

Электромагнитные формфакторы дейтрона в дибарионной модели NN -взаимодействия

М. Н. Платонова,^{1,*} И. Т. Обуховский¹

¹Московский 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 15.10.2024; после доработки 17.11.2024; подписана в печать 18.11.2024)

Электромагнитные формфакторы дейтрона вычислены в рамках дибарионной модели ядерных сил, в основе которой лежит резонансный механизм формирования шестикваркового мешка (дибариона) в NN -соударении. В расчетах учтены как однонуклонные токи (импульсное приближение), так и дополнительные вклады, индуцированные рождением промежуточного дибариона. Для вычисления формфакторов использованы две версии дибарионной модели, 2002 и 2022 гг. Показано, что обе версии модели хорошо воспроизводят экспериментальные данные для всех трех формфакторов дейтрона в области переданных импульсов $Q < 0.8$ ГэВ/с. При более высоких Q предсказания разных версий модели различаются, причем одна из них (2002 г.) лучше описывает магнитный формфактор, а другая (2022 г.) — зарядовый. Обсуждаются возможные причины найденного расхождения теоретических расчетов с данными при больших передачах импульса.

PACS: 13.40.Gp, 27.10.+h, 13.75.Cs. УДК: 539.143.5, 539.171.11.

Ключевые слова: электромагнитные формфакторы дейтрона, нуклон-нуклонное взаимодействие, дибарионные резонансы.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.80.2520201](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.80.2520201)

ВВЕДЕНИЕ

Упругое и неупругое рассеяния электронов на ядрах при больших передачах импульса позволяет получить важную информацию о структуре ядра на малых межнуклонных расстояниях. В частности, сечение упругого ed -рассеяния определяется двумя структурными функциями A и B , которые, в свою очередь, выражаются через три независимых электромагнитных формфактора дейтрона: зарядовый G_C , квадрупольный G_Q и магнитный G_M . Электромагнитные свойства дейтрона активно исследуются как экспериментально, так и теоретически, начиная с 50-х гг. прошлого века. К настоящему времени на основе большого числа высокоточных данных по сечениям и поляризационным наблюдаемым упругого ed -рассеяния, электромагнитные формфакторы дейтрона были определены экспериментально вплоть до переданных импульсов $Q = 8$ Фм⁻¹, а структурная функция A — даже до $Q = 12$ Фм⁻¹ и планируется дальнейшее расширение диапазона переданных импульсов.

Электромагнитные формфакторы дейтрона были рассчитаны на основе ряда современных моделей NN -взаимодействия, таких как Аргоннский (AV18) [1], Боннский (CD-Bonn) [2], Наймегенские (Nijmegen I, II) [3] потенциалы в нерелятивистской трактовке и с учетом релятивистских поправок, потенциал киральной эффективной теории поля

(effective field theory — EFT) [4–6], полностью релятивистский потенциал ковариантной спектаторной теории (covariant spectator theory — CST) [7, 8] и др. (см. обзор [9] и более ранние обзоры [10, 11]). С учетом мезон-обменных токов [12] в рамках большинства современных подходов удается удовлетворительно описать все три формфактора в области $Q \lesssim 5$ Фм⁻¹. При более высоких переданных импульсах хорошее описание всей совокупности имеющихся данных в настоящее время дает только ковариантная спектаторная теория Гросса [7, 8]. В этом формализме, однако, используется подгонка нуклонных формфакторов вне массовой поверхности, поэтому он не вполне подходит для тестирования используемых моделей NN -сил. Таким образом, работы в этом направлении по-прежнему представляют интерес.

В области больших переданных импульсов, или малых межнуклонных расстояний, важную роль могут играть ненуклонные (кварковые, изобарные) степени свободы. Так, в работе [13] на основе метода связанных каналов было показано, что даже небольшая примесь ($\lesssim 0.4\%$) ненуклонных ($\Delta\Delta$) компонент в дейтронной волновой функции оказывает заметное влияние на поведение формфакторов при $Q > 5$ Фм⁻¹. В работе [14] был развит формализм для вычисления формфакторов дейтрона с учетом нового типа тока, возникающего в рамках дибарионной модели ядерных сил (dressed bag model — DBM) [15–17]. Данная модель учитывает резонансный механизм образования промежуточного шестикваркового мешка — дибариона —

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

в NN -соударении. Такой механизм обеспечивает основное притяжение нуклонов на малых и промежуточных расстояниях. Поскольку в дибарионной модели дейтронная волновая функция имеет две компоненты — внешнюю (NN) и внутреннюю (дибарионную), то, помимо традиционного однонуклонного тока (импульсного приближения), в ней возникают дополнительные вклады, обусловленные рождением промежуточного дибариона. В некотором смысле новые дибарионные токи аналогичны контактными членам эффективной теории поля [4, 5]. На основе развитого формализма при использовании модели DBM удалось хорошо описать магнитный формфактор в широком диапазоне переданных импульсов за счет включения новых дибарионных токов, в то время как зарядовый формфактор описывался хуже, несмотря на попытки улучшить модель с помощью учета всех возможных $6q$ -конфигураций в NN -системе [14].

Недавно нами была опубликована новая версия дибарионной модели [18–20], учитывающая параметры дибарионных резонансов, найденных в эксперименте за последние 15 лет. Основное отличие новой версии модели заключается в учете неупругостей, которые проявляются в NN -взаимодействии выше порога пионного рождения, а также в измененном описании отталкивания на малых расстояниях, что приводит к другому виду высокоимпульсных компонент дейтронной волновой функции и другому весу дибарионной компоненты в дейтроне. При этом новая версия позволила описать

не только стационарные характеристики дейтрона и упругие фазовые сдвиги в S -волнах, как предыдущая версия DBM, но также фазовые сдвиги и параметры неупругости во всех парциальных волнах с полным моментом импульса $J \leq 3$. Следующим важным шагом для проверки модели является описание электромагнитных формфакторов дейтрона и сечения реакции электрорасщепления дейтрона в широком диапазоне переданных импульсов Q .

Настоящая работа посвящена вычислению и сравнению с имеющимися данными электромагнитных формфакторов дейтрона на основе новой версии дибарионной модели ядерных сил. Отдельное внимание уделяется дальнейшему развитию формализма [14] путем включения D -волны дейтрона в недиагональный дибарионный ток. Как известно, описание магнитного формфактора очень чувствительно к интерференции S - и D -волн дейтрона, поэтому такое обобщение модели представляется важным.

