

КВАРКОВЫЕ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ В ДЕЙТРОНЕ И НУКЛОН-НУКЛОННАЯ ДИНАМИКА¹

© 2006 А.Ф. Крутов,² В.Е. Троицкий,³ Н.А. Цинова⁴

В рамках релятивистской составной нуклонной модели исследуется асимптотика дейтронных формфакторов при больших переданных импульсах. Асимптотика вычисляется в нерелятивистском и релятивистском импульсном приближении. Обсуждается влияние недавно открытого т.н. "нерозенблютовского" поведения протонного формфактора на асимптотику дейтронных формфакторов. Установлено, что вычисленная в нашей работе релятивистская асимптотика адекватно описывает существующие экспериментальные данные при достигнутых в настоящее время переданных импульсах. Произведена оценка вклада обменных мезонных токов в асимптотику дейтронных формфакторов. Получена аналитическая форма дейтронных волновых функций, параметры которых определены степенью асимптотического спада дейтронных формфакторов, в частности, предсказанием КХД.

Введение

Эксперименты Джефферсоновской лаборатории на непрерывном электронном пучке возродили интерес к теоретическому исследованию электромагнитной структуры адронов [1–6] (см. также обзор [7]). Наиболее впечатляющими достижениями этой лаборатории за последние годы являются измерение компоненты $T_{20}(Q^2)$ ($Q^2 = -q^2$, q — переданный импульс) в поляризационном электрон-дейтронном рассеянии в области $Q^2 \simeq 2$ (ГэВ/с)² [8] и открытие т.н. "нерозенблютовского" поведения протонных формфакторов [9, 10]. Привлекают особое внимание планирующиеся эксперименты

¹Представлена доктором физико-математических наук профессором А.П. Мартыненко.

²Крутов Александр Федорович (krutov@ssu.samara.ru, кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

³Троицкий Вадим Евгеньевич (troitsky@theory.sinp.msu.ru, отдел теоретической физики высоких энергий научно-исследовательского института ядерной физики им. Д.В.Скобельцына, Московский государственный университет, 119992, г. Москва, Ленинские горы, НИИЯФ МГУ.

⁴Цинова Наталья Александровна (ntsirova@ssu.samara.ru, кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета.

по упругому электрон-дейтронному рассеянию при $Q^2 \simeq 10$ (ГэВ/с)² [11], т.к. они будут являться важным источником информации о нуклон-нуклонном взаимодействии на малых расстояниях, кварковых степенях свободы в дейтроне, роли релятивистских эффектов и обменных мезонных (двух-частичных) токов в электромагнитной структуре дейтрона. По-видимому, эти эксперименты смогут дать ответ на вопросы о границах применимости составной нуклонной модели, явном проявлении кварк-глюонных степеней свободы на малых расстояниях и связи этих двух теоретических подходов. Как будет показано далее, область переданных импульсов $Q^2 \simeq 10$ (ГэВ/с)² можно считать асимптотической для дейтрона, поэтому изучение электромагнитных дейтронных формфакторов при $Q^2 \rightarrow \infty$ привлекает особое внимание. Это связано, во-первых, с тем, что именно в этой области существует наиболее твердо установленное предсказание КХД на дейтронные формфакторы [12] (см. также предсказание т.н. кваркового счета [13]). Во-вторых, изучение асимптотического поведения в рамках феноменологической нуклонной модели, возможно, позволит корректно учесть кварковые степени свободы в нуклон-нуклонной динамике на малых расстояниях. Настоящая статья посвящена теоретическому исследованию асимптотического поведения электромагнитных дейтронных формфакторов при больших переданных импульсах в рамках составной нуклонной модели.

Асимптотическое поведение дейтронных формфакторов исследуется в нашей работе сначала в нерелятивистском импульсном приближении на основе полученных авторами результатов, упомянутых в [14]. Для дейтронных волновых функций мы использовали общепринятую аналитическую форму (см., например, [15]), которая дает правильное поведение волновой функции на больших и малых расстояниях. Точные выражения для главных членов асимптотического разложения содержат параметры волновых функций и электромагнитные нуклонные формфакторы. Из данной работы видно, что т.н. "нерозенблюттовское" поведение протонных формфакторов влияет на поведение дейтронных формфакторов. В частности, основной вклад в асимптотику функции $A(Q^2)$, которая входит в выражение для сечения электрон-дейтронного рассеяния, дает магнитный формфактор дейтрона, и т.н. "нерозенблюттовское" поведение протонных формфакторов усиливает этот эффект.

