

УДК 530.145

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ДЕЙТРОНА С УЧЕТОМ МЕЗОННЫХ ОБМЕНОВ

Ю.А. Касаткин, В.Ф. Клепиков

*Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины,
61002, Украина, г. Харьков, ул. Чернышевская, 28, а/я 8812*

Поступила в редакцию 17 ноября 2005 г.

Согласование трансляций в импульсном и зарядовом пространствах позволяет учесть в амплитуде упругого рассеяния электронов на дейтроне вклады всех мезонных токов, которые были ранее включены при расчете нуклонного потенциала. Полученная амплитуда сбалансированным образом учитывает вклады, как одночастичных - нуклонных механизмов, так и многочастичных - за счет вершинной функции сильного взаимодействия и производной от нее. Эффективный учет мезонного сектора определяет верхнюю границу величины его вклада в упругие формфакторы дейтрона, который возможен при прямом учете мезонного тока с привлечением диаграмм Фейнмана.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: вершинная функция, упругие формфакторы, мезонный ток, дейтронные пучки, электроядерная энергетика.

Неослабевающий интерес к электромагнитным взаимодействиям (ЭМ) на атомных ядрах объясняется отсутствием необходимой информации для понимания природы ядерных сил. Значительные усилия ведущих исследовательских центров в той или иной мере направлены на решение этой задачи. С момента расщепления наипростейшего атомного ядра - дейтерия, в котором ядерные силы представлены в «чистом» виде, прошло уже более 70-ти лет, а проблем в понимании его структуры не становится меньше. Кажущаяся простота двухчастичной связанной системы с одной стороны и лидирующее положение, которое занимает это ядро в плане накопленной экспериментальной информации и многочисленных теоретических подходов по исследованию его структуры с другой - вселяют уверенность на успешное решение проблемы в целом. Сложившаяся ситуация в описании структуры дейтрона и направлений теоретических исследований достаточно полным образом представлены в работах [1, 2], в которых присутствуют как новые экспериментальные данные так и проводится объективный анализ существующих трудностей. Возросшие экспериментальные возможности позволяют зондировать значительно меньшие пространственно-временные интервалы по сравнению с размерами дейтрона, однако установить кинематическую область, соответствующую переходному режиму в описании структуры дейтрона от мезон-нуклонных представлений к кварк-глюонным не удастся. Другими словами, сложившиеся представления об иерархии строения материи, согласно которым все адроны (протон, нейтрон, мезоны и вся адронная «экзотика») образованы из кварков, и которые для внешнего наблюдателя являются состояниями со скрытым «цветом» не находят прямого экспериментального подтверждения. В результате конфайнмента цветовых степеней свободы все известные адроны, доступные для наблюдения, являются цветовыми синглетами, а дробный электрический заряд становится целым. На этом этапе рассуждений остается без ответа главный вопрос: каким образом и на каком энергетическом масштабе остаточное кварк-глюонное взаимодействие перестраивается в ядерное, подобно тому, как в атомной физике электрически нейтральные атомы за счет остаточного ЭМ взаимодействия образуют связанные состояния - молекулы? Поиск ответов на поставленные вопросы является актуальными в настоящее время. Прямые попытки в рамках квантовой хромодинамики (КХД) получить ядерный потенциал, прибегнув к теории возмущений и объяснить образование связанных состояний, не удастся. Причиной тому является необходимость учета бесконечного набора равноценных механизмов кварк-глюонного взаимодействия, приводящих к уравнениям КХД с сильной степенью нелинейности, а разумных методов их решения еще не найдено. С другой стороны, как известно, по юкава-подобной асимптотике ядерных сил восстановить потенциал на всем интервале энергий невозможно вследствие некорректно поставленной задачи. В настоящее время в основе решения указанного комплекса проблем используются методы квантовой теории калибровочных полей и квантовой хромодинамики. Главными направлениями теоретического описания являются подходы, основанные на импульсном приближении с включением в рассмотрение релятивистских поправок, ненуклонных степеней свободы (диапазон по квадрату переданного 4-импульса до 2 (ГэВ/с)^2), а также подходы, в основе которых используются различные формы релятивистской динамики. Основу теоретического описания составляют традиционные для ядерной физики методы исследований, основанные на квантово-полевых методах, фундаментальных принципах с привлечением различных симметрий.

Самостоятельный интерес, связанный с уточнением структуры дейтрона, имеют задачи прикладного характера. Например, в атомной энергетике важную роль играют сечения взаимодействия дейтрона с другими ядрами и также ядерные вершинные константы, которые определяют скорости течения ядерных реакций.