1. ФОРМАЛИЗМ

1.1. Электромагнитные формфакторы дейтрона

Электромагнитные формфакторы дейтрона определяются через матричные элементы от дейтронного электромагнитного тока J^μ по начальному и конечному состояниям дейтрона [9, 10]:

$$\langle P', \lambda' | J^\mu | P, \lambda \rangle = - \left\{ \left(G_1(Q^2)(\varepsilon_{\lambda'}^* \cdot \varepsilon_\lambda) - G_3(Q^2) \frac{(\varepsilon_{\lambda'}^* \cdot q)(\varepsilon_\lambda \cdot q)}{2m_d^2} \right) (P^\mu + P'^\mu) + G_2(Q^2) [\varepsilon_{\lambda'}^\mu (\varepsilon_{\lambda'}^* \cdot q) - \varepsilon_{\lambda'}^{\mu*} (\varepsilon_\lambda \cdot q)] \right\}, \quad (1)$$

где P (P') и ε_λ ($\varepsilon_{\lambda'}^*$) — 4-импульс и вектор поляризации начального (конечного) дейтрона, m_d — масса дейтрона, $q = P' - P$ — 4-импульс виртуального фотона и $Q^2 = -q^2$;

$$\begin{aligned} G_C(Q^2) &= G_1(Q^2) + \frac{2}{3}\eta G_Q(Q^2), \\ G_Q(Q^2) &= G_1(Q^2) - G_2(Q^2) + (1 + \eta)G_3(Q^2), \\ G_M(Q^2) &= G_2(Q^2), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\eta = Q^2/4m_d^2$.

При $Q^2 = 0$ формфакторы нормированы следующим образом:

$$\begin{aligned} G_C(0) &= 1, \quad G_Q(0) = m_d^2 Q_d, \\ G_M(0) &= \frac{m_d}{2m_N} \mu_d, \end{aligned} \quad (3)$$

где Q_d и μ_d — квадрупольный и магнитный моменты дейтрона соответственно.

В импульсном приближении (impulse approximation — IA), т.е. при учете только од-

нонуклонных токов, формфакторы вычисляются по следующим формулам:

$$\begin{aligned} G_C^{(N)} &= G_E^s D_C, \quad G_Q^{(N)} = G_E^s D_Q, \\ G_M^{(N)} &= \frac{m_d}{2m_N} (G_M^s D_M + G_E^s D_E), \end{aligned} \quad (4)$$

где $G_E^s = G_E^p + G_E^n$ и $G_M^s = G_M^p + G_M^n$ — изоскалярные электрический и магнитный формфакторы нуклона, а «телесные» формфакторы дейтрона D_C и др. выражаются через S - и D -волновые функции $u(r)$ и $w(r)$ следующим образом:

$$\begin{aligned} D_C(Q^2) &= \int_0^\infty dr [u^2(r) + w^2(r)] j_0(\tau), \\ D_Q(Q^2) &= \frac{3}{\sqrt{2}\eta} \int_0^\infty dr w(r) \left[u(r) - \frac{w(r)}{2\sqrt{2}} \right] j_2(\tau), \end{aligned}$$

$$D_M(Q^2) = \int_0^\infty dr \left(\left[u^2(r) - \frac{1}{2}w^2(r) \right] j_0(\tau) + \frac{w(r)}{\sqrt{2}} \left[u(r) + \frac{w(r)}{\sqrt{2}} \right] j_2(\tau) \right). \quad (5)$$

$$D_E(Q^2) = \frac{3}{4} \int_0^\infty dr w^2(r) [j_0(\tau) + j_2(\tau)],$$

где $\tau = Qr/2$.

Для электромагнитных формфакторов нуклона мы используем стандартную дипольную параметризацию:

$$G_E^s = F_N^{\text{dip}}(Q^2), \quad G_M^s = (\mu_p + \mu_n) F_N^{\text{dip}}(Q^2),$$

$$F_N^{\text{dip}}(Q^2) = \left(\frac{\Lambda_N^2}{\Lambda_N^2 + Q^2} \right)^2, \quad (6)$$

где μ_N ($N = n, p$) — магнитный момент нуклона и $\Lambda_N^2 = 0.71$ (ГэВ/с)².

1.2. Дибарионная модель NN -взаимодействия

В дибарионной модели NN -взаимодействия, помимо внешнего канала, учитывающего относительное движение нуклонов, появляется также внутренний канал, включающий дибарионные степени свободы. Соответственно волновая функция дейтрона имеет две компоненты:

$$V_{NqN}(E; r, r') = \begin{pmatrix} \lambda_{00}(E)\varphi_{2S}(r)\varphi_{2S}(r') & \lambda_{02}(E)\varphi_{2S}(r)\varphi_{2D}(r') \\ \lambda_{20}(E)\varphi_{2D}(r)\varphi_{2S}(r') & \lambda_{22}(E)\varphi_{2D}(r)\varphi_{2D}(r') \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где $\lambda_{LL'}(E) = \lambda_{L'L}(E) = \lambda_{LL'} \frac{E_0 + aE}{E_0 - E}$ — энергозависящие константы связи, а φ_{2S} и φ_{2D} — нормированные волновые функции гармонического осциллятора с радиусом r_L ($L = 0, 2$), которые соответствуют проекциям $6q$ -состояний $|s^4 p^2, L\rangle$ на NN -канал в рамках трансляционно-инвариантной кварковой модели оболочек (ТИМО) [21, 22]. Отталкивание на малых расстояниях обеспечивается ортогонализирующим потенциалом $V_{\text{orth}} = \lambda_0 \Gamma$, где $\Gamma = \varphi_{0S}(r)\varphi_{0S}(r')$ — проектор на полностью симметричную кварковую конфигурацию s^6 . При достаточно большом значении параметра λ_0 соответствующая $6q$ -компонента практически полностью исключается из NN -канала, что дает узел в NN -волновой функции при $r \sim r_0$, который играет роль отталкивающего кора в традиционных моделях NN -сил [16]. В первой версии мо-

$$|d \rangle = \begin{pmatrix} \cos\theta_{Nq} |d(NN)\rangle \\ \sin\theta_{Nq} |D\rangle \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где волновые функции NN - и дибарионного каналов ($|d(NN)\rangle$ и $|D\rangle$ соответственно) нормированы на единицу, а угол смешивания θ_{Nq} вычисляется в дибарионной модели и связан с весом дибарионной компоненты P_{6q} в дейтроне как $\sin\theta_{Nq} = -\sqrt{P_{6q}}$.

Нуклон-нуклонная компонента дейтронной волновой функции находится из решения уравнения Шредингера с эффективным потенциалом NN -взаимодействия V_{eff} , получающимся после исключения дибарионных степеней свободы. При этом дибарионная компонента однозначно выражается через NN -компоненту. Потенциал V_{eff} складывается из t -канального периферического потенциала однопионного обмена V_{OPE} (с небольшим параметром обрезания $\Lambda_{\pi NN} = 0.6-0.7$ ГэВ/с)¹, короткодействующего отталкивающего потенциала V_{orth} и s -канального потенциала обмена промежуточным дибарионом V_{NqN} (см. детали в работах [16, 19]). Последний является нелокальным, зависящим от энергии потенциалом, который в связанных NN -каналах ${}^3S_1-{}^3D_1$ имеет матричный вид:

дели DBM-1 [16] и в немного модифицированной версии DBM-2 [17], которая затем использовалась в расчетах формфакторов дейтрона в работе [14], было выбрано значение $\lambda_0 = 10^6$ МэВ. При этом, как показали кварковые расчеты [21, 22], конфигурация смешанной симметрии $s^4 p^2$ доминирует в NN -канале (в четных парциальных волнах), а вклад компоненты s^6 сравнительно мал, но не запрещен. В новой версии дибарионной модели DBM-2022 [19] было использовано меньшее значение $\lambda_0 = 165$ МэВ, что соответствует частичному исключению полностью симметричной $6q$ -компоненты из NN -канала. Уменьшенное значение λ_0 приводит к другому виду высокоимпульсных компонент дейтронной волновой функции в версии DBM-2022 по сравнению с версиями DBM-1 и DBM-2 (см. работы [16] и [20]). Параметры дибарионного потенциала в NN -каналах ${}^3S_1-{}^3D_1$, а также вес дибарионной компоненты в дейтроне в модели DBM-2 и новой версии DBM-2022, использованные в расчетах в настоящей работе, приведены в таблице.

