в нашей модели, с параметрами экспериментально найденных дибарионов в соответствующих парциальных каналах (см. работы [17, 22, 56–62]).

Для представления парциальных амплитуд мы используем ниже параметризацию Арндта для K -матрицы [55, 63], которая в случае одноканального рассеяния имеет простой вид:

$$K = \text{tg } \delta + i \text{tg}^2 \rho, \quad (14)$$

где δ – действительный фазовый сдвиг, а ρ – параметр, связанный с неупругостью, который мы будем для простоты называть мнимым фазовым сдвигом.

4.1. Канал 3P_2

Эмпирические фазовые сдвиги NN -рассеяния в канале 3P_2 , найденные группой из Вашингтонского университета (SAID), не проявляют никаких признаков отталкивающего кора и все время остаются положительными вплоть до энергий $T_{\text{lab}} \simeq 1000$ МэВ. Это явно указывает, что в данном

⁷⁾ Тот факт, что при более высоких энергиях упругие фазовые сдвиги в этих каналах становятся отрицательными, является следствием появления большой мнимой части фазовых сдвигов, что можно интерпретировать как сильное отталкивание.

⁸⁾ Изоскалярные каналы (в частности, канал 3D_3 , в котором точно установлено рождение дибарионного резонанса $d^*(2380)$ [18–20]) будут рассмотрены в нашей следующей работе.

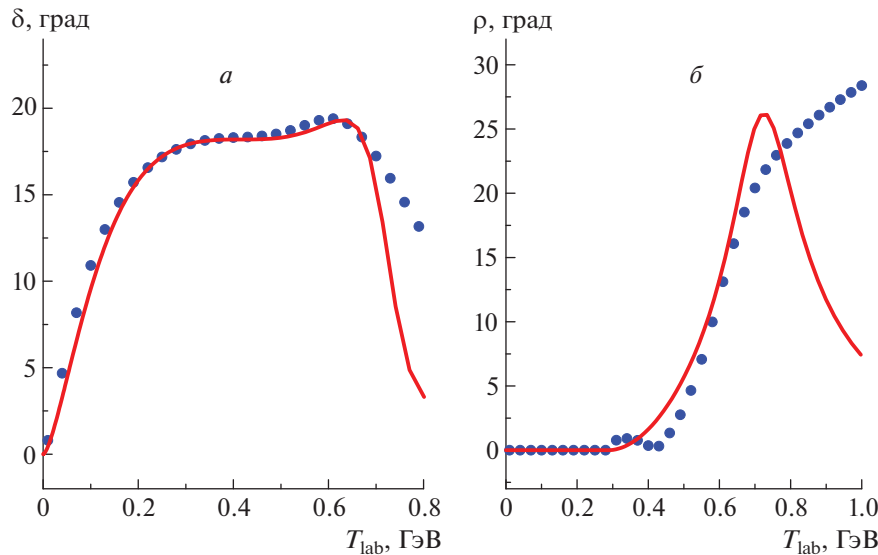


Рис. 5. Действительные δ (а) и мнимые ρ (б) парциальные фазовые сдвиги в канале 3P_2 , найденные в дибарионной модели (сплошные кривые) в сравнении с данными парциально-волнового анализа SAID (точки).

канале традиционный отталкивающий кор не играет решающей роли и основной механизм NN -взаимодействия отвечает довольно сильному притяжению.

Мы попробовали смоделировать это притяжение одним дибарионным полюсом в эффективном гамильтониане NN -взаимодействия (3), варьируя комплексную энергию дибариона E_D и вещественную константу связи λ_1 внешнего и внутреннего каналов.

Реальные парциальные фазовые сдвиги δ и параметры ρ для канала 3P_2 приводятся⁹⁾ на рис. 5 в сравнении с данными SAID [63]. В этих расчетах были использованы параметры эффективного потенциала (3) $\lambda_1 = 0.065$ ГэВ и $r_0 = 0.71$ фм. Полная ширина дибариона была параметризована в виде (12), (13) со следующими параметрами: $\Gamma_0 = 0.096$ ГэВ, $l_\pi = 2$, $L_{NN} = 0$ и $\Lambda = 0.3$ ГэВ/ c .

Из рисунка видно, что, хотя наша модель приводит к немного переоцененным мнимым фазам ρ , она позволяет весьма хорошо описать реальные и мнимые фазовые сдвиги до энергий $T_{\text{lab}} \sim 0.6$ ГэВ. Здесь важно подчеркнуть, что описание как вещественных, так и мнимых фазовых сдвигов в этом канале было получено с одними и теми же параметрами “голого” дибариона.

Используя теперь явно условие (9) и выражение (10), мы нашли следующие параметры для

⁹⁾Триплетный канал 3P_2 связан тензорным взаимодействием с каналом 3F_2 . Однако в рассматриваемом диапазоне энергий (до 700 МэВ) реальные и мнимые фазовые сдвиги в канале 3F_2 , а также угол смешивания ϵ_2 малы, поэтому здесь эта связь не учитывается.

одетого дибариона в канале 3P_2 :

$$M_{\text{th}}({}^3P_2) = 2.23 \text{ ГэВ}, \quad \Gamma_{\text{th}}({}^3P_2) = 0.15 \text{ ГэВ}. \quad (15)$$

Эти значения нужно сравнить с соответствующими эмпирическими параметрами 3P_2 -дибариона, найденными в недавних экспериментах коллаборации ANKE-COSY [22]¹⁰⁾:

$$M_{\text{exp}}({}^3P_2) = 2.197(8) \text{ ГэВ}, \quad (16)$$

$$\Gamma_{\text{exp}}({}^3P_2) = 0.130(21) \text{ ГэВ}.$$

Как мы видим, масса и ширина одетого дибариона в канале 3P_2 оказываются весьма близкими к массе и ширине экспериментально найденного 3P_2 -дибариона (с учетом экспериментальных погрешностей).

Поскольку никаких иных предположений о характере взаимодействия в этом канале, кроме очевидного наличия потенциала однопионного обмена, вклад которого весьма мал, мы не делали, полученные результаты прямо указывают на доминирующий дибарионный механизм основного NN -взаимодействия в этом канале.

Здесь важно отметить, что аналогичный вывод о доминировании дибарионного механизма в неупругом NN -взаимодействии в канале 3P_2 был сделан нами при анализе базовой реакции однопионного рождения $pp \rightarrow d\pi^+$ при энергиях от порога до 800 МэВ [44]. В рамках феноменологической модели, учитывающей как традиционные мезон-обменные механизмы (с умеренными значениями

¹⁰⁾В скобках указана статистическая погрешность в последней значащей цифре.