Вообще говоря, область больших переданных импульсов требует релятивистского рассмотрения. Поэтому в настоящей работе мы также рассчитали релятивистскую асимптотику дейтронных формфакторов. Для этого был использован развитый авторами формализм мгновенной формы релятивистской гамильтоновой динамики (РГД), [16–19]. Установлено, что релятивистские поправки (в сформулированном авторами модифицированном импульсном приближении (МИП)) изменяют асимптотическое поведение дейтронных формфакторов и, следовательно, асимптотику функции $A(Q^2)$.

В настоящей работе мы сравниваем полученную асимптотику функции $A(Q^2)$ с существующими экспериментальными данными. Получено, что на-

ша асимптотика достаточно хорошо описывает их при наибольших достигнутых в настоящее время переданных импульсах ($Q^2 \simeq 6$ (ГэВ/с) 2).

В нашей работе обсуждаются условия, накладываемые на нуклон-нуклонную динамику кварковыми степенями свободы в дейтроне. Так, если кварки будут обнаружены в будущих экспериментах JLab, это потребует изменения нуклон-нуклонного потенциала и, следовательно, поведения дейтронной волновой функции на малых расстояниях. Нами была получена соответствующая аналитическая форма волновой функции дейтрона, которая следует из предсказаний КХД и правил кваркового счета на дейтронные формфакторы при больших переданных импульсах [12, 13].

1. Асимптотика дейтронных формфакторов при $Q^2 \rightarrow \infty$

Остановимся подробнее на вычислении дейтронных формфакторов в нерелятивистском импульсном приближении. Стандартные выражения для электромагнитных формфакторов дейтрона в этом приближении могут быть представлены в следующем виде (см., например, [20]):

$$\begin{aligned} G_C^{NR}(Q^2) &= \sum_{l,l'} \int k^2 dk k'^2 dk' u_l(k) \tilde{g}_{0C}^{ll'}(k, Q^2, k') u_{l'}(k'), \\ G_Q^{NR}(Q^2) &= \frac{2M_d^2}{Q^2} \sum_{l,l'} \int k^2 dk k'^2 dk' u_l(k) \tilde{g}_{0Q}^{ll'}(k, Q^2, k') u_{l'}(k'), \\ G_M^{NR}(Q^2) &= -M_d \sum_{l,l'} \int k^2 dk k'^2 dk' u_l(k) \tilde{g}_{0M}^{ll'}(k, Q^2, k') u_{l'}(k'). \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь $u_l(k)$ — волновые функции дейтрона в импульсном представлении; $l, l' = 0, 2$ — орбитальные моменты; M_d — масса дейтрона; $g_{0i}^{ll'}$, $i = C, Q, M$ — т.н. зарядовый, квадрупольный и магнитный дипольный нерелятивистские свободные двухчастичные формфакторы, выражения для которых даны в [21].

В текущей литературе обычно используется следующая аналитическая форма волновых функций в импульсном представлении:

$$u_0(k) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sum_j \frac{C_j}{(k^2 + m_j^2)}, \quad u_2(k) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sum_j \frac{D_j}{(k^2 + m_j^2)}. \quad (1.2)$$

Соответствующие выражения в координатном представлении:

$$\begin{aligned} u_0(r) &= \sum_j C_j \exp(-m_j r), \\ u_2(r) &= \sum_j D_j \exp(-m_j r) \left[1 + \frac{3}{m_j r} + \frac{3}{(m_j r)^2} \right], \\ m_j &= \alpha + m_0 (j - 1), \quad \alpha = \sqrt{M |\epsilon_d|}, \end{aligned} \quad (1.3)$$

где коэффициенты C_j , D_j , максимальное значение индекса j и m_0 определяются из условий наилучшего фитирования соответствующего решения уравнения Шредингера, M — масса нуклона, ϵ_d — энергия связи дейтрона.