¹ В первой версии дибарионной модели [16] к нему был также добавлен небольшой периферический потенциал двухпионного обмена гауссова вида.

Таблица. Параметры дибарионного потенциала в связанных каналах 3SD_1 и вес дибарионной компоненты в дейтроне в двух версиях модели NN -взаимодействия — DBM-2 и DBM-2022

	λ_{00} , МэВ	λ_{02} , МэВ	λ_{22} , МэВ	r_0 , Фм	r_2 , Фм	E_0 , МэВ	a	P_{6q} , (%)
DBM-2	-385.09	-41.64	-18.13	0.381	0.594	855.29	-0.25	2.37
DBM-2022	-139.89	-37.16	-9.87	0.475	0.6	440	0	4.05

С учетом нелокального характера взаимодействий V_{NqN} и V_{orth} , радиальное уравнение Шредингера

$$\left[\frac{\hbar^2}{m_N} \left(-\frac{d^2}{dr^2} + \frac{L(L+1)}{r^2} \right) - E \right] r\psi_L^{NN}(r) + \int_0^\infty dr' V_{\text{orth}}(r, r') \delta_{L0} r' \psi_L^{NN}(r') + \sum_{L'=0,2} \left[V_{\text{OPE}}^{LL'}(r) r\psi_{L'}^{NN}(r) + \int_0^\infty dr' V_{NqN}^{LL'}(E; r, r') r' \psi_{L'}^{NN}(r') \right] = 0, \quad L = 0, 2, \quad (9)$$

где $V_{NqN}^{LL'}(E; r, r')$ — элемент матрицы (8). Для связанного состояния (дейтрона) имеем $r\psi_L^{NN}(r) = u(r)$ при $L = 0$ и $w(r)$ при $L = 2$. Для нахождения волновых функций дейтрона, использованных в настоящей работе, применялся вариационный метод расчета на гауссовом базисе [17], который позволяет свести уравнения вида (9) к матричным.

1.3. Электромагнитные токи, индуцированные дибарионом

При добавлении второго (дибарионного) канала появляется дополнительный дейтронный ток, индуцированный дибарионом. Он включает в себя диагональное взаимодействие виртуального фотона с дибарионом ($6q$ -мешком) во внутреннем канале и недиагональные члены, в которых поглощение (испускание) фотона происходит в вершине перехода между внешним и внутренним каналами. Диаграммы, изображающие стандартный однонуклонный и новые дибарионные токи диагонального и недиагонального типов, показаны на рис. 1. Мезон-обменные токи [12] не были включены в формализм [14] для расчета формфакторов дейтрона, поскольку в рамках дибарионной модели, из-за небольших констант обрезания в мезон-барионных вершинах, их вклад предполагается малым. Малость стандартного обменного тока $\rho\pi\gamma$ при использовании аналогичных констант обрезания подтверждается также в работе [1].

В работе [14] переход между внешним и внутренним каналами моделировался скалярным обменом между кварками v_{ij} , в результате которого кластерная конфигурация $6q$ -системы s^4p^2 , соответствующая NN -каналу, переходит в полностью симметричную конфигурацию s^6 , соответствующую меш-

гера для волновой функции NN -состояния $\psi_L^{NN}(r)$ в связанных каналах 3S_1 - 3D_1 имеет вид системы двух интегро-дифференциальных уравнений:

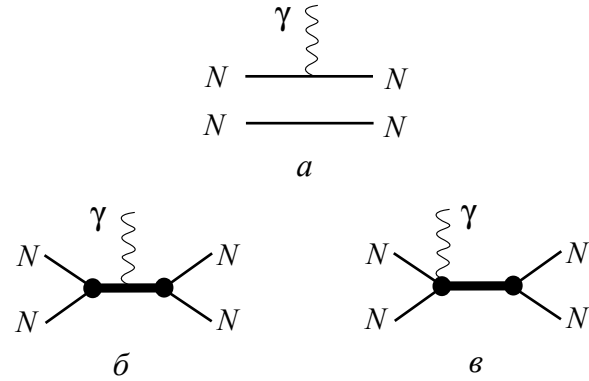


Рис. 1. Электромагнитный ток в NN -системе в дибарионной модели. Диаграмма a отвечает однонуклонному току (импульсному приближению), диаграмма $б$ — диагональному дибарионному току, обусловленному излучением (поглощением) фотона на дибарионе, а диаграмма $в$ — недиагональному взаимодействию, при котором переход из внешнего (NN) во внутренний (дибарионный) канал сопровождается излучением (поглощением) фотона

ку (дибариону).² В этой модели дополнительный ток описывался шестью диаграммами, изображенными на рис. 2.

Последняя диаграмма 2, e соответствует диагональному дибарионному току, в то время как остальные пять соответствуют недиагональным (переходным) членам (к ним должны быть добавлены аналогичные пять диаграмм, в которых элек-

² В качестве потенциала v_{ij} было выбрано эффективное взаимодействие, полученное на основе σ -модели и использованное ранее в работе [21] (в дополнение к одноглюонному обмену и потенциалу конфайнмента) для совместного описания барионного спектра и NN -рассеяния. Однако явный вид скалярного обмена в нашем случае значения не имеет, поскольку все его влияние в итоге сводится к константе связи $\lambda_{LL'}$, которая подгоняется под фазовые сдвиги NN -рассеяния [14].

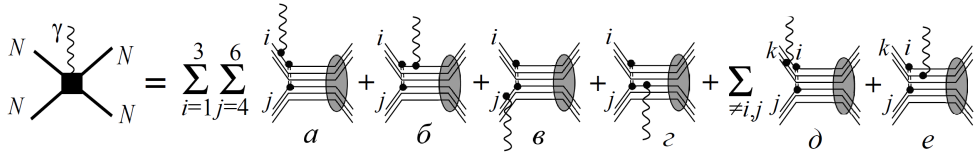


Рис. 2. Кварковые диаграммы электромагнитного тока в NN -системе, индуцированного промежуточным дибарионом (см. рис. 1). Диаграммы $a-d$ отвечают недиагональному (рис. 1, ϵ), а диаграмма e — диагональному дибарионному току (рис. 1, δ)

ромагнитное взаимодействие происходит не в левой вершине, $NN \rightarrow D$, а в правой, $D \rightarrow NN$. Расчет диаграмм 2, $a-g$ (в сумме с аналогичными им диаграммами с заменой левой и правой вершин) с учетом спиновой части кваркового тока приводит к дополнительному току контактного типа в NN -канале, который при не очень больших передачах импульса дает вклад только в магнитный формфактор дейтрона. Для нахождения этого вклада одна из вершин V_{Nq} в дибарионном потенциале V_{NqN} (8) заменяется на вершину $V_{Nq\gamma}$, найденную из расчета фейнмановских диаграмм 2, $a-g$. При этом вершина $V_{Nq\gamma}$ не факторизуется, как в диаграмме 2, d , из-за наличия проме-

жуточного кварка вне массовой поверхности. В результате получается потенциал $V_{NqN\gamma}$, матричный элемент которого по волновой функции дейтрона в NN -канале (см. (7)) дает искомую поправку в магнитный формфактор. Расчет диаграммы 2, d приводит к недиагональному дибарионному току с шестикварковым переходом $s^4p^2 \rightarrow s^6 + \gamma$, в то время как расчет диаграммы 2, e приводит к диагональному току с переходом $s^6 \rightarrow s^6 + \gamma$. Амплитуды обоих шестикварковых переходов были рассчитаны в рамках ТИМО [21, 22].