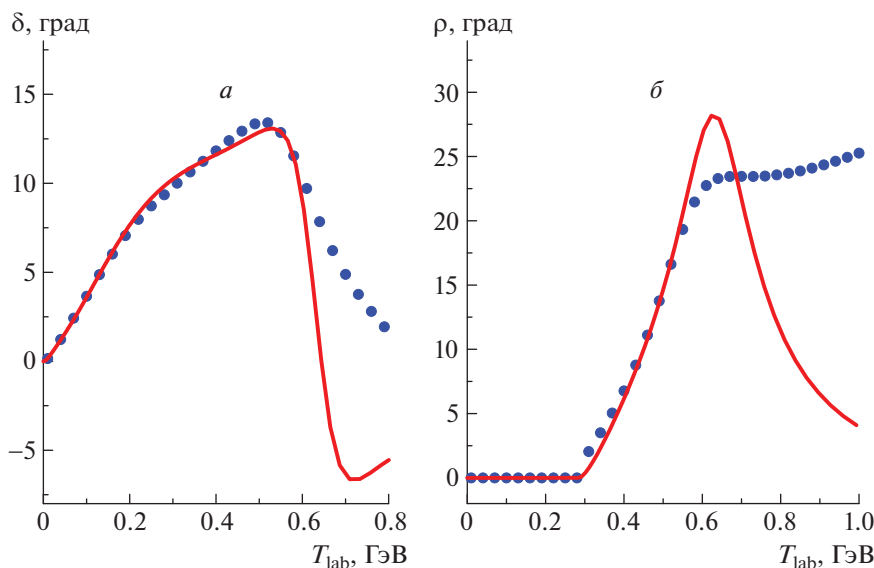


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но для канала 1D_2 .

параметров обрезания в вершинах, согласованными с данными по πN -рассеянию), так и дибарионные вклады, было показано, что изовекторные дибарионные резонансы в лидирующих парциальных волнах данной реакции (1D_2 , 3F_3 , 3P_2) играют очень важную роль в описании ее основных характеристик, включая поведение сложных поляризационных наблюдаемых. При этом взаимодействие в канале 3P_2 практически полностью определяется дибарионным вкладом, тогда как традиционный механизм возбуждения Δ -изобары играет в этом канале очень незначительную роль¹¹⁾. Важно подчеркнуть, что параметры 3P_2 -дибариона, найденные нами в работе [44], также оказались очень близки к экспериментальным [22]. Таким образом, результаты настоящей работы не только подтверждают вывод о доминировании 3P_2 -дибариона в неупругом NN -взаимодействии вплоть до энергий $T_{\text{lab}} \simeq 600$ МэВ, но, что еще более важно, позволяют сделать вывод об определяющей роли этого резонанса также и в упругом NN -рассеянии в той же области энергий.

4.2. Канал 1D_2

Совершенно аналогичное рассмотрение NN -рассеяния в канале 1D_2 приводит к результатам, показанным на рис. 6а и 6б для действительного и мнимого фазовых сдвигов соответственно. В этих расчетах использовались параметры потенциала

¹¹⁾При других конечных состояниях, отличных от $d\pi$, вклад Δ -изобарного механизма может быть больше, однако это не меняет качественных выводов о роли дибарионного механизма.

$\lambda_1 = 0.048$ ГэВ и $r_0 = 0.82$ фм. При этом параметры ширины “голого” дибариона были выбраны следующие: $\Gamma_0 = 0.08$ ГэВ, $l_\pi = 0$, $L_{NN} = 1$ и $\Lambda = 0.2$ ГэВ/с.

В канале 1D_2 мнимые фазовые сдвиги снова оказываются немного переоцененными вблизи положения дибарионного полюса. Однако их поведение от порога до энергий порядка 550 МэВ, так же, как и поведение реальных фазовых сдвигов при энергиях от нуля до 600 МэВ, воспроизводится почти количественно.

Из условий (9) и (10) были найдены следующие параметры одетого дибариона для канала 1D_2 :

$$M_{\text{th}}({}^1D_2) = 2.18 \text{ ГэВ}, \quad \Gamma_{\text{th}}({}^1D_2) = 0.11 \text{ ГэВ}, \quad (17)$$

которые также оказались довольно близкими к экспериментальным значениям, найденным в ряде работ [17, 58–62] (см. также сводные таблицы параметров дибарионов в обзоре [56]).

Следует отметить, что, как уже давно известно, в парциальной волне 1D_2 очень сильна связь NN -канала с $N\Delta$ -каналом, поскольку система $N\Delta$ здесь рождается в S -волне (в состоянии 5S_2), и эта связь определяет большую часть неупругости в этом канале. Поскольку мы эффективно (через ширину исходного “полуодетого” дибариона) учитываем связь с $N\Delta$ -каналом резонансного (s -канального) типа, то описание неупругого рассеяния воспроизводится только вплоть до энергий столкновения, отвечающих массе 1D_2 -дибариона. При более высоких энергиях связь с $N\Delta$ -каналом обусловлена в основном t -канальным однопионным обменом, поэтому выше $T_{\text{lab}} \simeq 600$ МэВ неупругое рассеяние уже не описывается нашей

простой моделью. Тем не менее, почти количественное описание как действительной (упругой), так и мнимой (неупругой) частей фазовых сдвигов (с одними и теми же параметрами исходного дибариона) вплоть до энергий $T_{\text{lab}} \simeq 600$ МэВ явно указывает на доминирование дибарионного механизма взаимодействия в данном парциальном канале, по крайней мере, в этой области энергий.

Важная роль 1D_2 -дибариона была ранее установлена нами в реакциях одно- и двухпионного рождения в NN -соударениях [43, 44]. В частности, было показано, что, хотя t -канальное возбуждение системы $N\Delta$ дает существенный вклад в этой парциальной волне, без учета дибарионного механизма все же не удается количественно описать сечение реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ при энергиях в окрестности резонансного пика ($T_{\text{lab}} \sim 600$ МэВ). Подчеркнем здесь, что результаты настоящей работы демонстрируют определяющее влияние дибариона не только вблизи массовой поверхности, но и далеко за ее пределами, причем как для неупругого, так и для упругого NN -взаимодействия.

4.3. Канал 3F_3

В изовекторном канале 3F_3 наличие дибарионного резонанса с массой $M(^3F_3) \simeq 2.26$ ГэВ было установлено в эксперименте еще в 1977 г. [57]. Также было найдено, что в этом NN -канале имеется очень большая неупругость. Здесь снова возникает интересный вопрос: в какой степени указанный 3F_3 -резонанс влияет на упругое и неупругое рассеяние в этом канале? На первый взгляд кажется, что заметный вклад дибариона можно увидеть в основном при энергиях, близких к положению резонанса. Однако, вообще говоря, влияние s -канального дибарионного обмена в NN -рассеянии должно проследиваться далеко от массовой поверхности, — и мы уже видели это на примере других парциальных волн.

На рис. 7а и 7б показаны действительная и мнимая части фазовых сдвигов в канале 3F_3 в сравнении с данными парциально-волнового анализа SAID. Здесь в расчетах снова была использована энергозависящая ширина резонанса (12), (13) с параметрами $\Gamma_0 = 0.15$ ГэВ, $l_\pi = 0$, $L_{NN} = 2$ и $\Lambda = 0.1$ ГэВ/с. При этом были взяты следующие параметры потенциала: $\lambda_1 = 0.065$ ГэВ и $r_0 = 0.5$ фм.