Соответствующее поведение дейтронных волновых функций на малых расстояниях

$$u_0(r) \sim r, \quad u_2(r) \sim r^3, \quad (1.4)$$

обеспечивается наложением на коэффициенты C_j и D_j следующих условий:

$$\sum_j C_j = 0, \quad (1.5)$$

$$\sum_j D_j = \sum_j D_j m_j^2 = \sum_j \frac{D_j}{m_j^2} = 0.$$

С учетом (1.5) и результатов, упомянутых в [14], главные члены асимптотического разложения нерелятивистских формфакторов дейтрона (зарядового, квадрупольного и магнитного дипольного соответственно) могут быть записаны в следующем виде:

$$G_C^{NR}(Q^2) \sim \frac{1}{Q^5} \cdot \frac{64}{\sqrt{\pi}} \left[\sum_j C_j m_j^2 \right]^2 (G_E^p(Q^2) + G_E^n(Q^2)), \quad (1.6)$$

$$G_Q^{NR}(Q^2) \sim \frac{1}{Q^9} \cdot \frac{12288 \sqrt{2}}{5 \sqrt{5\pi}} M_d^2 \left[\sum_j D_j m_j^4 \right] \left[\sum_j C_j m_j^2 \right] (G_E^p(Q^2) + G_E^n(Q^2)), \quad (1.7)$$

$$G_M^{NR}(Q^2) \sim \frac{1}{Q^5} \cdot \frac{64 M_d}{M \sqrt{\pi}} \left[\sum_j C_j m_j^2 \right]^2 (G_M^p(Q^2) + G_M^n(Q^2)). \quad (1.8)$$

Обратим внимание, что главные члены разложения для зарядового и магнитного формфакторов определяются только S -состоянием дейтрона, D -волновая функция дает вклад в лидирующий член только квадрупольного формфактора. Более быстрое его убывание вызвано более быстрым спаданием D -волновой функции на малых расстояниях по сравнению с S -волновой (1.4). С математической точки зрения это является следствием условий на коэффициенты (1.5). Модификация этих условий приведет, очевидно, к изменению главных асимптотических членов в (1.6)–(1.8). Из формул (1.6)–(1.8) видно, что эти асимптотические разложения содержат зависимости от асимптотик нуклонных формфакторов. "Нерозенбловское" поведение протонных формфакторов, т.е. более быстрое убывание зарядового формфактора протона по сравнению с магнитным, приведет к более быстрому спаданию зарядового и квадрупольного формфакторов по сравнению с магнитным.

Во многих работах исследуется асимптотика следующей функции (см., например, [11]):

$$F_d(Q^2) = \sqrt{A(Q^2)}, \quad (1.9)$$

где функция $A(Q^2)$, входящая в выражение для сечения электрон-дейтронного рассеяния, выражается через дейтронные формфакторы следующим образом:

$$A(Q^2) = G_C^2(Q^2) + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2(Q^2) + \frac{2}{3}\eta G_M^2(Q^2), \quad \eta = \frac{Q^2}{4M_d^2}. \quad (1.10)$$

Легко видеть, что основной вклад в асимптотику функций (1.9) и (1.10) дает магнитный дейтронный формфактор, так что "нерозенблютовское" поведение протонного формфактора только усиливает этот вклад.

Для численной оценки асимптотического разложения (1.9) и (1.10) необходимо задать значения коэффициентов C_j , D_j , m_j и нуклонные формфакторы. В данной работе мы использовали значения коэффициентов из парижской модели [22], а для магнитных нуклонных формфакторов стандартный дипольный фит:

$$\frac{G_M^p(Q^2)}{\mu_p} = \frac{G_M^n(Q^2)}{\mu_n} = G_d(Q^2), \quad G_d(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{a_d^2}\right)^{-2}, \quad (1.11)$$

где параметр $a_d^2 = 0.71 \text{ GeV}^2$, μ_p , μ_n — магнитные моменты протона и нейтрона соответственно. Заметим, что асимптотика нуклонных формфакторов в (1.11) ($\sim Q^{-4}$) согласуется с предсказаниями КХД для нуклонов [12].

В итоге мы получаем следующую асимптотику для $A(Q^2)$ в нерелятивистском импульсном приближении:

$$A^{NR}(Q^2) \sim \frac{1}{Q^{16}} \frac{2048(\mu_p + \mu_n)^2 (a_d^2)^4}{3\pi M^2} \left[\sum_j C_j m_j^2 \right]^4. \quad (1.12)$$