Дейтрон, ввиду малой величины энергии связи, служит наиболее эффективным источником получения спектра нейтронов в реакциях срыва или расщепления и позволяет решать проблемы трансмутации долгоживущих радиационных отходов с помощью ядерно-физических методов, а также использование дейтерия как имплантата в радиационном стимулировании холодного ядерного синтеза. В связи с этим комплексом проблем возникает прямая необходимость в уточнении ЭМ характеристик дейтрона в широком диапазоне энергий и последующим его использованием в роли пробника в электроядерной энергетике.

В настоящей работе показана возможность последовательного учета вклада мезонного (ненуклонного) сектора в упругие формфакторы дейтрона на основе ранее развитого подхода [3-5] к ЭМ процессам расщепления составных сильносвязанных систем, в рамках которого присутствует единственная возможность последовательного учета одночастичных и многочастичных механизмов в зарядовой части амплитуды за счет точного согласования трансляций в импульсном и зарядовом пространствах.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Применим развитый подход [3-5] к исследованию формфакторов дейтрона. В отличие от стандартной φ^3 теории вершина $G_\alpha(n, p) \cdot U_\alpha$, описывающая развал дейтрона на составляющие, являются не константой, а функцией. Удобно считать, что эта функция есть решение некоторого квазипотенциального уравнения, которое на сегодняшний день представлено известными параметризациями волновых функций дейтрона – Reid, Bonn, Paris, Gross или Argonne, потенциалы которых учитывают обмены различных наборов мезонов $\pi, \rho, \sigma, \omega, \dots$ с

$$\text{асимптотическим поведением на больших расстояниях типа Юкавы } \Psi_D(\vec{n}^2) \approx \frac{G(n, p)}{p^2 - m^2} = \frac{Const}{\vec{n}^2 + \alpha_0^2} \rightarrow Const \frac{e^{-\alpha_0 r}}{r},$$

с параметром связи $\alpha_0^2 = m\epsilon_{cv}$.

С учетом двухчастичного промежуточного состояния проводим удлинение в выражении (1) импульса заряженной частицы - протона и, действуя в соответствии с правилами [3-5] осуществим включение ЭМ поля согласованным образом (рис. 1):

$$e\epsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \frac{\partial}{\partial(p + \lambda q)_\mu} \left\{ -i \int \frac{d^4 n}{(2\pi)^4} \left\{ S(n) U_\alpha G_\alpha(n, p + \lambda q) S(p + \lambda q) U_\beta^* G_\beta(p + \lambda q, n) \right\} \right\}. \tag{1}$$

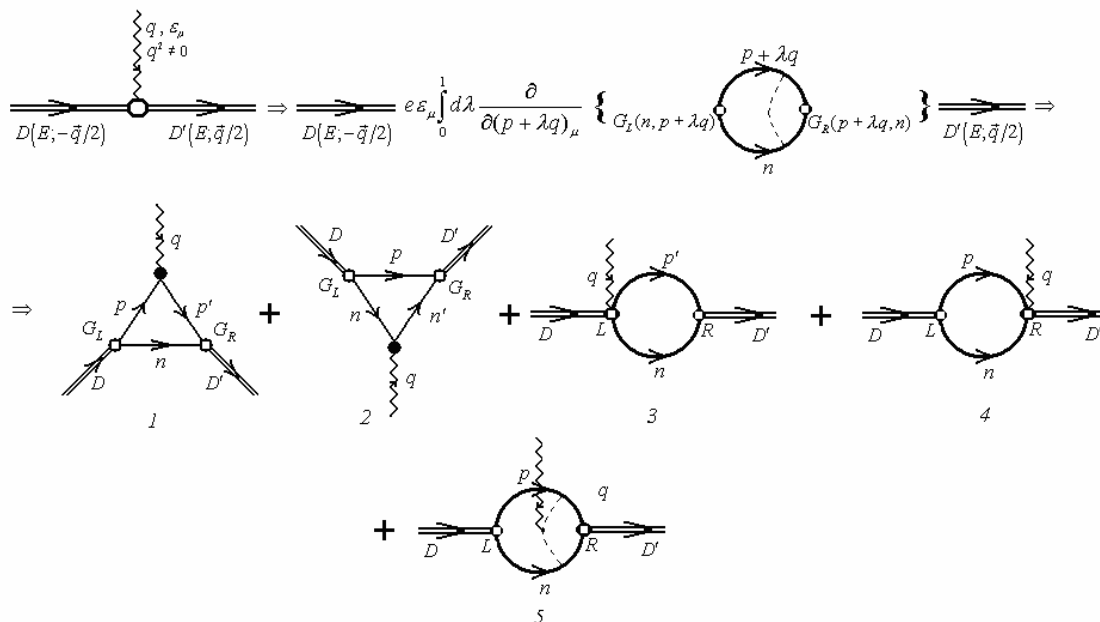


Рис. 1. Калибровочно-инвариантный набор диаграмм для формфактора дейтрона.

