

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРЫ НУКЛОНА В ЯДРЕ

В.В. Буров, А.В. Молочков, Г.И. Смирнов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1337
ОСНОВНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ	1344
ФОРМАЛИЗМ	1348
Амплитуда Бете—Солпитера	1349
Анализ матричных элементов в формализме Бете—Солпитера	1351
Уравнение Бете—Солпитера	1354
ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НА ДЕЙТРОНЕ	1359
Амплитуда комптоновского рассеяния на дейтроне	1360
Адронный тензор дейтрона	1364
Структурная функция дейтрона F_2^D	1366
Нерелятивистский предел	1370
СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ ЛЕГКИХ ЯДЕР	1372
Обобщение формализма для легких ядер	1374
Структурные функции ядер для $A = 3, 4$	1378
Правило сумм Готтфрида	1384
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1386
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1388

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРЫ НУКЛОНА В ЯДРЕ

В.В.Буров, А.В.Молочков, Г.И.Смирнов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлен обзор экспериментальных и теоретических исследований глубоконеупругого рассеяния (ГНР) лептонов на ядерных мишенях. Очерчены основные проблемы, которые необходимо решить при анализе x - и A -зависимостей сечений ГНР. Анализируются ряд моделей, предлагавшихся для изучения вклада ядерных эффектов в структурные функции $F_2(x)$. Разработан и реализован релятивистский теоретико-полевой подход для рассмотрения ГНР лептонов на легчайших ядрах. Впервые в рамках единого подхода выполнено исследование модификации структуры нуклона в D, ^3H , ^3He и ^4He . Найдено, что эволюция модификаций полностью отличается от эволюции, наблюдавшейся ранее для тяжелых ядер. В частности, обнаружено, что картина модификаций $F_2(x)$, представленная в терминах отношений $F_2^A/F_2^{N(D)}$, определяется значениями $(1-x_3) = 0,32$ (D/N), $0,16$ ($^3\text{He/D}$) и $0,08$ ($^4\text{He/D}$). Полученные результаты позволяют определить класс модификаций структуры связанного нуклона и ввести единицу модификации структуры нуклона. Получено также теоретическое обоснование концепции двухэтапной эволюции структуры нуклона как функции A , происходящей на первом этапе для $A \leq 4$, и затем для $A > 4$. Давняя проблема природы EMC-эффекта понимается как модификация структуры нуклона в поле ядерных сил трехнуклонной связанной системы.

The review of the experimental and theoretical studies of the deep inelastic scattering (DIS) of leptons on nuclear targets is presented. The basic problems which have to be solved in the analysis of the x and A dependence of the DIS cross sections are outlined. A number of models suggested for the studies of the nuclear effects in structure functions $F_2(x)$ are analyzed. The relativistic field theory approach is developed and realized for the consideration of the DIS of leptons off the lightest nuclei. It made it possible to investigate for the first time in the framework of the single approach the modifications of the free nucleon structure in D, ^3H , ^3He and ^4He . It is obtained that the evolution of the modifications is totally different from that observed previously for heavy nuclei. In particular it is found that the pattern of $F_2(x)$ modifications is controlled with the values $(1-x_3) = 0.32$ (D/N), 0.16 ($^3\text{He/D}$) and 0.08 ($^4\text{He/D}$). The obtained results allow one to define the class of modifications of the bound nucleon structure and to introduce the unit of the nucleon structure modification. The theoretical basis is thus obtained for the concept of the two-stage evolution of the nucleon structure as a function of A , which first occurs for $A \leq 4$ and then for $A > 4$. The long-standing problem of the origin of the EMC effect is understood as the modification of the nucleon structure in the field responsible for the binding forces in a three-nucleon system.

1. ВВЕДЕНИЕ

Протон и нейтрон наиболее существенным образом отличаются от всех других представителей обширного семейства адронов тем, что время их жизни

в свободном состоянии очень велико: ~ 890 с для нейтрона и практически бесконечно для протона. Это обстоятельство делает их главным источником экспериментальной информации о структуре сильновзаимодействующих частиц. Объект, который обобщает имена этих двух частиц, называют нуклоном и рассматривают как конститuent самого малого представителя макромира — атомного ядра. Внутри ядра нуклоны стабильны, чем объясняется широкое применение ядерных мишеней в экспериментах по физике высоких энергий. Глубоконеупругое рассеяние (ГНР) лептонов на свободных протонах и нуклонах ядра A дало возможность обнаружить нуклонные конститuenty — кварки — и стало основным экспериментальным методом исследования структуры адронов.

В процессе рассеяния:

$$l + A \rightarrow l' + X \tag{1}$$

лептон l с импульсом k рассеивается на ядре A с начальным четырехимпульсом P с большой передачей четырехимпульса $q = k - k'$. В инклюзивной постановке опытов по ГНР регистрируется только конечный лептон с импульсом k' , а с помощью X обозначают ненаблюдаемое конечное адронное состояние реакции. В низшем порядке по константе электромагнитного взаимодействия $\alpha = e^2/4\pi$ этот процесс можно схематически изобразить диаграммой однофотонного обмена (рис.1).