Подчеркнем, что в различных исследованиях дейтронной асимптотики определяется только степенная зависимость от переданного импульса. Оригинальной чертой нашей работы является математически точное вычисление предасимптотической константы. Отбрасывая предасимптотическую константу, получаем следующую степень спада $F_d(Q^2)$ из (1.9):

$$F_d^{NR}(Q^2) \sim \frac{1}{(Q^2)^4}. \quad (1.13)$$

Вообще говоря, при больших передачах импульса мы должны включить релятивистские поправки в электромагнитную структуру дейтрона. Релятивистское описание дейтрона в нашей работе построено в формализме релятивистской гамильтоновой динамики (РГД), а точнее, в ее варианте, развитом авторами в работах [16, 17, 18, 19]. В этом подходе электромагнитные формфакторы составной системы могут быть представлены выражениями, аналогичными нерелятивистскому случаю (1.1). Соответствующие формулы, выражающие электромагнитные формфакторы составной системы с полным угловым моментом равным 1, выведены в т.н. модифицированном релятивистском импульсном приближении (МИП) в терминах волновых функций и свободных двухчастичных формфакторов в работе [18]:

$$\begin{aligned}
 G_C(Q^2) &= \sum_{l,l'} \int d\sqrt{s} d\sqrt{s'} \varphi_l(s) g_{0C}^{ll'}(s, Q^2, s') \varphi_{l'}(s'), \\
 G_Q(Q^2) &= \frac{2M_d^2}{Q^2} \sum_{l,l'} \int d\sqrt{s} d\sqrt{s'} \varphi_l(s) g_{0Q}^{ll'}(s, Q^2, s') \varphi_{l'}(s'), \\
 G_M(Q^2) &= -M_d \sum_{l,l'} \int d\sqrt{s} d\sqrt{s'} \varphi_l(s) g_{0M}^{ll'}(s, Q^2, s') \varphi_{l'}(s'). \quad (1.14)
 \end{aligned}$$

Здесь $\varphi_l(s)$ — дейтронные волновые функции в смысле РГД; $g_{0i}^{ll'}(s, Q^2, s')$, $i = C, Q, M$ — зарядовый, квадрупольный и магнитный релятивистские формфакторы соответственно, выражения для которых даны в [21].

Кратко обсудим дейтронные волновые функции в смысле РГД. Они являются решением задачи на собственные значения для оператора квадрата массы дейтрона (см., например, [16]):

$$\hat{M}_d^2 |\psi\rangle = M_d^2 |\psi\rangle. \quad (1.15)$$

Это уравнение совпадает с нерелятивистским уравнением Шредингера с точностью до второго порядка малости по энергии связи дейтрона $((\epsilon_d/4M)^2)$. В силу малости этой величины волновые функции дейтрона в смысле РГД отличаются от нерелятивистских волновых функций только условиями нормировки. В релятивистском случае волновые функции нормированы с релятивистской плотностью состояний:

$$\begin{aligned}
 \sum_{l=0,2} \int_0^\infty \varphi_l^2(k) \frac{dk}{2\sqrt{k^2 + M^2}} &= 1, \\
 \varphi_l(k) &= \sqrt[4]{s} k u_l(k), \quad s = 4(k^2 + M^2).
 \end{aligned}$$

Заметим, что нерелятивистские выражения (1.1) могут быть получены из релятивистских (1.14) в нерелятивистском пределе. На основании результатов, упомянутых в [14], главные члены асимптотических разложений релятивистских формфакторов (1.14) приводят к следующей релятивистской асимптотике функции $A(Q^2)$:

$$A(Q^2) \sim \frac{Q^3}{32M^3} A^{NR}(Q^2). \quad (1.16)$$

Отсюда следует асимптотика релятивистского формфактора (1.9):

$$F_d(Q^2) \sim Q^{3/2} F_d^{NR}(Q^2). \quad (1.17)$$

Из формул (1.16)–(1.17) видно, что релятивизм изменяет степень убывания формфакторов по сравнению с нерелятивистским случаем (1.12), (1.13).