В результате получаем выражение для амплитуды упругого рассеяния на дейтроне (второй ряд набора диаграмм на рис. 1)

$$e\varepsilon_\mu U_\alpha U_\beta^* F_{\mu\alpha\beta} = e\varepsilon_\mu U_\alpha U_\beta^* (-i) \int \frac{d^4\omega}{(2\pi)^4} Sp \left\{ \begin{array}{l} S(\omega)G_\alpha^L(\omega, p)S(p)F_\mu^p S(p')G_\beta^R(p', \omega) + \\ + S(\omega)G_\alpha^L(\omega, n)S(n)F_\mu^n S(n')G_\beta^R(n', \omega) + \\ + F_{1p}(Q^2)S(\omega) \int_0^1 d\lambda \frac{\partial G_\alpha^L(\omega, p + \lambda q)}{\partial(p + \lambda q)_\mu} S(p')G_\beta^R(p', \omega) + \\ + F_{1p}(Q^2)S(\omega)G_\alpha^L(\omega, p)S(p) \int_0^1 d\lambda \frac{\partial G_\beta^R(p + \lambda q, \omega)}{\partial(p + \lambda q)_\mu} + \\ + (\text{вклад диаграммы 5}) \end{array} \right\}, \quad (2)$$

где ω – 4-импульс нуклона, не взаимодействующего с виртуальным фотоном, U_α, U_β^* – векторы поляризации начального и конечного дейтрона, $S(p), S(n)$ – нуклонные пропагаторы:

$$S(p) = \frac{m + \hat{p}}{p^2 - m^2 + i0}, \quad S(n) = \frac{m - \hat{n}}{n^2 - m^2 + i0}.$$

Вершину $G_\alpha^L(\omega, p)$ аналогично $G_\beta^R(p, \omega)$ с одним нуклоном на массовой оболочке определим релятивистски-инвариантным образом $G_\alpha^L(\omega, p)U_\alpha = \tilde{\Gamma}_1 \hat{U} + \frac{(p - \omega)U}{2m} \tilde{\Gamma}_2$, в которой вершинные формфакторы

$$\Gamma_1 = \frac{1}{\sqrt{M_d}} \left(u - \frac{1}{\sqrt{2}} w \right), \quad \Gamma_2 = -\frac{1}{\sqrt{M_d}(2+x)} \left[u + \frac{(3+2x)}{\sqrt{2x}} w \right], \quad \Gamma_{1,2} = \frac{1}{M_d^2 x} \tilde{\Gamma}_{1,2},$$

а $x = (m^2 - p^2)/M_d^2$ связаны S - и D -волновыми функциями дейтрона u, w и нормированы условием

$$\int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} (u^2 + w^2) = 1. \quad (3)$$

Функция импульсного распределения нуклонов $G_0(x)$ определенная через u и w принимает вид $M_d \cdot G_0(x) = 3(1+x)(u^2 + w^2)$, где m и M_d – массы нуклонов и дейтрона (полагаем $M_d = 2m$).

Остановимся на обсуждении механизмов, которые будут учтены при расчете упругих формфакторов дейтрона (рис.1). Треугольные диаграммы 1 и 2 отражают стандартный набор калибровочно инвариантных вкладов в формфактор. Диаграммы 3 и 4 являются следствием согласования в функции Грина трансляций в импульсном (конфигурационном) и присоединенном (зарядовом) пространствах [3]. Эти диаграммы калибровочно инвариантны каждая в отдельности и взаимно сокращают вклады друг друга при условии использования одной и той же параметризации для левой и правой вершины, описывающей «развал» дейтрона на нуклоны. Это очевидно, поскольку фотон, «проконтролировав» сохранение заряда внутри петли на обеих линиях промежуточного состояниях в треугольных диаграммах, отпадает необходимость его контроля на одинаковых вершинах (диаграммы 3, 4), не вносимых в характер перераспределения заряда ничего нового. Диаграмма 5 отвечает взаимодействию фотона с промежуточным мезоном, который в явном представлении соответствует учету $\rho\pi\pi$ - взаимодействию. Однако на этом моменте необходимо остановиться подробнее.

Промежуточный мезон, как изображен на рис. 1 диаграмма 5, после процедуры «стягивания» концов мезонного обмена (пунктирная линия) к правой вершине сильного взаимодействия, приводит к перенормировке ее вклада на величину дополнительного мезона по отношению к левой вершине. Это означает, что в процессе такого рассмотрения должны присутствовать диаграммы вида 4, но уже с отличающейся правой вершиной относительно левой вместо диаграммы 5, т.е. вклад диаграммы 5 заменяем вкладом механизмов типа 3, 4 (рис. 2), но уже с различающимися правыми вершинными функциями (одна из них заштрихована) при одинаковых левых.