В итоге, были найдены следующие выражения для формфакторов дейтрона с учетом дибарионных поправок³:

$$\begin{aligned} G_C &= \cos^2\theta_{Nq}G_C^{(N)} + \sin^2\theta_{Nq}F_{s^6} + 2\sin\theta_{Nq}\cos\theta_{Nq}\langle d(NN), L=0 | s^4p^2, L=0 \rangle F_{s^6 \rightarrow s^4p^2}^{(0)}, \\ G_Q &= \cos^2\theta_{Nq}G_Q^{(N)} + 2\sin\theta_{Nq}\cos\theta_{Nq}m_d^2 Q_{d(6q)} \langle d(NN), L=2 | s^4p^2, L=2 \rangle F_{s^6 \rightarrow s^4p^2}^{(2)}, \\ G_M &= \cos^2\theta_{Nq}G_M^{(N)} + \frac{m_d}{2m_N} \left[\cos^2\theta_{Nq}G_{NqN} + \sin^2\theta_{Nq}F_{s^6} + \right. \\ &\quad \left. + 2\sin\theta_{Nq}\cos\theta_{Nq} \langle d(NN), L=0 | s^4p^2, L=0 \rangle F_{s^6 \rightarrow s^4p^2}^{(0)} \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где $Q_{d(6q)} = b^2/(2\sqrt{30})$ — квадрупольный момент $6q$ -мешка, $b = \sqrt{3}/2r_0$, а вклад контактного дибарионного тока G_{NqN} (в S -волновом приближении) определяется следующим выражением⁴:

$$\begin{aligned} G_{NqN} &= G_M^s(Q^2) \frac{\lambda_{00}}{qm_N} \int dr u(r) \varphi_{2S}(r) \times \\ &\quad \times \int dr' u(r') j_1(qr'/2) \frac{d\varphi_{2S}(r')}{dr'}. \end{aligned} \quad (11)$$

Формфакторы, соответствующие электромагнитным переходам между шестикварковыми конфигурациями $|s^6, L=0\rangle$ и $|s^6, L=0\rangle$, $|s^4p^2, L=0,2\rangle$, были вычислены в модели конституэнтных кварков и равны соответственно:

$$\begin{aligned} F_{s^6}(Q^2) &= F_q(Q^2)e^{-t}, \\ F_{s^6 \rightarrow s^4p^2}^{(0)}(Q^2) &= F_q(Q^2) \sqrt{\frac{1}{5}} \sqrt{\frac{2}{3}} te^{-t}, \\ F_{s^6 \rightarrow s^4p^2}^{(2)}(Q^2) &= F_q(Q^2) \sqrt{\frac{1}{5}} \sqrt{\frac{1}{5}} \sqrt{\frac{4}{15}} te^{-t}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $t = \frac{5\bar{q}^2 b^2}{24\Lambda_q^2}$ (в системе Брейта $Q^2 = \bar{q}^2$) и $F_q(Q^2) = \frac{\Lambda_q^2}{Q^2 + \Lambda_q^2}$ — собственный электромагнитный формфактор конституэнтного кварка с параметром $\Lambda_q \simeq 1$ ГэВ, отвечающим масштабу спонтанного нарушения киральной симметрии.

Численные множители в правой стороне равенств (12) — генеалогические коэффициенты Γ_X и Γ_{CST} в координатном (X) и цвет-спин-изоспиновом (CST) пространствах — были получены нами в базисе ТИМО. Мы использовали генеалогические разложения волновых функций шестикварковых ($6q$) конфигураций $|s^6[6]_X, L=0\rangle$ и $|s^4p^2[42]_X, L=0,2\rangle$ по произведениям $3q$ -кластеров, которые могут иметь квантовые числа как нуклонов (N), так и нуклонных резонансов (N^*, N', N'') и описываются

³ Нормировка формфакторов здесь согласована с формулами (3)–(5) и отличается от приведенной в работе [14].

⁴ В работе [14] был также введен нормировочный параметр Z , позволяющий учесть неточности кварковой модели; поскольку значение этого параметра близко к единице, здесь мы его опустили.

3*q*-конфигурациями ТИМО как

$$N = |s^3[3]_X, l = 0\rangle, \quad N^* = |(sp^2 - s^22s)[3]_X, l = 0\rangle, \\ N' = |sp^2[21]_X, l = 0\rangle, \quad N'' = |s^2p[21]_X, l = 1\rangle.$$

$$|s^6[6]_X, L = 0\rangle = \varphi_{0S}(r)N_1N_2, \\ |s^4p^2[6]_X, L = 0\rangle = \sqrt{\frac{1}{5}}\varphi_{2S}(r)N_1N_2 + \sqrt{\frac{4}{5}}\varphi_{0S}(r)\sqrt{\frac{1}{2}}(N_1^*N_2 + N_1N_2^*), \\ |s^4p^2[42]_X, L = 0\rangle = \sqrt{\frac{1}{9}}\left[-\sqrt{\frac{4}{5}}\varphi_{2S}(r)N_1N_2 + \sqrt{\frac{1}{5}}\varphi_{0S}(r)\sqrt{\frac{1}{2}}(N_1^*N_2 + N_1N_2^*)\right] + \\ + \sqrt{\frac{8}{9}}\left[\sqrt{\frac{1}{2}}\varphi_{0S}(r)(N_1'N_2 + N_1N_2') + \varphi_{0S}(r)N_1''N_2'' + \sqrt{\frac{1}{2}}\varphi_{1P}(r)(N_1''N_2 + N_1N_2'')\right], \quad (13)$$

откуда следует, что координатные части Γ_X соответствующих генеалогических коэффициентов имеют следующие значения:

$$\Gamma_X(s^6[6] \rightarrow NN) = 1, \quad \Gamma_X(s^4p^2[6] \rightarrow NN) = \sqrt{\frac{4}{5}}, \\ \Gamma_X(s^4p^2[42] \rightarrow NN) = -\sqrt{\frac{1}{9}}\sqrt{\frac{4}{5}}. \quad (14)$$