Интерес представляет сравнение полученных асимптотических предсказаний с существующими экспериментальными данными. Интерполируя существующие экспериментальные данные при $Q^2 \sim 6$ (ГэВ/с)² [23], получаем следующую оценку степени убывания дейтронного формфактора:

$$F_d^{exp}(Q^2) \sim \frac{1}{(Q^2)^{3.76 \pm 0.41}}. \quad (1.18)$$

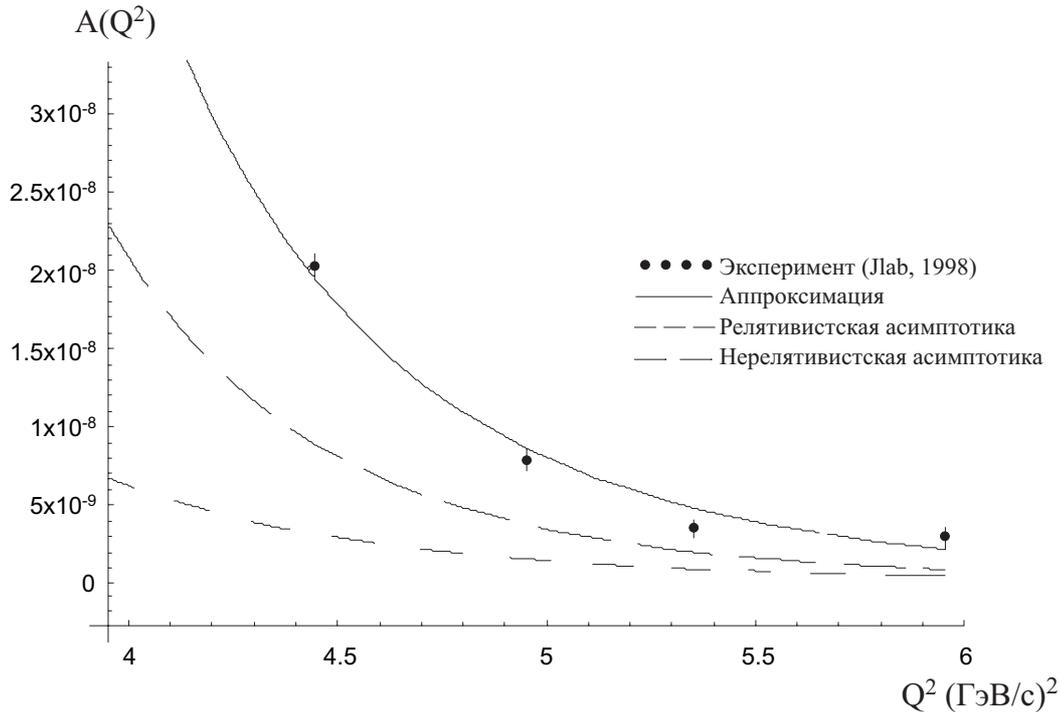


Рис. 1. Экспериментальные точки, аппроксимационная и асимптотическая кривые

Сравнивая (1.13), (1.17) и (1.18), приходим к выводу, что степень спада существующих экспериментальных точек достаточно хорошо описывается как нерелятивистской формулой (1.13), так и релятивистской (1.17). Релятивистская формула (1.17) отличается от фита (1.18) только множителем $(Q^2)^{1/10}$.

Наглядное сравнение асимптотик функции $A(Q^2)$ может быть произведено с помощью рис. 1. Видно, что релятивистская асимптотика лежит очень близко к экспериментальным точкам при достигнутых переданных импульсах. Следовательно, с большой уверенностью можно сказать, что современный эксперимент уже почти достиг асимптотической области, предсказываемой релятивистской составной нуклонной моделью [16–19]. Изменение этого поведения, возможно, будет установлено в планирующихся экспериментах Джефферсоновской лаборатории [11]. Таким образом, можно сделать следующие выводы. Во-первых, т.к. в существующих экспериментах достигнута асимптотика, предсказанная релятивистской составной нуклонной моделью, то кварковые степени свободы при достигнутых переданных импульсах не видны. Надежда на их проявление связана с обнаружением в планируемых экспериментах отклонения степени спада функции $A(Q^2)$ от рассчитанной в релятивистской нуклонной модели. Во-вторых, хорошее описание асимптотики дейтронного формфактора в рамках релятивистско-

го импульсного приближения (в формулировке, данной авторами в работе [17]) указывает на то, что вклад двухчастичных токов (обменных мезонных токов) достаточно мал при достигнутых в настоящее время переданных импульсах. Из рис. 1 и сравнения формул (1.17) и (1.18) видно, что для вклада обменных токов просто нет места. Особенностью данной ситуации является то, что асимптотика функции $A(Q^2)$ определяется магнитным дейтронным формфактором, вклад обменных мезонных токов в который может быть достаточно велик. Это связано с хорошо известной теоремой Зигерта (см., например, [24]), которая гласит, что если электромагнитный ток удовлетворяет закону сохранения в дифференциальной форме, и если динамика двухчастичной системы является нерелятивистской (уравнение Шредингера, потенциал), то вклад обменных токов в зарядовый и квадрупольный формфактор равен нулю. Однако вклад в магнитный формфактор может быть существенным. Возможно, малый вклад обменных мезонных токов объясняется быстрым спаданием при $Q^2 \rightarrow \infty$ переходных мезонных формфакторов (например, ρ -формфактора), которые в настоящее время плохо изучены. Этот вопрос требует дополнительного изучения, но, во всяком случае, наши результаты накладывают ограничения на поведение этих формфакторов.