Из рис. 7 ясно видно, что и в этом канале модель с единственным дибарионным полюсом (в сочетании с простым взаимодействием ОРЕ во

внешнем канале¹²⁾) воспроизводит почти количественно упругие фазовые сдвиги при энергиях от нуля до 800 МэВ. Также хорошо воспроизводится поведение мнимой фазы ρ от неупругого порога вплоть до энергий порядка 700 МэВ. Более того, в этом канале мнимые фазовые сдвиги вблизи резонансного полюса не являются переопределенными, как в других каналах. Все эти результаты ясно говорят о доминировании дибарионного механизма в упругом и неупругом NN -взаимодействии в канале 3F_3 при энергиях вплоть до $T_{\text{lab}} \simeq 700$ –800 МэВ, причем в этом канале дибарион проявляется очень четко (в частности, резонансное поведение можно увидеть даже в упругом фазовом сдвиге).

Для 3F_3 -дибариона мы снова получили хорошее согласие массы и ширины, найденных в нашей модели, с экспериментальными значениями [56–62] (хотя существующие данные имеют довольно большой разброс). Результаты для параметров дибарионов, представленные в данном разделе, в сравнении с экспериментальными данными, приведены в табл. 1.

Важно также отметить, что для всех трех рассмотренных здесь дибарионов отношение ширины распада в NN -канал к полной ширине, определяемое формулой (11), составляет 10–20%, что согласуется с предыдущими оценками [56, 59–62].

Таким образом, мы нашли, что во всех рассмотренных изовекторных каналах рождение промежуточного (экспериментально установленного) дибариона в значительной степени определяет как упругое, так и неупругое NN -рассеяние при энергиях от нуля до 600–800 МэВ, т.е. в том числе далеко от той области, где соответствующий резонанс выходит на массовую поверхность.

5. КАНАЛЫ С ОТТАЛКИВАЮЩИМ КОРОМ: КАНАЛ 1S_0

В этом канале, как хорошо известно, ясно проявляется отталкивающий кор на малых расстояниях, что приводит к отрицательным фазовым сдвигам, начиная с энергий соударения $T_{\text{lab}} \simeq 250$ МэВ. Дибарионная модель для S -волнового NN -взаимодействия предсказывает доминирующую шестикварковую конфигурацию со смешанной симметрией $[s^4 p^2]_{xLST}$, с двумя осцилляторными квантами возбуждения [37, 38, 41]. При проектировании этой шестикварковой конфигурации в NN -канал возникает функция относительного движения двух нуклонов $\chi(R)$ с внутренним

¹²⁾Поскольку при низких энергиях фаза δ очень мала и полностью определяется потенциалом ОРЕ, здесь возникает ее большая чувствительность к параметру обрезания $\Lambda_{\pi NN}$. В расчетах для канала 3F_3 использовалось значение $\Lambda_{\pi NN} = 0.5$ ГэВ.

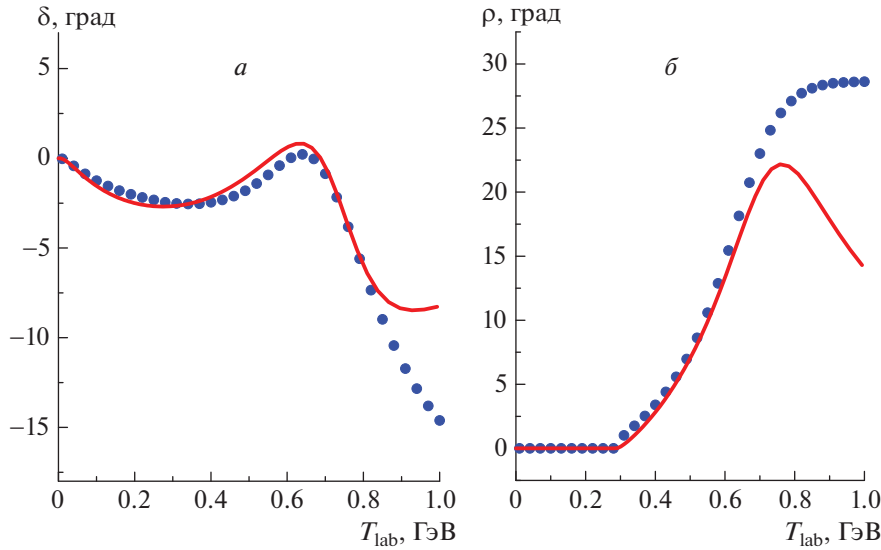


Рис. 7. То же, что и на рис. 5, но для канала 3F_3 .

Таблица 1. Параметры “голых” (M_0, Γ_0) и одетых (M_{th}, Γ_{th}) дибарионов (в ГэВ) для трех изовекторных NN -каналов в сравнении с их экспериментальными значениями, взятыми из работ [22] (3P_2) и [56] (${}^1D_2, {}^3F_3$)

${}^{2S+1}L_J$	M_0	Γ_0	M_{th}	Γ_{th}	M_{exp}	Γ_{exp}
3P_2	2.21	0.096	2.23	0.15	2.197(8)	0.130(21)
1D_2	2.168	0.08	2.18	0.11	2.14–2.18	0.05–0.1
3F_3	2.23	0.15	2.22	0.17	2.20–2.26	0.1–0.2

узлом. Очень важно, что этот узел оказывается практически на том же месте ($r_{NN} \sim 0.5$ фм), что и традиционный отталкивающий кор, и, кроме того, он практически не меняет своего положения с ростом энергии соударения (см. рис. 1). Таким образом, этот стационарный узел очень точно передает эффекты сильного отталкивающего кора в NN -рассеянии.

В дибарионной модели [37, 38, 41] появление такого стационарного узла обеспечивает дополнительный проектор в NN -потенциале вида

$$V_{гер} = \lambda |\phi_0\rangle \langle \phi_0|, \quad (18)$$

где $\lambda \rightarrow \infty$, а $|\phi_0\rangle \langle \phi_0|$ — проектор на полностью симметричную шестикварковую конфигурацию $|s^6[6]\rangle$, исключаемую из пространства модели благодаря ее явной малости по сравнению с доминирующей конфигурацией смешанной симметрии. Таким образом, в случае S - и ряда P -волн (${}^3P_0, {}^3P_1$ и 1P_1), где ясно проявляется отталкивающий кор, эффективный гамильтониан (3) следует дополнить ортогонализирующим псевдопотенциалом (18) с большой положительной константой связи λ .

К счастью, эта модификация не добавляет к нашей модели никаких свободных параметров, так

что число варьируемых параметров остается минимальным. В итоге, варьируя комплексную энергию только одного дибарионного полюса, мы находим весьма удовлетворительное описание как действительной, так и мнимой частей фазового сдвига NN -рассеяния в канале 1S_0 в очень большом энергетическом интервале — от нуля до 1200 МэВ (см. рис. 8а и 8б).