Полный генеалогический коэффициент Γ в любом случае равен произведению всех факторов, включая *CST*-часть Γ_{CST} и «спектроскопический фактор» $\sqrt{\frac{6!}{3!3!2}}$: $\Gamma = \sqrt{10}\Gamma_X\Gamma_{CST}$. Необходимые *CST*-части вида $\Gamma_{CST}([1^6] \rightarrow [1^3] \otimes [1^3])$ и $\Gamma_{CST}([2^21^2] \rightarrow [1^3] \otimes [1^3])$, где *CST*-схемы Юнга $[1^6]$ и $[2^21^2]$ сопряжены (вследствие принципа Паули) соответствующим координатным схемам $[6]$ и $[42]$ в факторах (14), вычисляются алгебраическими методами. Мы опускаем здесь подробности вычислений ввиду их громоздкости и только отмечаем, что в случае нетривиальной схемы Юнга $[2^21^2]_{CST}$ в конфигурации $s^4p^2[42]_X$ допустимы пять различных состояний, отличающихся друг от друга схемой Юнга в *CS*-подпространстве [19, 21]: $[f]_{CS} = [42], [321], [2^3], [31^3], [21^4]$. Однако в физической *NN*-системе (или дейтроне) реализуется некоторая линейная комбинация этих состояний, которая изучалась ранее в рамках различных моделей *qq*- и *NN*-взаимодействия [19, 21]. Здесь мы приводим в формуле (12) лишь конечные результаты, согласованные с реалистическими моделями взаимодействия.

Наконец, перекрывание *L*-компоненты дейтронной волновой функции в *NN*-канале с 6*q*-функцией в конфигурации $|s^4p^2, L >$ в рамках ТИМО определяется как

$$\langle d(NN), L | s^4p^2, L \rangle = \int dr \varphi_L^d(r) \varphi_{2L}(r), \quad (15)$$

где $\varphi_0^d(r) = u(r)$, $\varphi_2^d(r) = w(r)$. При выводе формул (10) было учтено, что контактный дибарионный ток в приближении $Q^2/4m_N^2 \ll 1$ является поперечным и не вносит вклада в продольные

Например, в координатном пространстве генеалогическое разложение интересующих нас шестикварковых конфигураций может быть представлено в виде

(зарядовые) формфакторы, а диагональный матричный элемент тока по *S*-волновой дибарионной компоненте $|s^6, L = 0\rangle$ не дает вклада в квадрупольный формфактор. Вычисляя выражения (10) при $Q = 0$, можно найти значения квадрупольного и магнитного моментов дейтрона с учетом дибарионных поправок.

На основе описанного выше формализма с параметрами модели DBM-2 удалось хорошо описать магнитный формфактор при $Q < 1.5$ ГэВ/с, включая область минимума [14]. Однако зарядовый формфактор описывался хуже, несмотря на попытки включить все возможные 6*q*-конфигурации в *NN*-канале, помимо доминирующей s^4p^2 . Дибарионные поправки к квадрупольному формфактору оказались очень малыми.

1.4. Учет *D*-волны дейтрона в выражении для контактного дибарионного тока

В работе [14] в выражении для матричного элемента контактного дибарионного тока (11) была учтена только *S*-волновая компонента дейтронной волновой функции. Известно, однако, что описание магнитного формфактора в области минимума очень чувствительно к интерференции *S*- и *D*-волн в дейтроне. Поэтому в настоящей работе мы учитываем вклады как *S*-, так и *D*-волновых функций дейтрона при вычислении соответствующего матричного элемента. Для этого замечаем, что потенциал V_{NqN} для связанных каналов 3S_1 - 3D_1 представляет собой матрицу 2×2 (8) с параметрами, подогнанными под фазы *NN*-рассеяния в этих каналах. Аналогичный матричный вид будет иметь полный (т.е. с учетом *S*- и *D*-волновых переходов) потенциал $V_{NqN\gamma}$. Учитывая результаты работы [14], мы можем записать для него общее выражение:

$$V_{NqN\gamma}(E, \mathbf{r}, \mathbf{r}') = \\ = \left(e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}/2}(-i\nabla) + e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}'/2}(-i\nabla') \right) V_{NqN}(E, \mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (16)$$

где в потенциалы V_{NqN} , $V_{NqN\gamma}$ также включена угловая зависимость. При этом потенциал

$V_{NqN}(E, \mathbf{r}, \mathbf{r}')$ в (16) имеет вид (8) с заменой радиальных функций $\varphi_{2L}(r)$ на полные осцилляторные функции $\Psi_{2L}(\mathbf{r}) = \varphi_{2L}(r) \sum_M Y_{LM}(\hat{r})$.

От потенциала $V_{NqN\gamma}(E, \mathbf{r}, \mathbf{r}')$ следует взять матричный элемент по NN -компоненте волновой функции дейтрона, включающей S - и D -волны, $\Psi_L^d(\mathbf{r}) = \varphi_L^d(r) \sum_M Y_{LM}(\hat{r})$. В итоге получаем следующее выражение для вклада контактного дибарионного тока в магнитный формфактор дейтрона:

$$G_{NqN} = G_M^s(Q^2) \times \sum_{L, L', L''=0,2} J_{LL'} \langle d(NN), L'' | s^4 p^2, L'' \rangle, \\ J_{LL'} = \frac{\lambda_{LL'}}{qm_N} \int d^3 r' \Psi_L^d(\mathbf{r}') e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}'/2} (-i\nabla') \Psi_{2L'}(\mathbf{r}'). \quad (17)$$

В S -волновом приближении, т.е. при $L, L', L'' = 0$, выражение (17) сводится к (11). При учете D -волны дейтрона получаем 8 различных по величине вкладов, только один из которых (доминирующий) отвечает чисто S -волновому переходу.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

На рис. 3–5 приведены результаты расчетов трех формфакторов дейтрона (нормированных на единицу) на основе нескольких моделей NN -взаимодействия в сравнении с результатами анализа мировых данных (global analysis — GA), опубликованными в работе [23]. На панели *a* показаны результаты, полученные в импульсном приближении (с учетом только однонуклонных токов) для пяти моделей дейтронной волновой функции: CD-Bonn, Nijmegen II, AV18, DBM-2 и DBM-2022. На панели *b* показаны результаты расчетов в рамках двух версий дибарионной модели, DBM-2 и DBM-2022, как в импульсном приближении, так и с учетом дибарионных токов. Также на рис. 5, *b* приведен магнитный формфактор, полученный без учета D -волны дейтрона в выражении для контактного дибарионного тока (для модели DBM-2). Для модели DBM-2022 эффект учета D -волны практически неразличим на рисунках.

Из рисунков видно, что все рассмотренные модели сил хорошо описывают данные для всех трех формфакторов при переданных импульсах $Q < 0.8$ ГэВ. При более высоких значениях Q предсказания различных моделей расходятся как друг с другом, так и с экспериментом. При этом новая версия дибарионной модели DBM-2022 хорошо описывает зарядовый формфактор уже в импульсном приближении, но не справляется с описанием магнитного формфактора. При учете дибарионных токов зарядовый формфактор лишь немного сдвигается в сторону больших переданных импульсов, оставаясь достаточно близко к экспериментальным данным. Магнитный формфактор при этом оста-

ется сильно недооцененным. Для квадрупольного формфактора, дибарионные токи дают малую поправку к импульсному приближению, при этом результаты расчетов оказываются близкими для двух версий модели.