Обсудим еще один вопрос, связанный с асимптотикой дейтронных формфакторов, а именно, возможность инкорпорировать предсказания КХД в нуклон-нуклонную динамику. Сформулируем проблему следующим образом: как должны себя вести дейтронные волновые функции на малых расстояниях; по-другому, как должен быть модифицирован нуклон-нуклонный потенциал на малых расстояниях, чтобы получить предсказываемую в КХД асимптотику электромагнитных формфакторов дейтрона?

При асимптотически больших передачах импульса существует твердо установленное предсказание на поведение формфактора дейтрона (1.9), сделанное в рамках так называемого кваркового счета и КХД [12, 13]:

$$F_d(Q^2) \sim Q^{-10} . \quad (1.19)$$

Имеющиеся данные о дейтронных формфакторах при максимальных достигнутых в настоящее время переданных импульсах [23] имеют, как мы показали, другую степень спадания (1.18), которая достаточно хорошо описывается в релятивистском нуклонном подходе, используемом в настоящей работе (см. формулу (1.17)).

Как следует из наших асимптотических оценок (1.6)–(1.8), (1.13), (1.16), (1.17), а также из условий на волновые функции (1.4), (1.5), никакими условиями на коэффициенты C_j и D_j в (1.2) типа (1.5) невозможно получить предсказания кваркового счета (1.19). Другим способом получения асимптотики кваркового счета могло бы быть наложение некоторых условий на нуклонные формфакторы в (1.6)–(1.8), однако для них наиболее последовательным в этом случае является использование предсказания КХД (Q^{-4}), которое совпадает при $Q^2 \rightarrow \infty$ с результатом дипольной подгонки

(1.11). Напомним, что именно для дипольной подгонки (1.11) нами были получены асимптотические оценки (1.13), (1.17). Таким образом, для феноменологического учета предсказаний КХД в нуклонной динамике нужно изменить форму используемых волновых функций (1.2). Представим S -волновую функцию дейтрона, определяющую (1.13), (1.17) в отличном от (1.2) виде:

$$u_0(k) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sum_j \frac{C_j}{(k^2 + m_j^2)^\alpha}. \quad (1.20)$$

Значение параметра $\alpha = 1$, приводит нас к асимптотике (1.17), которая не совпадает с предсказаниями КХД. Расчет показывает, что необходимая нам асимптотика (1.19) достигается при $\alpha = 15/4$ без наложения условий (1.5).

Выясним теперь, какому поведению дейтронных волновых функций на больших и малых расстояниях соответствует представление (1.20) с полученным значением α . Для этого преобразуем (1.20) в координатное представление:

$$u_0(r) = \frac{128}{231 \sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{3}{4}\right)} \sum_j C_j m_j \left(\frac{r}{2m_j}\right)^{13/4} K_{\frac{9}{4}}(r m_j), \quad (1.21)$$

где $K_\nu(x)$ — функция Макдональда; $\Gamma(x)$ — гамма-функция Эйлера.

Асимптотика функции Макдональда в нуле и на бесконечности дает следующее поведение дейтронных волновых функций:

$$r \rightarrow 0, \quad u_0(r) \sim r \frac{10 \Gamma\left(\frac{1}{4}\right)}{231 \sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{3}{4}\right)} \sum_j \frac{C_j}{m_j^{9/2}}, \quad (1.22)$$

$$r \rightarrow \infty, \quad u_0(r) \sim r^{11/4} \frac{2^{13/4}}{231 \Gamma\left(\frac{3}{4}\right) m_1^{11/4}} C_1 e^{-\alpha r}. \quad (1.23)$$

Обращает на себя внимание, что S -волновая дейтронная функция сохраняет стандартное линейное поведение на малых расстояниях, как и в нуклон-нуклонной динамике (1.4). На больших расстояниях волновая функция убывает экспоненциально, причем ведущий член при $r \rightarrow \infty$ определяется, как и в обычном подходе, положением связанного состояния в комплексной плоскости импульсов (1.3). Т.е., волновая функция (1.20) удовлетворяет стандартным условиям для волновых функций связанного состояния. Таким образом, нами решена своего рода обратная задача, т.е. мы нашли вид волновой функции дейтрона, исходя из заданного в рамках кварковой картины асимптотического поведения электромагнитных формфакторов дейтрона.