Из представленных результатов ясно следует поразительный факт, что, как и в случаях, рассмотренных выше (но в еще более широкой области энергий!), описание синглетных фазовых сдвигов в канале 1S_0 в основном определяется всего одним дибарионным полюсом. Однако одетый дибарион в этом канале получается очень широким. Поэтому более корректно определять его положение не из условия (9) на вещественной оси, а из условия полюса S -матрицы (7) в комплексной плоскости:

$$Z - E_D - J_1(Z) = 0. \quad (19)$$

В этом случае для параметров “голого” дибариона¹³⁾ $M_0 = 2.364$ ГэВ и $\Gamma_0 = 0.044$ ГэВ получаются

¹³⁾ В расчетах были использованы параметры потенциала

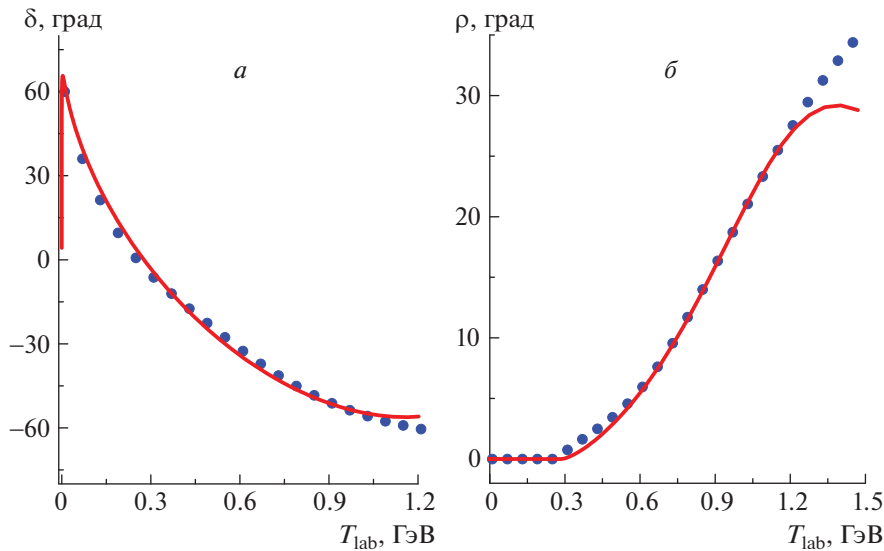


Рис. 8. То же, что и на рис. 5, но для канала 1S_0 .

следующие параметры одетого дибариона:

$$M_{\text{th}}(^1S_0) = 2.59 \text{ ГэВ}, \quad \Gamma_{\text{th}}(^1S_0) = 0.63 \text{ ГэВ}. \quad (20)$$

Следует отметить, что это означает существование второго высоколежащего дибариона в канале 1S_0 в дополнение к окологороговому 1S_0 -дибариону (синглетному дейтрону), предсказанному Дайсоном и Ксуонгом [16] много лет назад. Интересно, что анализ найденной нами S -матрицы NN -рассеяния в этом канале ясно указывает и на присутствие полюса синглетного дейтрона вблизи NN -порога (этот полюс находится при энергии примерно -70 кэВ на нефизическом листе), который не закладывался в исходный потенциал взаимодействия, но получился автоматически при включении связи NN - и дибарионных каналов.

6. ДИСКУССИЯ: РОЛЬ ДИБАРИОНОВ В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

В этом разделе мы кратко обсудим ту важную роль, которую дибарионные резонансы играют в ядерной физике в целом. В этом проявляется основное отличие шестикварковых дибарионных резонансов от других мультикварковых экзотических состояний, таких, как тетра- и пентакварки, которые не играют существенной роли в ядерной физике.

$\lambda_1 = 1.184$ ГэВ, $r_0 = 0.51$ фм и параметры ширины дибариона $l_\pi = 1$, $l_{NN} = 0$ и $\Lambda = 0.4$ ГэВ/с.

6.1. Несжимаемость (постоянство плотности) ядерной материи

Как хорошо известно, плотность материи внутри всех ядер, начиная примерно с $A = 25$, является в среднем одинаковой, не считая локальных флуктуаций, обусловленных оболочечными эффектами. Иными словами, ядерная материя как таковая оказывается практически несжимаемой, несмотря на мощные силы притяжения между нуклонами, которые не позволяют ядру разлететься на составляющие части. Хотя имеющиеся сегодня модели ядер объясняют эту несжимаемость “де факто”, т.е. в конкретных расчетах, общей идеи о причинах такого поведения материи до сих пор нет. Дибарионная концепция может дать здесь вполне естественное (по крайней мере, качественное) объяснение, которое позволяет одновременно проинтерпретировать целый ряд экспериментальных результатов, пока не нашедших объяснения в рамках традиционных моделей.

Как было показано нами на примере точных расчетов ядер ^3H и ^3He в рамках дибарионной модели [40], благодаря узловому поведению радиальных волновых функций в S - и P -волнах, средняя кинетическая энергия нуклонов в системе сильно растет по сравнению с традиционными моделями сил (примерно в 3 раза в трехнуклонных ядрах [40]). Этот рост при неизменной полной энергии сопровождается ростом (по абсолютной величине) и средней потенциальной энергии притяжения нуклонов, т.е. ядерная материя оказывается как бы намного сильнее нагрета и намного сильнее сжата огромными силами притяжения, индуцированными рождением промежуточных дибарионных резонансов. Это означает, что кинетическое давление такой материи при выключении мощных сил притяжения