Помимо нормированных электромагнитных формфакторов, мы рассчитали электрический квадрупольный и магнитный дипольный моменты дейтрона в двух версиях дибарионной модели. Были получены следующие значения:

- для версии DBM-2 $Q_d = 0.283$ Фм², $\mu_d = 0.8489\mu_N$ в рамках однонуклонных токов и $Q_d = 0.276$ Фм², $\mu_d = 0.8567\mu_N$ с учетом дибарионных поправок;
- для версии DBM-2022 $Q_d = 0.269$ Фм², $\mu_d = 0.8522\mu_N$ в рамках однонуклонных токов и $Q_d = 0.259$ Фм², $\mu_d = 0.8582\mu_N$ с учетом дибарионных поправок.

Эти значения должны быть сопоставлены с экспериментальными значениями $Q_d = 0.2859(3)$ Фм² [24], $\mu_d = 0.857406(1)\mu_N$ [25]. Мы видим, что квадрупольный момент дейтрона недооценен как в версии DBM-2, так и в большей степени в версии DBM-2022. При этом, однако, магнитный момент хорошо описывается в обеих версиях модели, причем включение дибарионных токов улучшает согласие с экспериментом.

Отметим, что в модели DBM-2022 допускается наличие небольшой примеси полностью симметричной $6q$ -компоненты во внешнем канале, что приводит к заметному сокращению «петли» в S -волновой функции дейтрона на малых расстояниях, по сравнению с моделью DBM-2 [20]. Эта петля возникает вследствие ортогональности волновой функции к $6q$ -компоненте s^6 , и при нестрогой ортогональности она уменьшается (при этом ортогональность внешнего и внутреннего каналов сохраняется за счет присутствия скалярного σ -поля во внутреннем канале, и переход во внутренний канал по-прежнему происходит через доминирующую $6q$ -компоненту смешанной симметрии [19]). В итоге в новой версии модели вклад контактного дибарионного тока G_{NqN} убывает быстрее с ростом переданного импульса Q , поскольку большие значения Q «вырезают» область малых расстояний в дейтронной функции. Помимо этого, из-за более близкого дибарионного полюса константа связи λ_{00} в версии DBM-2022 получается в три раза меньше, чем в DBM-2 (см. таблицу).

Таким образом, контактный дибарионный ток оказывается сильно подавленным в новой версии модели и не дает существенного вклада в магнитный формфактор дейтрона. Эффект учета D -волны дейтрона также оказывается незначительным. Хорошее описание магнитного формфактора в области минимума в рамках описанного формализма с параметрами модели DBM-2022 было бы возможно только при увеличении вклада G_{NqN} в 8 раз.

Поскольку зарядовый формфактор чувствителен в основном к S -волне дейтрона, из полученных

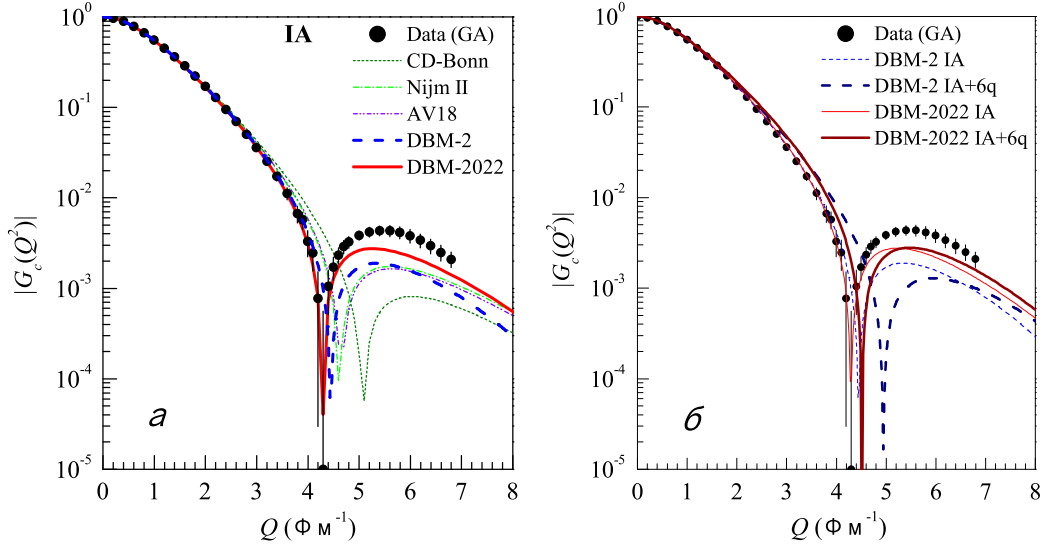


Рис. 3. *a* — Зарядовый формфактор дейтрона, рассчитанный в импульсном приближении (IA) для пяти моделей дейтронной волновой функции: CD-Bonn (тонкая штриховая кривая), Nijmegen II (тонкая штрихпунктирная кривая), AV18 (тонкая штрихпунктир-пунктирная кривая), DBM-2 (штриховая кривая) и DBM-2022 (сплошная кривая). *б* — Зарядовый формфактор дейтрона, рассчитанный на основе двух версий дибарионной модели NN -взаимодействия: DBM-2 (штриховые кривые) и DBM-2022 (сплошные кривые). Тонкими кривыми показаны результаты расчетов в импульсном приближении (IA), жирными — с учетом дибарионных токов (IA+6q). На обеих панелях точками показаны эмпирические формфакторы, извлеченные из анализа мировых данных (GA) в работе [23]

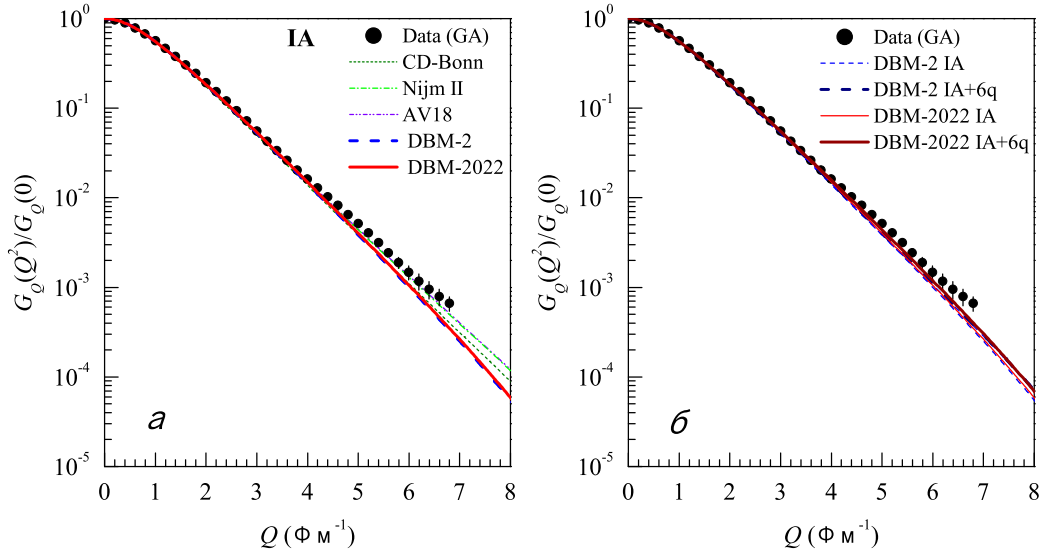


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для квадрупольного формфактора дейтрона, нормированного на 1 при $Q = 0$