Заключение

В работе решалась задача о вычислении асимптотики электромагнитных дейтронных формфакторов при больших переданных импульсах. Рас-

считано асимптотическое поведение дейтронных формфакторов в нерелятивистском и релятивистском импульсном приближении для волновых функций общего вида. Релятивистский расчет проводился в рамках мгновенной формы релятивистской гамильтоновой динамики (РГД). Показано, что релятивизм увеличивает скорость спада формфакторов. Основной вклад в асимптотику функции $A(Q^2)$ упругого электрон-дейтронного рассеяния дает магнитный формфактор дейтрона. В связи с этим получено, что так называемое "нерозенблютовское" поведение протонных электромагнитных формфакторов, открытое в недавних экспериментах не влияет на асимптотическое поведение функции $A(Q^2)$. Найдено, что данные при максимальных достигнутых на сегодняшний день переданных импульсах достаточно хорошо описывается полученной в работе релятивистской асимптотикой. В связи с этим показано, что при данных переданных импульсах вклад обменных мезонных токов в асимптотику пренебрежимо мал. Вычисленная асимптотика в нерелятивистском и релятивистском случаях не согласуется с предсказаниями КХД и т.н. кваркового счета. В работе получена аналитическая форма волновых функций дейтрона, приводящая к асимптотике, совпадающей с кварковыми предсказаниями.

Работа частично поддержана программой Министерства образования и науки Российской Федерации "Развитие научного потенциала высшей школы" (грант 75358). Один из авторов (Н.Ц.) благодарит Фонд "Династия".

Литература

- [1] Allen, T.W. Point-form analysis of elastic deuteron form factors / T.W. Allen, W.H. Klink, W.N. Polyzou // Phys.Rev.C. – 2001. – V. 63. 034002.
- [2] Simula, S. Comparison among Hamiltonian light-front formalisms at $q^+ = 0$ and $q^+ \neq 0$: space-like elastic form factors of pseudoscalar and vector mesons / S. Simula // Phys.Rev.C. – 2002. – V. 66. 035201.
- [3] Rekalov, M.P. Sensitivity of pQCD deuteron structure to the nucleon form factors / M.P. Rekalov, E. Tomasi-Gustafsson // Eur.Phys.J.A. – 2003. – V. 16. – P. 563.
- [4] Tomasi-Gustafsson, E. Nucleon electromagnetic structure: past, present, and future / E. Tomasi-Gustafsson // Nuovo Cim. C. – 2004. – V. 27. – P. 413.
- [5] Desplanques, B. Form factors in relativistic quantum mechanics: Is there a favored approach? Why? / B. Desplanques // arXiv:nucl-th/0407074. – 2004.
- [6] The covariant structure of light-front wave functions and the behavior of hadronic form factors / S.J. Brodsky [et al.] // Phys.Rev. D. – 2004. – V. 69. 076001.