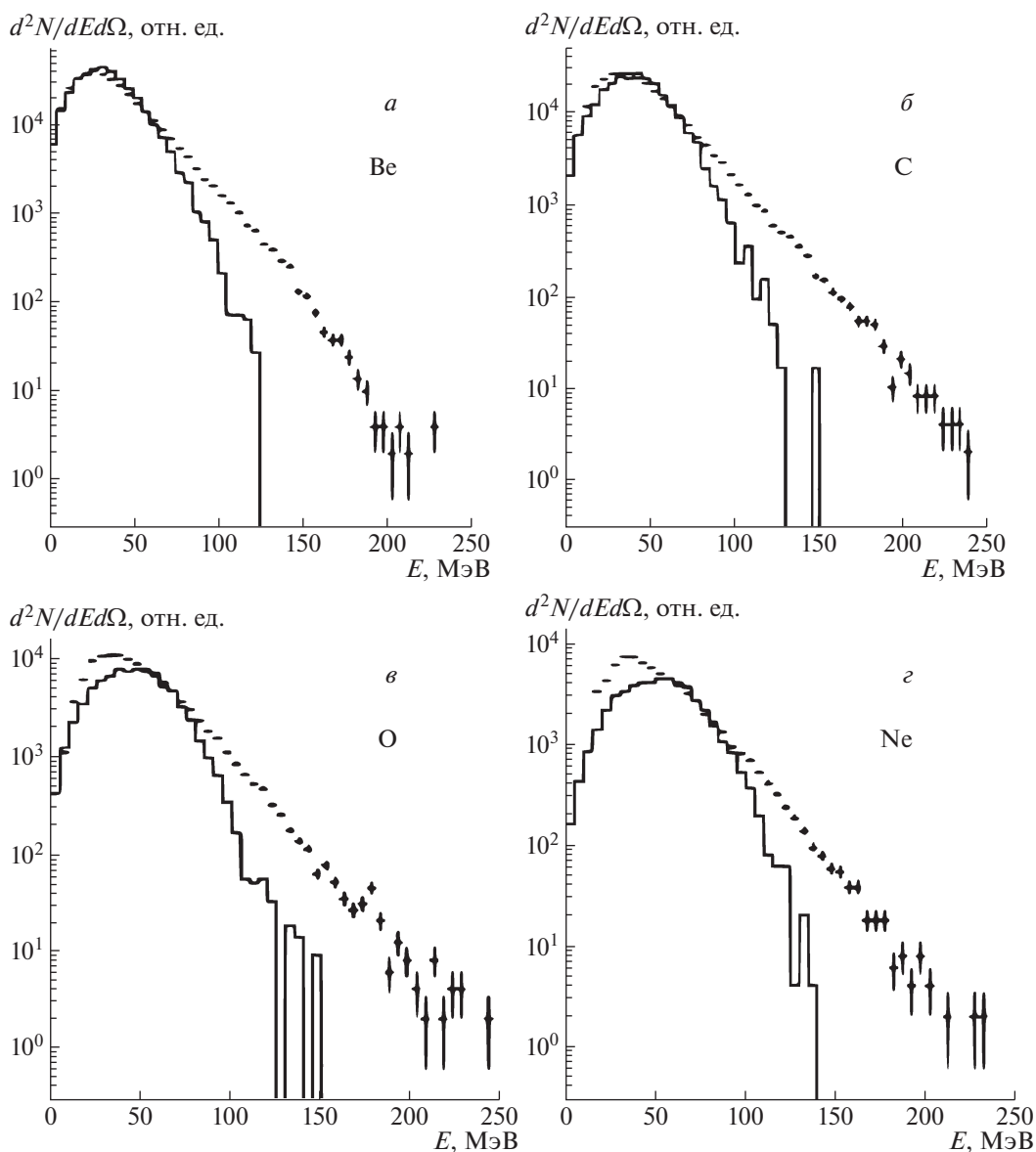


Рис. 9. Энергетические спектры различных ядерных фрагментов, вылетающих в поперечной плоскости (в с.п.и.) из ядра-мишени при его бомбардировке быстрыми дейтронами. Крестики — данные [66] для ядер бериллия (*а*), углерода (*б*), кислорода (*в*) и неона (*г*). Сплошные кривые — результаты теоретических расчетов, учитывающих как испарительные, так и высокоимпульсные процессы. Рисунок взят из работы [66].

будет очень сильным. Но поскольку реальное давление на поверхность ядра отсутствует (или оно очень мало), то возникает следующая аналогия с обычной водой.

Известно, что вода плохо сжимаема, т.е. имеет почти постоянную плотность в большом интервале давлений. Причиной этого является высокое внутреннее давление, т.е. то давление, которое оказывала бы вода при данной температуре на стенки сосуда, если убрать силы притяжения между молекулами. Это внутреннее давление достигает при комнатной температуре огромной величины — более 14000 атм. И в реальности оно почти полностью

компенсируется силами притяжения между молекулами воды, так что результирующее давление на стенки очень мало. Ясно, что любое внешнее давление, много меньшее 14000 атм, практически не будет влиять на внутреннее состояние воды, что и означает ее практическую несжимаемость. Аналогичная картина возникает и в ядерной материи при ее рассмотрении в рамках дибарионной концепции. “Внутреннее кинетическое давление” нуклонов в ней настолько сильное, что любое внешнее давление будет слабо влиять на состояние такой материи.

Попутно отметим, что, согласно имеющимся

расчетам, уравнение состояния вещества внутри нейтронной звезды должно быть намного жестче, т.е. зависимость давления от плотности должна быть намного более “крутой”, чем дают традиционные модели ядерной материи [64, 65]. Очевидно, что жесткое уравнение состояния как раз и означает плохую сжимаемость ядерной материи.

Возникает вопрос: можно ли как-то подтвердить этот вывод экспериментально? В качестве ответа мы приведем здесь очень яркие результаты относительно недавних экспериментов, выполненных Карнауховым с сотр. в ОИЯИ [66], по фрагментации различных ядер на фрагменты от ${}^9\text{Be}$ до ${}^{36}\text{Ar}$ под действием высокоэнергетического пучка дейтронов (см. рис. 9а–9г, где показаны данные для ядер-фрагментов от ${}^9\text{Be}$ до ${}^{20}\text{Ne}$).

На этих рисунках показаны энергетические (импульсные) распределения ядерных фрагментов, вылетающих из ядра-мишени в поперечной плоскости при облучении пучком релятивистских дейтронов. На всех приведенных рисунках ясно видно, что традиционная теория хорошо описывает низкоэнергетическую (испарительную) часть распределений фрагментов и совершенно не описывает их высокоэнергетическую часть. Т.е. под действием пучка быстрых дейтронов в ядре-мишени высвобождается намного больше высокоэнергетических фрагментов, чем это следует из традиционной теории ядерной материи. Эти результаты могут служить хорошим подтверждением резко усиленной внутренней кинетической энергии нуклонов в ядрах, что и следует из дибарионной модели.

Так же естественно на основе дибарионной концепции ядерных сил объясняется и насыщение энергии связи в ядрах.

6.2. Кулоновские энергии изобар-аналоговых состояний в ядрах

Гипотеза о присутствии в ядрах дибарионных резонансов с вероятностью около 10% позволяет, по всей видимости, объяснить известную аномалию Нолена–Шиффера для кулоновских сдвигов энергий изобар-аналоговых состояний. Эта аномалия заключается в том, что экспериментальные значения кулоновских разностей энергий для изобар-аналоговых состояний ядер по всей периодической системе элементов систематически завышены примерно на 15% по сравнению с теоретическими оценками, полученными на основе известных моделей ядра [67]. Иначе говоря, теория недооценивает примерно на 15% кулоновские сдвиги энергий для всех изобар-аналоговых состояний в ядрах. Это означает, что на самом деле средние расстояния в

паре внешних протонов (или нейтронов) в изобар-аналоговых состояниях несколько меньше, чем предсказывают основные ядерные модели.

По существу тот же парадокс имеется для кулоновской разности энергий $\Delta E_C = E_B({}^3\text{He}) - E_B({}^3\text{H})$ пары легчайших зеркальных изотопов ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$. Точные фаддеевские расчеты дают значение кулоновской разности $\Delta E_C \simeq 630$ кэВ, тогда как ее экспериментальное значение равно 760 кэВ. Долгие годы это расхождение оставалось необъясненным. Относительно недавно правдоподобное объяснение этого парадокса было предложено в работах Бохумской группы [68], где было показано, что экспериментальное значение ΔE_C можно получить в строгой теории, если принять значение длины nn -рассеяния $a_{nn} = -18.9$ фм, что больше (по абсолютной величине) хорошо известной “ядерной” длины pp -рассеяния $a_{pp} = -17.3$ фм. Тогда энергия связи ядра ${}^3\text{H}$ становится немного больше, чем при равных длинах рассеяния $a_{nn} = a_{pp}$, и ΔE_C увеличивается так, что становится равной своему экспериментальному значению. Однако недавние эксперименты по трехчастичному развалу $n + d \rightarrow (nn)_0 + p$ [69] дали другое значение длины nn -рассеяния, $a_{nn} = -16.5$ фм, и если принять это значение a_{nn} , то для кулоновской разности получается противоположный эффект: расхождение с экспериментальным значением еще больше увеличивается.