результатов можно сделать вывод о завышенном вкладе короткодействующей S -компоненты в дейтронной волновой функции в старой версии дибарионной модели. Об этом также косвенно свидетельствуют выполненные нами ранее расчеты упругого pd -рассеяния и реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ (см. работы [26, 27]). В новой версии зарядовый формфактор хорошо описывается уже в импульсном приближении, что говорит о более правильном поведении S -волновой функции дейтрона на малых расстояниях (при условии малости поправок к импульсному приближению). Конечно, это только качественный вывод, т.к. для более точного описания следу-

ет рассматривать релятивистскую трактовку дейтронной волновой функции на малых расстояниях, например, на основе динамики на световом фронте [28]. С другой стороны, из описания магнитного формфактора в настоящей работе можно сделать предположение о заниженном вкладе короткодействующей D -волны в новой версии модели. На рис. 6 показано отношение импульсных распределений в дейтроне $w^2(p)/(u^2(p) + w^2(p))$ в разных моделях NN -взаимодействия. Видно, что в обеих рассмотренных версиях дибарионной модели относительный вес D -волны быстро убывает с ростом импульса при $p > 2 \text{ Ф м}^{-1}$ и при больших импульсах

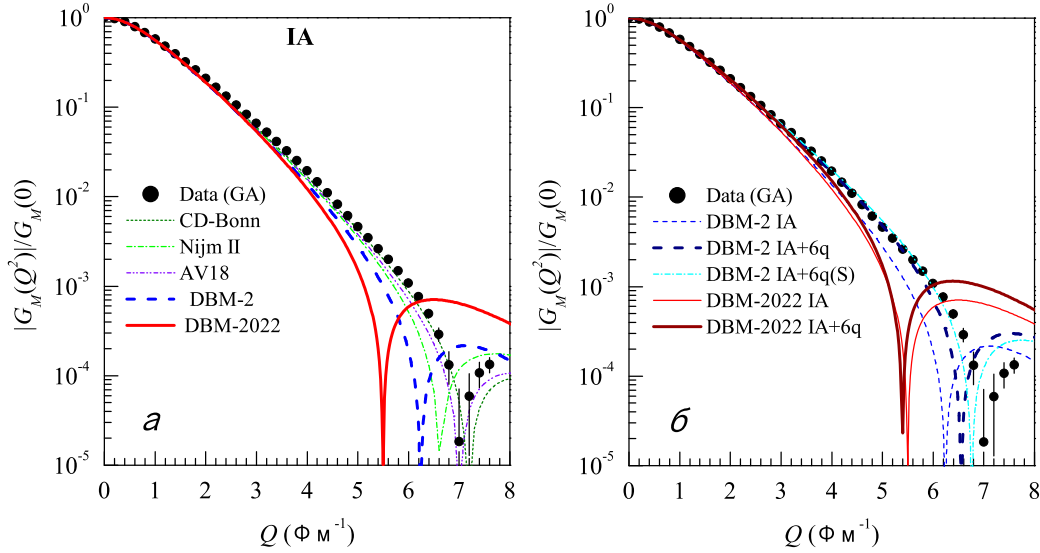


Рис. 5. То же, что на рис. 3, но для магнитного формфактора дейтрона, нормированного на 1 при $Q = 0$. Дополнительно на панели б показан результат расчета для модели DBM-2 без учета D -волны дейтрона в выражении для контактного дибарионного тока (17) (тонкая штрихпунктирная кривая)

сах (т.е. на малых расстояниях) оказывается заниженным по сравнению с традиционными моделями ядерных сил.

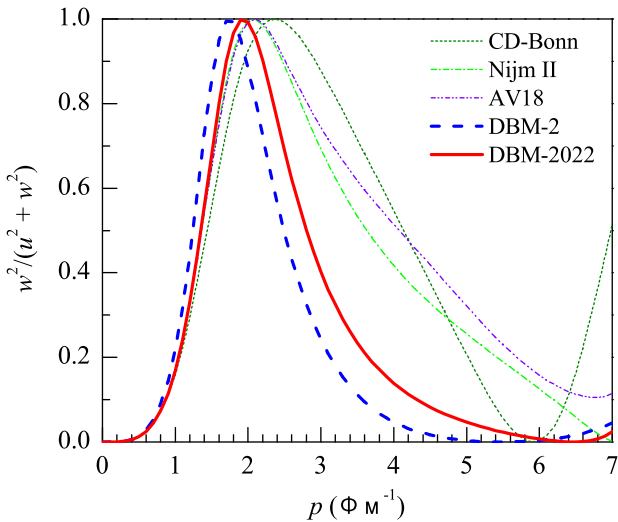


Рис. 6. Отношение импульсных распределений в дейтроне $w^2(p)/(u^2(p) + w^2(p))$ для разных моделей NN -взаимодействия: CD-Bonn (тонкая штриховая кривая), Nijmegen II (тонкая штрихпунктирная кривая), AV18 (тонкая штрихпунктирная кривая), DBM-2 (штриховая кривая) и DBM-2022 (сплошная кривая)

В качестве следующего шага в развитии дибарионной модели мы планируем ввести отталкивание на малых расстояниях не только в S -, но и в D -волновой NN -конфигурации, что позволит увеличить вклад короткодействующей D -волны и, возможно, улучшить описание магнитного формфактора дейтрона при больших переданных импульсах, а также квадрупольного момента. Помимо

этого, мы планируем учесть вклады пион-обменных токов [12] в формфакторы дейтрона. Хотя в рамках дибарионной модели эти вклады предполагаются малыми (из-за небольших констант обрезания в мезон-барионных вершинах), тем не менее они могут оказать заметное влияние на формфакторы за счет интерференционных эффектов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выполнены расчеты электромагнитных формфакторов дейтрона на основе дибарионной модели ядерных сил. В этой модели дейтрон имеет две компоненты — внешнюю (NN) и внутреннюю (дибарионную), а дейтронный ток, помимо обычных однонуклонных членов, содержит также новые вклады, индуцированные рождением промежуточного дибариона в соударении нуклонов. Формализм, развитый в работе [14], дополнен вкладом D -волны дейтрона в недиагональный (контактный) дибарионный ток, возникающий при излучении (поглощении) виртуального фотона в вершине перехода из NN -компоненты дейтрона в дибарионную (и обратно). Найдено, что предсказания двух разных версий дибарионной модели, DBM-2 [16] и DBM-2022 [19], согласуются с экспериментом в области переданных импульсов $Q < 0.8$ ГэВ/с, но при росте Q заметно отличаются друг от друга. Так, в версии DBM-2 неплохо описывается магнитный формфактор в области минимума (хотя учет вклада D -волны дейтрона немного ухудшает согласие с экспериментом), а зарядовый формфактор сильно переоценен. В то же время в новой версии DBM-2022 зарядовый формфактор описывается хорошо уже в рамках импульсного приближения (с учетом только однонуклонных то-