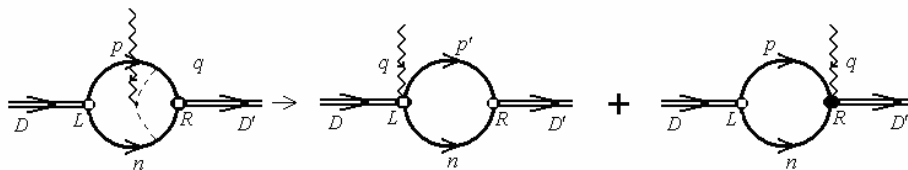


Рис. 2. Эффективный учет мезонного обмена в NN -потенциале.

Следовательно, указанный способ приводит к эффективному учету мезонного вклада в упругие зарядовые формфакторы дейтрона согласованного с вершинами сильного взаимодействия. Для этого необходимо рассчитать вершинные функции в одинаковых условиях, но с потенциалами, отличающимися по виду на величину вклада конкретного мезона. Это и будет определять точную верхнюю грань вклада по отношению к диаграмме 5. Чисто магнитные механизмы калибровочно-инвариантны сами по себе и не перенормируют вершинных функций, т.е. добавляются аддитивно к уже учтенным механизмам.

Другим направлением в описании упругих формфакторов является привлечение в рассмотрение нуклонных резонансов, например, роперовского R^+ . Однако характер учета нуклонных резонансов не несет ничего принципиально нового в техническом плане по отношению к учету мезонного сектора и требует проведения аналогичных действий. Для того, чтобы определить величину и роль мезонного вклада 5 по отношению к основным вкладам от треугольных диаграмм, необходимо выполнить численные расчеты.

Структурный тензор $F_{\mu\alpha\beta}$ в левой стороне (2) выберем стандартным образом, в котором определены упругие формфакторы дейтрона

$$F_{\mu\alpha\beta} = -G_1^D \cdot (D + D')_{\mu} g_{\alpha\beta} + \frac{G_3^D}{2M_d^2} (D + D')_{\mu} \left(q_{\alpha} q_{\beta} - \frac{q^2}{2} g_{\alpha\beta} \right) - G_2^D \cdot (g_{\mu\alpha} q_{\beta} - g_{\mu\beta} q_{\alpha}), \quad (4)$$

выполняя упрощения правой части выражения (2) в системе Брейта с учетом тех же приближений, что и работе [5] и сравнивая коэффициенты при одинаковых тензорных структурах в (2) с учетом (4) находим выражения для формфакторов $G_1^D(Q^2)$, $G_2^D(Q^2)$, $G_3^D(Q^2)$, где $Q^2 \equiv -q^2 = \vec{q}^2 - \nu^2$. Определим зарядовый, магнитный и квадрупольный формфакторы и их нормировки при нулевом значении переданного импульса

$$\begin{cases} G_C(Q^2) = G_1^D(Q^2) + \frac{2}{3} \eta G_Q(Q^2), \\ G_M(Q^2) = G_2^D(Q^2), \\ G_Q(Q^2) = G_1^D(Q^2) - G_2^D(Q^2) + (1 + \eta) G_3(Q^2), \end{cases} \xrightarrow{q^2=0} \begin{cases} G_C(0) = 1 \\ G_M(0) = \frac{M_d}{m} \cdot \mu_d, \quad \eta = \frac{Q^2}{4M_d^2} \\ G_Q(0) = M_d^2 Q_d \end{cases}$$

Сечение упругого рассеяния электронов на дейтроне определяется выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_M}{1 + \frac{2E}{M_d} \sin^2 \frac{\theta_e}{2}} \times \left[A(Q^2) + B(Q^2) t g^2 \frac{\theta_e}{2} \right] \times \left[\begin{aligned} &1 + \rho_{20} \cdot t_{20}(Q^2, \theta_e) + 2 \operatorname{Re} \rho_{21} \cdot t_{21}(Q^2, \theta_e) + 2 \operatorname{Re} \rho_{22} \cdot t_{22}(Q^2, \theta_e) \\ &+ h \rho_{10} \cdot t_{10}(Q^2, \theta_e) + 2h \operatorname{Re} \rho_{11} \cdot t_{11}(Q^2, \theta_e) \end{aligned} \right],$$

где: σ_M - сечение Мотта для бесструктурной точечной мишени, а для неполяризованного дейтрона в однофотонном приближении структурные функции $A(Q^2)$, $B(Q^2)$ определяются через введенные формфакторы

$$A(Q^2) = G_C^2(Q^2) + \frac{2}{3} \eta G_M^2(Q^2) + \frac{8}{9} \eta^2 G_Q^2(Q^2), \quad B(Q^2) = \frac{4}{3} \eta (1 + \eta) G_M^2(Q^2).$$