Возможный выход из этой ситуации дает представленная в настоящей работе дибарионная концепция ядерных сил, которая предсказывает, что при наличии дибарионов в ядрах должна неизбежно возникать новая трехчастичная сила [40], обусловленная обменом легким скалярным σ -мезоном между дибарионом и третьим нуклоном. Проведенные нами точные расчеты ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ [40] ясно показали, что новая теория приводит к количественному объяснению кулоновской разности энергий зеркальных ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, благодаря эффективному уменьшению среднего расстояния между протонами в ${}^3\text{He}$ или между нейтронами в ${}^3\text{H}$. Такой механизм приводит к увеличению интенсивности притягивающей парной pp - (nn -) корреляции в ядре ${}^3\text{He}$ (${}^3\text{H}$) и, соответственно, к росту эффективной энергии связи в pp - (nn -) подсистеме.

Диаграмма, изображенная на рис. 10, является одним из возможных механизмов образования подобной дипротонной корреляции в присутствии третьей частицы. Ясно, что подобное дибарионное усиление pp -корреляций в ядерной среде вполне способно объяснить полностью или, по крайней мере, частично аномалию Нолена–Шиффера. Отметим в этой связи, что в экспериментах Мухи

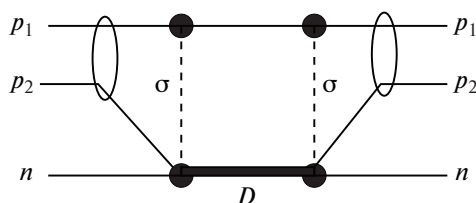


Рис. 10. Диаграмма, иллюстрирующая двойной σ -обмен между изоскалярным (np -) дибарионом и вторым протоном в ядре ${}^3\text{He}$.

с сотр. [70] был исследован прямой дипротонный распад ядра ${}^{94}\text{Ag}$, который возможен только при образовании в этом ядре связанного дипротонного кластера. Сюда же тесно примыкает исследование вклада дибарионных резонансов в явление ядерной сверхтекучести и образование куперовских пар. В самом деле, усиление pp - (или pn -) взаимодействия в ядерной среде хорошо подтверждается появлением сверхтекучих парных корреляций.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной результат данной работы можно сформулировать так. Было показано, что гипотеза о дибарионном происхождении основной ядерной силы (по крайней мере, в некоторых каналах NN -взаимодействия) позволяет разумным и даже почти количественным образом описать поведение действительных и мнимых фазовых сдвигов NN -рассеяния в довольно широком интервале энергий соударения от 0 до 600 МэВ (а в S -волне — до 1.2 ГэВ)¹⁴. При этом полученные теоретически параметры (масса и ширина) дибарионных резонансов оказываются весьма близкими к их эмпирическим значениям, найденными в экспериментах разных групп. Этот результат позволяет пролить свет на глубокую связь между КХД и ядерными силами, поскольку структура и динамика дибарионных резонансов полностью определяются квантовой хромодинамикой цветных струн и кварков.

Следующий важный результат данной работы состоит в явной демонстрации того, что NN -взаимодействие сильно зависит от конкретного канала и его квантовых чисел (спина, изоспина, орбитального углового момента и др.) через зависимость эффективного потенциала NN -взаимодействия от параметров дибариона в данном канале и от константы связи с этим дибарионом, различной для разных каналов. Поэтому попытки

универсализировать NN -потенциал без учета влияния дибарионов, сделав его зависящим от общих операторов вида \mathbf{L}^2 , $(\mathbf{LS})^2$ и т.п., как это делается в современных моделях NN -потенциалов, приводят к сильному усложнению всей картины взаимодействия.

Представленные выше результаты ясно показывают, что основным механизмом ядерных сил на малых и средних расстояниях, по крайней мере, в рассмотренных нами парциальных каналах, является образование промежуточных дибарионных резонансов (одетых мезонными полями), а вовсе не прямой мезонный обмен между изолированными нуклонами. Важным подтверждением этого вывода является не только продемонстрированное выше хорошее описание как упругого, так и неупругого NN -рассеяния вплоть до энергий $T_{\text{lab}} \simeq 600\text{--}800$ МэВ (весьма высоких по сравнению с тем, что дают традиционные подходы), но и удовлетворительное согласие полученных масс и ширин одетых дибарионов с экспериментально найденными значениями.

В итоге получающаяся картина ядерных сил, которая объединяет в одном подходе как мезон-нуклонные, так и кварковые степени свободы, впервые позволяет связать между собой фундаментальные хромодинамические аспекты сильных взаимодействий (такие, как восстановление киральной симметрии при росте энергии, конфайнмент кварков, струны и т.п.) и эффективные мезон-нуклонные аспекты задачи и, таким образом, представляет собой естественный мост между фундаментальной КХД и ядерной физикой. Такой подход позволяет понять глубокую взаимосвязь между основными эффектами КХД и базовыми явлениями ядерной физики, такими, как насыщение ядерных сил, оболочечная структура ядер и др. Авторы планируют рассмотреть более детально структуру дибарионных резонансов и КХД-происхождение базовых ядерно-физических явлений в следующих работах.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, гранты № 19-02-00011 и 19-02-00014.