ков), а магнитный формфактор сильно недооценен. Вклад контактного дибарионного тока, как с учетом D -волны, так и без него, оказывается незначительным в новой версии модели. Построенная модель для формфакторов дейтрона не имеет свободных параметров, поскольку в настоящей работе, как и в работе [14], были использованы параметры, ранее подогнанные под описание фазовых сдвигов NN -рассеяния. Поэтому улучшить описание данных можно только путем включения дополнительных механизмов. Также причина расхождения с данными может крыться в недостаточном вкладе короткодействующей D -волны в NN -каналах 3S_1 - 3D_1 в дибарионной модели. На следующем эта-

пе работы мы планируем пересмотреть описание короткодействующей D -волны в новой версии дибарионной модели, а также учесть мезон-обменные токи при вычислении формфакторов дейтрона. Кроме того, важным тестом модели будет вычисление сечений электрорасщепления дейтрона и других легчайших ядер (первые результаты для ядер с $A = 3$ представлены в работе [29]).

Авторы выражают благодарность В. Н. Померанцеву за предоставление параметров модели DBM-2, а также В. Н. Померанцеву и О. А. Рубцовой за полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 23-22-00072).

- [1] Wiringa R.B., Stoks V.G.J., Schiavilla R. // *Phys. Rev. C* **51**, 38 (1995).
- [2] Machleidt R. // *Phys. Rev. C* **63**, 024001 (2001).
- [3] Stoks V.G.J., Klomp R.A.M., Terheggen C.P.F., de Swart J.J. // *Phys. Rev. C* **49**, 2950 (1994).
- [4] Pastore S., Girlanda L., Schiavilla R. et al. // *Phys. Rev. C* **80**, 034004 (2009).
- [5] Kölling S., Epelbaum E., Krebs H., Meißner U.-G. // *Phys. Rev. C* **80**, 045502 (2009).
- [6] Filin A.A., Moller D., Baru V. et al. // *Phys. Rev. C* **103**, 024313 (2021).
- [7] Gross F. // *Phys. Rev. C* **89**, 064001 (2014).
- [8] Gross F. // *Phys. Rev. C* **101**, 024001 (2020).
- [9] Marcucci L.E., Gross F., Peña et al. // *J. Phys. G* **43**, 023002 (2016).
- [10] Gilman R., Gross F. // *J. Phys. G* **28**, R37 (2002).
- [11] Garçon M., Van Orden J.W. // *Adv. Nucl. Phys.* **26**, 293 (2001).
- [12] Gari M., Hyuga G. // *Nucl. Phys. A* **264**, 409 (1976).
- [13] Dymarz R., Khanna F.C. // *Phys. Rev. C* **41**, 2438 (1990).
- [14] Kukulín V.I., Obukhovskiy I.T., Grabmayr P., Faessler A. // *Phys. Rev. C* **74**, 064005 (2006).
- [15] Kukulín V.I., Obukhovskiy I.T., Pomerantsev V.N., Faessler A. // *J. Phys. G* **27**, 1851 (2001).
- [16] Kukulín V.I., Obukhovskiy I.T., Pomerantsev V.N., Faessler A. // *Int. J. Mod. Phys. E* **11**, 1 (2002).
- [17] Померанцев В.Н., Кукүлин В.И., Ворончев В.Т., Фесслер А. // *ЯФ*. (2005). **68**, 9. 1511 (Pomerantsev V.N., Kukulín V.I., Voronchev V.T., Faessler A. // *Phys. At. Nucl.* **68**, 9. 1453 (2005)).
- [18] Kukulín V.I., Rubtsova O.A., Platonova M.N. et al. // *Eur. Phys. J. A* **56**, 229 (2020).
- [19] Kukulín V.I., Pomerantsev V.N., Rubtsova O.A. et al. // *Chinese Phys. C* **46**, 114106 (2022).
- [20] Рубцова О.А., Померанцев В.Н., Платонова М.Н. // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* (2023). **78**, 1. 2310601 (Rubtsova O.A., Pomerantsev V.N., Platonova M.N. // *Mosc. Univ. Phys. Bull.* **78**, 1. 97(2023)).
- [21] Kusainov A.M., Neudatchin V.G., Obukhovskiy I.T. // *Phys. Rev. C* **44**, 2343 (1991).
- [22] Obukhovskiy I.T., Kukulín V.I., Kaskulov M.M. et al. // *J. Phys. G* **29**, 2207(2003).
- [23] Sick I. // *Prog. Part. Nucl. Phys.* **47**, 245 (2001).
- [24] Ericson T.E.O., Rosa-Clot M. // *Nucl. Phys. A* **405**, 497 (1983).
- [25] Lindgren I. In α -, β -, and γ -Ray Spectroscopy. V. 2. Ed. by K. Siegbahn. North-Holland, Amsterdam, 1965. 1620.
- [26] Platonova M.N., Kukulín V.I. // *J. Phys. Conf. Ser.* **381**, 012110 (2012).
- [27] Platonova M.N., Kukulín V.I. // *Phys. Rev. D* **94**, 054039 (2016).
- [28] Sun B.-D., Dong Y.-B. // *Chinese Phys. C* **41**, 013102 (2017).
- [29] Rubtsova O.A., Pomerantsev V.N., Platonova M.N. // *Int. J. Mod. Phys. E* (2024).

Electromagnetic form factors of the deuteron in the dibaryon model of NN -interaction

M. N. Platonova^a, I. T. Obukhovskiy

*D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia*

E-mail: ^aplatonova@nucl-th.simp.msu.ru

The electromagnetic form factors of the deuteron have been calculated within the dibaryon model for nuclear forces, which is based on the resonance mechanism of formation of a six-quark bag (dibaryon) in a NN collision. The calculations take into account both the single-nucleon currents (impulse approximation) and additional contributions induced by the formation of an intermediate dibaryon. For the calculations of form factors, two versions of the dibaryon model, of 2002 and 2022, have been used. It is shown that both versions of the model reproduce experimental data well for all three deuteron form factors in the region of transferred

momenta $Q < 0.8 \text{ GeV}/c$. At higher values of Q , the predictions of different versions of the model deviate from each other, with one of them (2002) better describing the magnetic form factor, and the other (2022) — the charge one. Possible reasons for the discrepancy found between the theoretical calculations and experimental data for large momentum transfers are discussed.

PACS: 13.40.Gp, 27.10.+h, 13.75.Cs.

Keywords: electromagnetic deuteron form factors, nucleon-nucleon interaction, dibaryon resonances.

Received 15 October 2024.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2025. **80**, No. . Pp. .

Сведения об авторах

1. Платонова Мария Николаевна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-09, e-mail: platonova@nucl-th.sinp.msu.ru.
2. Обуховский Игорь Тимофеевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-55-86, e-mail: obukh@nucl-th.sinp.msu.ru.