В случае поляризованной дейтронной мишени поляризационное состояние конечного дейтрона определяется тензором анализирующей способности ρ_{ik} , компоненты которого при фиксированном угле рассеяния электрона определяются также через структурные динамические формфакторы:

$$t_{20} = -\frac{1}{\sqrt{2} \cdot S_0} \left\{ \frac{8}{3} \eta G_C(Q^2) G_Q(Q^2) + \frac{8}{9} \eta^2 G_Q^2(Q^2) + \frac{1}{3} \eta \left[1 + 2(1 + \eta) t g^2 \frac{\theta_e}{2} \right] G_C^2(Q^2) \right\}, \quad S_0 = A(Q^2) + B(Q^2) t g^2 \frac{\theta_e}{2}, \text{ и т.д.}$$

Нуклонные электромагнитные формфакторы в треугольных диаграммах согласно улучшенной скейлинговой версии $G_p^{(E)}(Q^2) = \frac{G_p^{(M)}}{\mu_p} = \frac{G_n^{(M)}}{\mu_n} = \left(1 + \frac{Q^2}{0,41} \right)^{-1} \left(1 + \frac{Q^2}{1,46} \right)^{-1}$, $G_n^{(E)} = -G_n^{(M)} \frac{Q^2}{m_d^2} \left(1 + 5,4 \frac{Q^2}{m_d^2} \right)^{-1}$.

Наметим последовательность этапов упрощений выражения (2). Направляя ось OZ по вектору 3-импульса фотона \vec{q} , определяя вектор $\vec{\omega}$ во внутренней системе сферических координат, компонентами

$$\omega_{\mu} = (\omega_0; |\vec{\omega}| \sin \vartheta \cos \varphi, |\vec{\omega}| \sin \vartheta \sin \varphi, |\vec{\omega}| \cos \vartheta),$$

а 4-импульсы исходного и конечного ядра дейтрона соответственно $D = \left(E; -\frac{\vec{q}}{2} \right)$, $D' = \left(E; \frac{\vec{q}}{2} \right)$,

$D^2 = D'^2 = M^2$, $q^2 = -\vec{q}^2$; $q = (0; \vec{q})$ и $\varepsilon_{\mu}^{(+)} = (0; 1, 0, 0)$, $\varepsilon_{\mu}^{(-)} = (0; 0, 1, 0)$ (4-импульс и вектора линейной поляризации виртуального фотона, $\varepsilon q = 0$).

Требования трансляционной инвариантности, определяют зависимость вершинных функций от квадратов относительных 4-импульсов следующим образом:

$$G_L \equiv G(n, p) = G(-k_L^2), \quad G_R \equiv G(p', n) = G(-k_R^2), \quad \text{где } k_L = (n - p)/2 = n - D/2, \quad k_R = (p' - n)/2 = D'/2 - n.$$

При этом в интегралах по величине λ левая и правая вершинные функции зависят от квадратов $k_L(\lambda) = k_L - \lambda q/2$, $k_R(\lambda) = k_R - \lambda q/2$ соответственно. Выполняя дифференцирование под интегралом

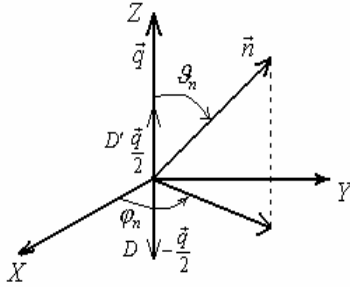


Рис. 3. Расположение импульсов процесса в системе Брейта.

$$\frac{\partial G(-k_L^2(\lambda))}{\partial (p + \lambda q)_\mu} = \frac{\partial G(-k_L^2(\lambda))}{\partial (-k_L^2(\lambda))} \cdot \frac{\partial (-k_L^2(\lambda))}{\partial (p + \lambda q)_\mu} = \frac{1}{2}(n - p)_\mu \frac{\partial G(-k_L^2(\lambda))}{\partial (-k_L^2(\lambda))} = k_{L\mu} \frac{\partial G(-k_L^2(\lambda))}{\partial (-k_L^2(\lambda))},$$

$$\frac{\partial G(-k_R^2(\lambda))}{\partial (p' - \lambda q)_\mu} = \frac{\partial G(-k_R^2(\lambda))}{\partial (-k_R^2(\lambda))} \cdot \frac{\partial (-k_R^2(\lambda))}{\partial (p' - \lambda q)_\mu} = -\frac{1}{2}(p' - n)_\mu \frac{\partial G(-k_R^2(\lambda))}{\partial (-k_R^2(\lambda))} = -k_{R\mu} \frac{\partial G(-k_R^2(\lambda))}{\partial (-k_R^2(\lambda))}.$$