¹⁴Напомним, что традиционные, так называемые реалистические NN -потенциалы, а также эффективная теория поля дают количественное описание только вещественных фазовых сдвигов в энергетическом интервале 0–350 МэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. И. Кукулин, *Современные модели ядерных сил и роль дибарионных резонансов* (КДУ, Москва, 2017).
2. R. Machleidt and I. Slaus, *J. Phys. G* **27**, R69 (2001).
3. T. Barnes, S. Capstick, M. D. Kovarik, and E. S. Swanson, *Phys. Rev. C* **48**, 539 (1993).
4. K. Holinde, *Nucl. Phys. A* **543**, 143 (1992).
5. W. Glöckle, H. Witała, D. Hüber, H. Kamada, and J. Golak, *Phys. Rept.* **274**, 107 (1996); H. Witała, J. Golak, R. Skribinski, W. Glöckle, W. N. Polyzou, and H. Kamada, *Phys. Rev. C* **77**, 034004 (2008).
6. В. И. Кукулин, М. Н. Платонова, *ЯФ* **76**, 1549 (2013) [*Phys. At. Nucl.* **76**, 1465 (2013)].
7. S. Weinberg, *Phys. Lett. B* **251**, 288 (1990); *Nucl. Phys. B* **363**, 3 (1991).
8. R. Machleidt and D. R. Entem, *Phys. Rept.* **503**, 1 (2011).
9. E. Epelbaum and J. Gegelia, *Eur. Phys. J. A* **41**, 341 (2009).
10. C. Ordóñez, L. Ray, and U. van Kolck, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1982 (1994); *Phys. Rev. C* **53**, 2086 (1996).
11. M. Oka and K. Yazaki, *Nucl. Phys. A* **402**, 477 (1983).
12. E. M. Henley, L. S. Kisslinger, and G. A. Miller, *Phys. Rev. C* **28**, 1277 (1983); K. Bräuer, E. M. Henley, and G. A. Miller, *Phys. Rev. C* **34**, 1779 (1986).
13. A. Faessler, F. Fernandez, G. Lübeck, and K. Shimizu, *Phys. Lett. B* **112**, 201 (1982).
14. V. G. Neudatchin, Yu. F. Smirnov, and R. Tamagaki, *Prog. Theor. Phys.* **58**, 1072 (1977).
15. Fl. Stancu and L. Ya. Glozman, *Nucl. Phys. A* **683**, 359 (2001).
16. F. J. Dyson and N.-H. Xuong, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 815 (1964).
17. М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, Докл. АН СССР **100**, 677 (1955); Б. С. Неганов, Л. Б. Парфенов, *ЖЭТФ* **34**, 767 (1958) [*Sov. Phys. JETP* **7**, 528 (1958)].
18. M. Bashkanov *et al.* (CELSIUS/WASA Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **102**, 052301 (2009).
19. P. Adlarson *et al.* (WASA-at-COSY Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **106**, 242302 (2011); *Phys. Lett. B* **721**, 229 (2013).
20. P. Adlarson *et al.* (WASA-at-COSY Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **112**, 202301 (2014); *Phys. Rev. C* **90**, 035204 (2014).
21. P. Adlarson *et al.* (WASA-at-COSY Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **121**, 052001 (2018).
22. V. I. Komarov, D. Tsirkov, T. Azaryan, Z. Bagdasarian, S. Dymov, R. Gebel, B. Gou, A. Kacharava, A. Khoukaz, A. Kulikov, V. Kurbatov, B. Lorentz, G. Macharashvili, D. Mchedlishvili, S. Merzliakov, and S. Mikirtychiants, *Phys. Rev. C* **93**, 065206 (2016).
23. H. Clement, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **93**, 195 (2017).
24. Ю. А. Симонов, *ЯФ* **36**, 722 (1982); **38**, 1542 (1983) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **36**, 422 (1982); **38**, 939 (1983)].
25. Ю. С. Калашникова, И. М. Народецкий, *ЯФ* **46**, 1389 (1987) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **46**, 820 (1987)]; *Few-Body Syst.* **4**, 115 (1988).
26. Yu. S. Kalashnikova, I. M. Narodetskii, Yu. A. Simonov, and A. I. Veselov, *Phys. Lett. B* **155**, 217 (1985); I. L. Grach, Yu. S. Kalashnikova, and I. M. Narodetskii, *J. Phys. G* **16**, 63 (1990).
27. Yu. A. Kuperin, K. A. Makarov, S. P. Merkuriev, A. K. Motovilov, and B. S. Pavlov, in *Properties of Few-Body and Quark-Hadronic Systems*, Ed. by V. V. Vanagas (Vilnius, 1986), Vol. 2, p. 28; Ю. А. Куперин, К. А. Макаров, С. П. Меркурьев, А. К. Мотовилов, Б. С. Павлов, *ТМФ* **75**, 431 (1988); **76**, 242 (1988) [*Theor. Math. Phys.* **75**, 630 (1988); **76**, 834 (1988)]; Yu. A. Kuperin, K. A. Makarov, S. P. Merkuriev, A. K. Motovilov, and B. S. Pavlov, *J. Math. Phys.* **31**, 1681 (1990).
28. H. Feshbach and E. L. Lomon, *Ann. Phys. (N.Y.)* **29**, 19 (1964); E. L. Lomon and H. Feshbach, *Ann. Phys. (N.Y.)* **48**, 94 (1968); E. L. Lomon, *Phys. Rev. D* **1**, 549 (1970).
29. L. B. Weinstein and R. Niyazov, *Eur. Phys. J. A* **17**, 429 (2003).
30. R. Subedi, R. Shneor, P. Monaghan, B. D. Anderson, K. Aniol, J. Annand, J. Arrington, H. Benaoum, F. Benmokhtar, W. Boeglin, J.-P. Chen, Seonho Choi, E. Cisbani, B. Craver, S. Frullani, F. Garibaldi, *et al.*, *Science* **320**, 1476 (2008).
31. N. Fomin, J. Arrington, R. Asaturyan, F. Benmokhtar, W. Boeglin, P. Bosted, A. Bruell, M. H. S. Bukhari, M. E. Christy, E. Chudakov, B. Clasie, S. H. Connell, M. M. Dalton, A. Daniel, D. B. Day, and D. Dutta, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 092502 (2012).
32. I. Korover *et al.* (Jefferson Lab Hall A Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **113**, 022501 (2014).
33. O. Hen, D. W. Higinbotham, G. A. Miller, E. Piassetzky, and L. B. Weinstein, *Int. J. Mod. Phys. E* **22**, 1330017 (2013).
34. А. М. Балдин, Н. Гиордэнеску, Л. К. Иванова, Н. С. Мороз, А. А. Повторейко, В. Б. Радома-нов, В. С. Ставинский, В. Н. Зубарев, *ЯФ* **20**, 1201 (1974) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **20**, 629 (1975)]; А. М. Балдин, Ю. Д. Безногих, Л. П. Зиновьев, И. Б. Иссинский, Г. С. Казанский, А. И. Михайлов, В. И. Мороз, Н. И. Павлов, Г. П. Пучков, Препринт ОИЯИ Р9-5442 (Дубна, 1970); А. М. Балдин, Краткие сообщения по физике (ФИАН), № 1, 35 (1971).
35. Г. А. Лексин, *ЯФ* **65**, 2042 (2002) [*Phys. At. Nucl.* **65**, 1985 (2002)]; в кн.: *Элементарные частицы. III школа физики ИТЭФ* (Атомиздат, Москва, 1975), вып. 2, с. 5.
36. В. И. Кукулин, в сб. *Труды XXXIII зимней школы ПИЯФ*, Гатчина, 1999, с. 207.