- [7] Gilman, R. Electromagnetic structure of the deuteron / R. Gilman, F. Gross // J.Phys G. – 2002. – V. 28. R 37.
- [8] Measurement of tensor polarization in elastic electron-deuteron scattering at large momentum transfer / D. Abbot [et al.] // Phys.Rev.Lett. – 2000. – V. 84. – P. 5053.
- [9] Measurement of G_E^p/G_M^p in $ep \rightarrow ep$ to $Q^2 = 5.6 \text{ GeV}^2$ / O. Gayou [et al.] // Phys.Rev.Lett. – 2002. – V. 88. 092301.
- [10] Proton elastic form factor ratios to $Q^2 = 3.5 \text{ GeV}^2$ by polarization transfer / V. Punjabi [et al.] // arXiv:nucl-ex/0501018. – 2005.
- [11] Hall A 12 GeV Upgrade / J. Arrington [et al.] // Pre-Conceptual Design Report. Jefferson Lab. – 2005.
- [12] Brodsky, S.J. Scaling laws at large transverse momentum / S.J. Brodsky, G.R. Farrar // Phys. Rev. Lett. – 1973. – V. 31. – P. 1153.
- [13] Matveev, V.A. Automodellism in the large-angle elastic scattering and structure of hadrons / V.A. Matveev, R.M. Muradyan, A.N. Tavkhelidze // Lett. Nuovo Cim. – 1973. – V. 7. – P. 719.
- [14] Крутов, А.Ф. Электромагнитная структура дейтрона на малых расстояниях / А.Ф. Крутов, В.Е. Троицкий, Н.А. Цирова // Сборник тезисов конференции "Концепции симметрии и фундаментальных полей в квантовой физике XXI века". – 2005. – С. 60.
- [15] Machleidt, R. High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential / R. Machleidt // Phys.Rev.C. – 2001. – V. 63. 024001.
- [16] Баландина, Е.В. Релятивистская модель двухкварковых составных систем / Е.В. Баландина, А.Ф. Крутов, В.Е. Троицкий // ТМФ. – 1995. – Т. 103. – С. 41.
- [17] Krutov, A.F. Relativistic instant-form approach to the structure of two-body composite systems / A.F. Krutov, V.E. Troitsky // Phys.Rev.C. – 2002. – V. 65. 045501.
- [18] Krutov, A.F. Relativistic instant-form approach to the structure of two-body composite systems: Nonzero spin / A.F. Krutov, V.E. Troitsky // Phys.Rev.C. – 2003. – V. 68. 018501.
- [19] Крутов, А.Ф. Построение формфакторов составных систем с помощью обобщенной теоремы Вигнера-Эккарта для группы Пуанкаре / А.Ф. Крутов, В.Е. Троицкий // ТМФ. – 2005. – Т. 143. – С. 258.
- [20] Браун, Дж.Е. Нуклон-нуклонные взаимодействия / Дж.Е. Браун, А.Д. Джексон. – М.: Атомиздат, 1979. – 248 с.
- [21] Крутов, А.Ф. Новые аспекты в асимптотике электромагнитных формфакторов дейтрона / А.Ф. Крутов, В.Е. Троицкий, Н.А. Цирова // Теоретическая физика. – 2004. – Т. 5. – С. 17.
- [22] Parametrization of the deuteron wave function of the Paris N-N potential / M. Lacombe [et al.] // Phys.Lett.B. – 1981. – V. 101. – P. 139.

- [23] Measurements of the Deuteron Elastic Structure Function $A(Q^2)$ for $0.7 \leq Q^2 \leq 6.0$ (GeV/c)² at Jefferson Laboratory /L.C.Alexa [et al.] // Phys.Rev.Lett. – 1999. – V. 82. – P. 1374.
- [24] Baier, H. Exchange currents, isobaric excitations and deuteron / H.Baier // Fort.Phys. – 1979. – V. 27. – P. 209.

Поступила в редакцию 7/III/2006;
в окончательном варианте — 08/VI/2006.

QUARK DEGREES OF FREEDOM IN THE DEUTERON AND NUCLEON-NUCLEON DYNAMICS⁵

© 2006 A.F.Krutov,⁶ V.E.Troitsky,⁷ N.A.Tsirova⁸

Asymptotics of the deuteron form factors at high momentum transfers is investigated in the framework of relativistic composite nucleon model. Asymptotics is calculated in the nonrelativistic and relativistic impulse approximations. The influence of the recent opened "non-Rosenbluth" behavior of proton form factors on the deuteron asymptotic is studied. It is established that the calculated in our work relativistic asymptotics describe adequately the existing experimental data at achieved momentum transfers. The contribution of the meson exchange currents to the deuteron form factors asymptotics is estimated. The general analytical form of the deuteron wave function, parameters of which are determined by the power of asymptotic decrease of deuteron form factors, particularly, the prediction of QCD, is obtained.

Paper received 7/III/2006.

Paper accepted 08/VI/2006.

⁵Communicated by Dr. Sci. (Phys. & Math.) Prof. A.P.Martynenko.

⁶Krutov Alexander Fedorovich (krutov@ssu.samara.ru, Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, 443011, Russia.

⁷Troitsky Vadim Evgen'evich (troitsky@theory.sinp.msu.ru, Dept. of Theoretical High Energy Physics, D.V.Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University.

⁸Tsirova Natalya Alexandrovna (ntsirova@ssu.samara.ru, Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, 443011, Russia.