и помещая в подынтегральной функции пропагатор частицы, не взаимодействующей с виртуальным фотоном на массовую поверхность

$$S(\omega) = \frac{1}{\omega^2 - m^2 + i0} \rightarrow -2i\pi\delta(\omega^2 - m^2), \quad \omega_0^2 = \sqrt{\vec{\omega}^2 + m^2}, \quad \text{значительно упростим выражение (2).}$$

Присутствующая в задаче аксиальная симметрия позволяет выполнить интегрирование по углу φ . Для этого определим систему 4-векторов $\varepsilon_\mu^{(0)}, \varepsilon_\mu^{(+)}, \varepsilon_\mu^{(-)}, \varepsilon_\mu^{(q)}$ во внешней системе координат

$$\varepsilon_\mu^{(0)} = \frac{(D + D')_\mu}{2E} = (1; 0, 0, 0), \quad \varepsilon_\mu^{(+)} = (0, 1, 0, 0), \quad \varepsilon_\mu^{(-)} = (0, 0, 1, 0), \quad \varepsilon_\mu^{(q)} = \frac{q_\mu}{|\vec{q}|} = (0; 0, 0, 1), \quad \text{с условием полноты}$$

$$g_{\mu\nu} = \varepsilon_\mu^{(0)} \varepsilon_\nu^{(0)} - \varepsilon_\mu^{(+)} \varepsilon_\nu^{(+)} - \varepsilon_\mu^{(-)} \varepsilon_\nu^{(-)} - \varepsilon_\mu^{(q)} \varepsilon_\nu^{(q)} \quad \text{и, выполняя разложение 4-вектора}$$

$$\omega_\mu = \omega_0 \frac{(D + D')_\mu}{2E} + |\vec{\omega}| \sin \vartheta \cos \varphi \varepsilon_\mu^{(+)} + |\vec{\omega}| \sin \vartheta \sin \varphi \varepsilon_\mu^{(-)} + |\vec{\omega}| \cos \vartheta \varepsilon_\mu^{(q)}, \quad \text{проводим интегрирование по}$$

азимутальному углу φ 4-вектора ω_μ в соответствии с равенством - $\int_0^{2\pi} \omega_\mu d\varphi = 2\pi D_\mu \frac{\omega_0}{E}$. Замена

$\vartheta \rightarrow \pi - \vartheta$ приводит к дополнительным упрощениям.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Выполнить расчет с реалистическими нуклон-нуклонными силами в настоящее время невозможно. Однако, чтобы получить необходимое представление о величине мезонного вклада, поступим следующим образом. В качестве вершинной функции, описывающей развал дейтрона, выберем параметризацию Рейда. Для того, чтобы внести отличие между левой и правой вершинами в диаграммах на рис. 2, произведем сдвиг аргумента в правой вершине на величину $\Delta^2 = 0,00003$ (ГэВ/с)², что эквивалентно изменению величины параметра связи $\alpha_o^2 = m \cdot \varepsilon_{cs}$ на 1,4% процента. В связи с этим перенормируем вновь полученную функцию в соответствии с требованием (3). Это приведет к тому, что функция импульсного распределения отличается от исходной поведением в высокоимпульсной области и будет имитировать необходимый вклад дополнительного мезонного обмена. Величина этого различия находится в пределах отличия между существующими и используемыми в расчетах известных дейтронных функций. К подобным результатам приводит другой способ внесения асимметрии между вершинами. Для этой цели воспользуемся волновыми функциями дейтрона в параметризации Гросса. Так для левой вершины выберем параметризацию с константой смешивания псевдоскалярной и псевдовекторной связи мезон нуклонного взаимодействия $\lambda = 0,4$, что фактически совпадает с параметризацией Рейда для волновых функций дейтрона, а для правой - $\lambda = 0$. Численные расчеты показали, что оба способа обеспечения различия между вершинами в петле дают близкие результаты. На статические характеристики эти изменения вообще не влияют, поскольку они определяются условием нормировки для волновой функции дейтрона (3). На рис. 4 наиболее выразительно виден вклад мезонных механизмов на поведение упругого формфактора $A(Q^2)$ как следствие асимметрии вершин сильного взаимодействия петлевых диаграмм на рис. 2. Этому есть тривиальное объяснение. При малых переданных импульсах (большие расстояния), когда применима асимптотика Юкавы для вершинных функций и вклады контактных механизмов (четырёххвостки) в точности равны нулю, а поведение формфакторов определяется

лишь треугольными диаграммами. С увеличением переданного импульса (область малых расстояний) отклонение в поведении вершинной функции от асимптотики Юкавы становится заметнее, начинают играть роль многочисленные механизмы реакции, которые через производную от вершины учитываются в амплитуде. На рисунках 4, 5, 6 и 7 отражена общая ситуация в поведении представлены результаты расчетов упругих формфакторов $A(Q^2)$, $G_Q^2(Q^2)$, $G_C(Q^2)$, $G_Q(Q^2)$, компонента тензора анализирующей способности $t_{20}(\theta_e = 70^\circ)$ и проведено сопоставление с экспериментальными данными из [1, 2]. Необходимо отметить, что наблюдается удовлетворительное согласие на всем диапазоне переданных импульсов ($Q^2 \sim 0 \div 7,7$ (ГэВ/с)²).