37. V. I. Kukulín, I. T. Obukhovskiy, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, *ЯФ* **64**, 1748 (2001) [*Phys. At. Nucl.* **64**, 1667 (2001)].
38. V. I. Kukulín, I. T. Obukhovskiy, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, *J. Phys. G* **27**, 1851 (2001).
39. V. I. Kukulín, I. T. Obukhovskiy, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, *Int. J. Mod. Phys. E* **11**, 1 (2002).
40. V. I. Kukulín, V. N. Pomerantsev, M. Kaskulov, and A. Faessler, *J. Phys. G* **30**, 287 (2004); V. I. Kukulín, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, *J. Phys. G* **30**, 309 (2004).
41. V. I. Kukulín, P. Grabmayr, A. Faessler, Kh. U. Abraamyan, M. Bashkanov, H. Clement, T. Skorodko, and V. N. Pomerantsev, *Ann. Phys. (N. Y.)* **325**, 173 (2010).
42. M. N. Platonova and V. I. Kukulín, *Phys. Rev. C* **87**, 025202 (2013).
43. M. N. Platonova and V. I. Kukulín, *Nucl. Phys. A* **946**, 117 (2016).
44. M. N. Platonova and V. I. Kukulín, *Phys. Rev. D* **94**, 054039 (2016).
45. W. Koepf, L. L. Frankfurt, and M. Strikman, *Phys. Rev. D* **53**, 2586 (1996).
46. R. Machleidt, *Phys. Rev. C* **63**, 024001 (2001).
47. H. Feshbach, *Nucl. Phys. A* **547**, 273 (1992).
48. J. R. Peláez, *Phys. Rept.* **658**, 1 (2016).
49. G. Colangelo, J. Gasser, and H. Leutwyler, *Phys. Lett. B* **488**, 261 (2000); *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5008 (2001); G. Colangelo, *PoS (KAON) 038* (2008); arXiv: 0710.3050 [hep-ph].
50. L. Ya. Glozman, *Phys. Lett. B* **475**, 329 (2000); *Acta Phys. Polon. B* **35**, 2985 (2004); L. Ya. Glozman and A. V. Nefediev, *Phys. Rev. D* **76**, 096004 (2007).
51. W. Cassing, A. Palmese, P. Moreau, and E. L. Bratkovskaya, *Phys. Rev. C* **93**, 014902 (2016).
52. A. Abashian, N. E. Booth, and K. M. Crowe, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 258 (1960); N. E. Booth, A. Abashian, and K. M. Crowe, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 35 (1961); A. Abashian, N. E. Booth, K. M. Crowe, R. E. Hill, and E. H. Rogers, *Phys. Rev.* **132**, 2296 (1963).
53. M. Bashkanov, H. Clement, and T. Skorodko, *Nucl. Phys. A* **958**, 129 (2017).
54. H. Feshbach, *Ann. Phys. (N.Y.)* **5**, 357 (1958).
55. A. Funk, H. V. von Geramb, and K. A. Amos, *Phys. Rev. C* **64**, 054003 (2001).
56. И. И. Страковский, *ЭЧАЯ* **22**, 615 (1991) [*Sov. J. Part. Nucl.* **22**, 296 (1991)]; I. Strakovsky, *AIP Conf. Proc.* **221**, 218 (1991).
57. I. P. Auer, E. Colton, D. Hill, K. Nield, B. Sandler, H. Spinka, Y. Watanabe, A. Yokosawa, and A. Beretvas, *Phys. Lett. B* **67**, 113 (1977); I. P. Auer, A. Beretvas, E. Colton, D. Hill, K. Nield, H. Spinka, D. Underwood, Y. Watanabe, and A. Yokosawa, *Phys. Lett. B* **70**, 475 (1977); K. Hidaka, A. Beretvas, K. Nield, H. Spinka, D. Underwood, Y. Watanabe, and A. Yokosawa, *Phys. Lett. B* **70**, 479 (1977).
58. I. P. Auer, E. Colton, H. Halpern, D. Hill, H. Spinka, G. Theodosiou, D. Underwood, Y. Watanabe, and A. Yokosawa, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 354 (1978); I. P. Auer, A. Beretvas, E. Colton, H. Halpern, D. Hill, K. Nield, B. Sandler, H. Spinka, G. Theodosiou, D. Underwood, Y. Watanabe, and A. Yokosawa, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1436 (1978); I. P. Auer, C. Chang-Fang, E. Colton, H. Halpern, D. Hill, H. Kanada, H. Spinka, N. Tamura, G. Theodosiou, K. Toshioka, D. Underwood, R. Wagner, and A. Yokosawa, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1150 (1982).
59. N. Hoshizaki, *Prog. Theor. Phys.* **60**, 1796 (1978); **61**, 129 (1979); **89**, 251 (1993); **89**, 569 (1993).
60. J. Nagata, H. Yoshino, and M. Matsuda, *Prog. Theor. Phys.* **95**, 691 (1996).
61. R. Bhandari, R. A. Arndt, L. D. Roper, and B. J. VerWest, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1111 (1981); R. A. Arndt, L. D. Roper, R. L. Workman, and M. W. McNaughton, *Phys. Rev. D* **45**, 3995 (1992).
62. И. И. Страковский, А. В. Кравцов, М. Г. Рыскин, *ЯФ* **40**, 429 (1984) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **40**, 273 (1984)]; A. V. Kravtsov, M. G. Ryskin, and I. I. Strakovsky, *J. Phys. G* **9**, L187 (1983).
63. R. A. Arndt, W. J. Briscoe, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, *Phys. Rev. C* **76**, 025209 (2007); <http://gwdac.phys.gwu.edu>
64. F. Özel and P. Freire, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 401 (2016).
65. M. Baldo and G. F. Burgio, *Rep. Prog. Phys.* **75**, 026301 (2012).
66. V. A. Karnaukhov, S. P. Avdeyev, H. Oeschler, V. V. Kirakosyan, P. A. Rukoyatkin, A. Budzanowski, W. Karcz, E. Norbeck, and A. S. Botvina, *Письма в ЭЧАЯ* **8**, 35 (2011) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **8**, 19 (2011)].
67. J. A. Nolen and J. P. Schiffer, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **19**, 471 (1969).
68. A. Nogga, A. Kievsky, H. Kamada, W. Glöckle, L. E. Marcucci, S. Rosati, and M. Viviani, *Phys. Rev. C* **67**, 034004 (2003).
69. V. Huhn, L. Wätzold, Ch. Weber, A. Siepe, W. von Witsch, H. Witała, and W. Glöckle, *Phys. Rev. C* **63**, 014003 (2000); W. von Witsch, X. Ruan, and H. Witała, *Phys. Rev. C* **74**, 014001 (2006).
70. I. Mukha, E. Roeckl, L. Batist, A. Blazhev, J. Döring, H. Grawe, L. Grigorenko, M. Huyse, Z. Janas, R. Kirchner, M. La Commara, Ch. Mazzocchi, S. L. Tabor, and P. Van Duppen, *Nature* **439**, 298 (2006).

TO THE NATURE OF NUCLEAR FORCE**V. I. Kukulin¹⁾, V. N. Pomerantsev¹⁾, O. A. Rubtsova¹⁾, M. N. Platonova¹⁾**

¹⁾*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University,
Moscow, Russia*

It has been shown for the first time that NN interaction, at least in some partial waves, can be quantitatively described by the superposition of a long-range one-pion exchange and a short-range mechanism based on the complex pole in the NN potential corresponding to the dibaryon resonance in this partial wave. For the partial waves 3P_2 , 1D_2 , and 3F_3 , the parameters of the complex pole that give the best description of the elastic and inelastic phase shifts of NN scattering are very close to the empirical parameters of the corresponding isovector dibaryon resonances detected experimentally. Based on the results obtained, a general conclusion is made about the nature of nuclear force at medium and small internucleon distances.