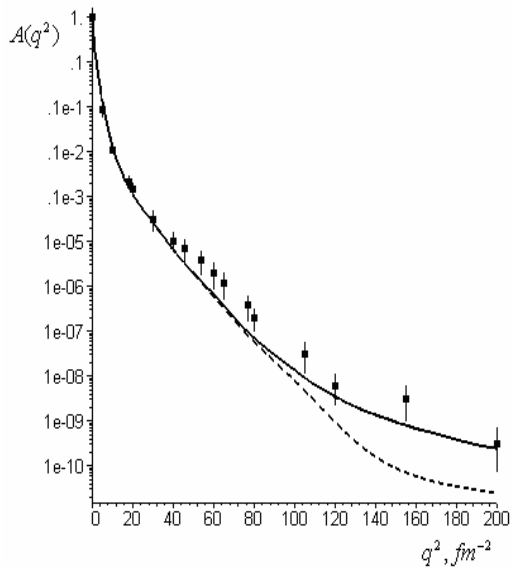


Рис. 4. Зависимость дейтронного формфактора $A(Q^2)$ от квадрата переданного импульса. Сплошная кривая расчет на основе треугольных диаграмм и эффективного мезонного вклада, штриховая – лишь треугольные.

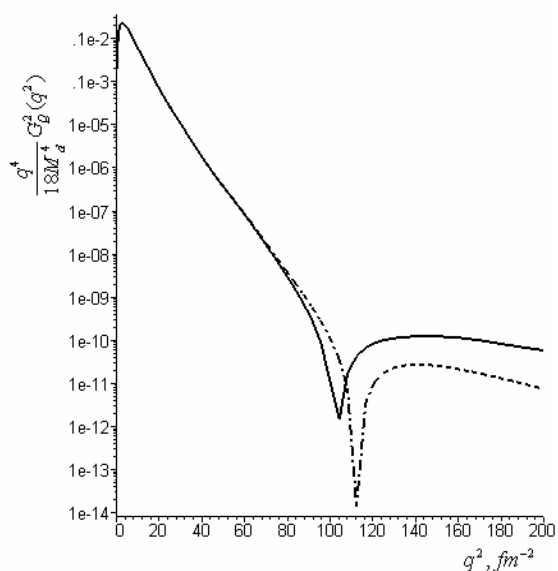


Рис. 5. Поведение квадрупольного формфактора от квадрата переданного импульса. Характер линий тот же, что и на рис. 4.

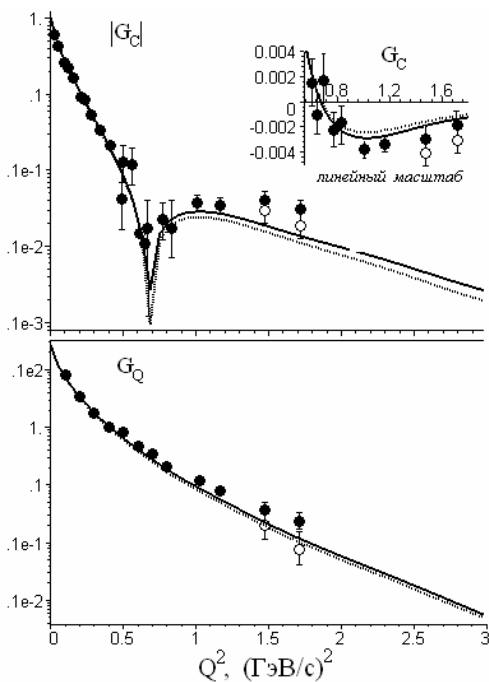


Рис. 6. Зависимости зарядового и квадрупольного формфакторов дейтрона от квадрата переданного 4-импульса виртуального фотона (ГэВ/с)². Характер линий тот же, что и на рис.4, 5.

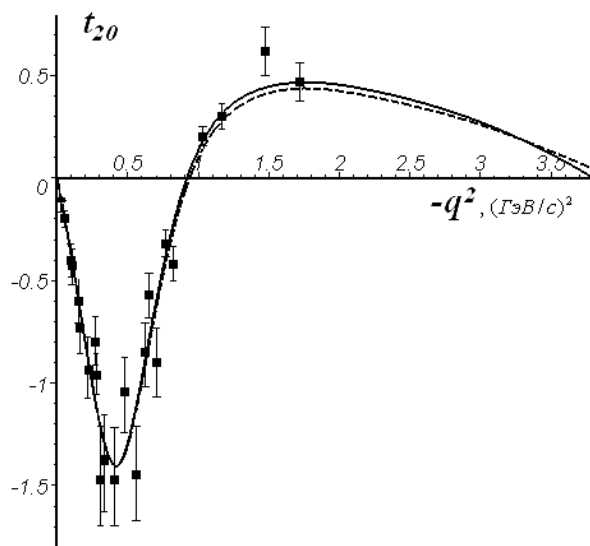


Рис. 7. Зависимости компоненты тензора поляризации $t_{20}(\theta_e = 70^\circ)$ квадрата переданного 4-импульса виртуального фотона (ГэВ/с)². Характер линий тот же, что и на рис.4, 5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный подход к описанию ЭМ процессов на составных сильно связанных системах позволяет единственно возможным образом последовательно и самосогласованным с ядерным потенциалом учесть вклады всех мезонов, которые были учтены при расчетах вершинной функции в полном соответствии с требованиями с требованиями фундаментальных принципов – ковариантности и калибровочной инвариантности.

Отметим, что все дейтронные формфакторы определяются с математической точки зрения выражениями от свертки вершинной функции и поэтому наблюдается сильная чувствительность ко всем изменениям подынтегрального выражения за счет учета дополнительных механизмов. Таковыми являются: изменения свойств связанных нуклонов по отношению к их характеристикам в свободном состоянии, сильная чувствительность к выбору вершинной функции сильного взаимодействия, а также привлечение в рассмотрение мезонных токов, нуклонных резонансов и прочей экзотики в амплитуде – свидетельствуют о сложном характере структуры дейтрона на малых расстояниях. Достоинство предложенного метода по учету мезонного сектора и нуклонной “экзотики” состоит в том, что согласованным способом учитываются сразу все механизмы, которые формируют изначально вершину сильного взаимодействия и формируют степень ее отличия от асимптотики Юкавы. Чисто магнитные вклады, которые калибровочно-инвариантны сами по себе, необходимо добавлять к амплитуде отдельно.

В настоящее время изучению субъядерного уровня строения материи придают важное значение. Это связано с поиском новых альтернативных источников энергии и напрямую связано с созданием мощных ускорительных комплексов, в которых в качестве зондов используются дейтроны. Поэтому возникает необходимость в уточнении ЭМ характеристик ядра дейтерия с целью его дальнейшего использования в качестве пробника. Приоритет в изучении ЭМ свойств материи на микроскопическом уровне важен для развития электроядерной энергетики и определяет стратегическое направление научных исследований, как в фундаментальных, так и в прикладных задачах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Garcon M., Van Orden J.W. The deuteron: structure and form factors. P.1-80 // <http://xxx.lanl.gov/ps/nucl-th/0102049>
2. Gross F., Gilman R. The deuteron: mini-review. P. 1-14 // <http://xxx.lanl.gov/ps/nucl-th/0110015v1>
3. Касаткин Ю.А. Локальная U(1) калибровочная инвариантность и фоторасщепление сильносвязанных систем // Письма в ЭЧАЯ. – 2004. – Том 1. – №5(122). – С. 30-49.
4. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К. Теоретико-полевой подход к расщеплению связанных систем на основе локальной калибровочной природы ЭМ поля // ЯФ. – 2004. – Том 67. – №4. – С. 748-763.
5. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К., Корж А.П., Пташный О.Д. Общие свойства зарядового формфактора сильносвязанной системы в подходе с сохраняющимся структурным током // Вісник Харківського університету, серія фізична “Ядра, частинки, поля”. – 2004. – №628. – Вып.2(24). – С. 61-68.

ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF DEUTERON INCLUDING MESONS EXCHANGE

Yu.A. Kasatkin, V.F. Klepikov

*Institute of Electrophysics & Radiation Technologies National Academy of Sciences of Ukraine,
61002, Ukraine, Kharkov, Chernyshevsky St, 28, p.o.box 8812*

The translations in momentum and charging spaces allows to take into account in amplitude of elastic electron scattering on the deuteron in one-photon approach contributions meson currents. The received amplitude in the balanced image takes into account contributions, that one-particles - nucleonic mechanisms, and multiparticles – due to a derivative from vertex function of strong interaction. The effective account mesonic sector defines the top border of size of his contribution in elastic form factors of deuteron, which is possible at the direct account mesonic current with attraction of Feynman diagrams.

KEY WORDS: vertex function, elastic form factors, mesons exchange current, deuteron’s beam, electronuclear power.