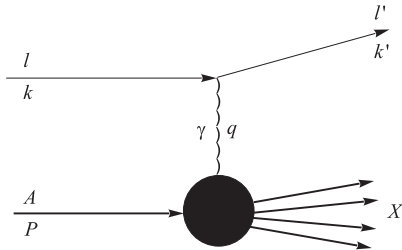


Рис. 1. Диаграмма, схематически представляющая процесс ГНР в однофотонном приближении

В рассматриваемом приближении сечение реакции (1) может быть записано в виде свертки адронного и лептонного тензоров [1]:

$$d\sigma \propto \frac{\alpha^2}{q^4} L^{\mu\nu}(k, k') W_{\mu\nu}(P, q). \tag{2}$$

Лептонный тензор $L^{\mu\nu}$ описывает излучение лептоном жесткого фотона. Поскольку лептон предполагается точечным, то выражение для $L^{\mu\nu}$ имеет простой вид:

$$L_{\mu\nu}(k, k') = \frac{1}{2} \sum_{s'} \bar{u}^{s'}(k') \gamma_\mu u^s(k) \bar{u}^s(k) \gamma_\nu u^{s'}(k'). \tag{3}$$

Вся информация о мишени и ее ядерных свойствах содержится в адронном тензоре, который имеет следующий вид:

$$W_{\mu\nu}(P, q) = \frac{1}{2} \sum_n \langle P | J_\mu^+ | n \rangle \langle n | J_\nu | P \rangle (2\pi)^4 \delta^4(P + q - p_n). \tag{4}$$

Это определение позволяет связать адронный тензор ядра с амплитудой комптоновского рассеяния вперед с помощью соотношения унитарности:

$$W_{\mu\nu}(P, q) = \frac{1}{2\pi} \text{Im} T_{\mu\nu}(P, q). \quad (5)$$

В случае рассеяния электрона (мюона) на неполяризованной мишени наиболее общая форма тензора $W_{\mu\nu}$ может быть представлена как

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu}(P, q) = & W_1(\nu, q^2) g^{\mu\nu} + \frac{W_2(\nu, q^2)}{M^2} P^\mu P^\nu + \\ & + \frac{W_4(\nu, q^2)}{M^2} q^\mu q^\nu + \frac{W_5(\nu, q^2)}{M^2} (P^\mu q^\nu + q^\mu P^\nu), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\nu = q_0$ — энергия фотона, а W_i — структурные функции мишени. Вследствие условия калибровочной инвариантности

$$q_\mu W^{\mu\nu}(P, q) = 0 \quad (7)$$

адронный тензор зависит только от двух структурных функций:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}(P, q) = & W_1(\nu, q^2) \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + \\ & + \frac{W_2(\nu, q^2)}{M^2} \left(P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu \right). \end{aligned}$$

В бьеркеновском пределе ($-q^2 = Q^2 \rightarrow \infty$, $\nu \rightarrow \infty$) реализуется условие масштабной инвариантности, что позволяет перейти к структурным функциям, не зависящим от q^2 :

$$\begin{aligned} MW_1(\nu, q^2) & \rightarrow F_1(x), \\ \nu W_2(\nu, q^2) & \rightarrow F_2(x), \end{aligned} \quad (8)$$

где F_1 и F_2 — масштабно-инвариантные структурные функции (СФ), а $x = -q^2/(P \cdot q)$ — новая масштабно-инвариантная переменная, иногда называемая x Бьеркена. С учетом (8) $W_{\mu\nu}$ записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}(P, q) = & \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) F_1(x) + \\ & + \frac{1}{P \cdot q} \left(P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu \right) F_2(x). \end{aligned} \quad (9)$$

Пионерские эксперименты в SLAC в конце шестидесятых годов, в которых была обнаружена масштабная инвариантность структурных функций нуклона, способствовали становлению и развитию кварк-партоновых моделей адронов. Спустя десять лет эксперименты нового поколения подтвердили предсказанное логарифмическое нарушение масштабной инвариантности, что стало основой для развития квантовой хромодинамики (КХД) как теории сильных взаимодействий. Дальнейшие исследования изоспиновой асимметрии в ГНР и эксперименты с поляризованными мишенями и первичными частицами показали, что существовавшие в то время представления о спиновой и изоспиновой структуре нуклона не согласуются с экспериментальными результатами [2]. Возможная интерпретация допускала предположение о нарушении изоспиновой симметрии кварков в нуклоне. Стало очевидно, что реальная картина внутренней структуры нуклона намного сложнее, чем это предполагалось в кварк-партоновой модели. Тем самым был стимулирован интерес к прецизионным проверкам справедливости правил сумм (ПС) Готтфрида [3], Эллиса—Джаффе [4] и Бьеркена [5].

Связанность нуклонных конститuentов (кварков и глюонов) обладает уникальной особенностью сохранять целостность структуры нуклона при любых доступных в настоящее время передачах энергии. Не исключено также, что невылетание кварков из нуклона является его фундаментальным свойством, которое сохранится и при больших энергиях. Это явление, известное как *конфайнмент*, препятствует прямому, свободному от модельных представлений исследованию структуры нуклона. Скрытые от наблюдателя детали структуры можно сравнить с содержанием *черного ящика*, стандартные методы исследования которого заключаются в изучении зависимости отклика исследуемого объекта от вариаций воздействия. При использовании различных предположений о внутренней структуре нуклона можно прийти к той или иной модели, согласующейся с получаемой из опытов зависимостью. Однако в условиях реального эксперимента нельзя осуществить проверку исходных (модельных) предположений во всей области кинематических переменных. Это утверждение применимо и к наиболее доступной нуклонной мишени — протонной, и, в еще большей степени, к нейтронной, в качестве которой применяются дейтериевые мишени. В последнем случае получение из экспериментальных данных информации о структуре нейтрона просто невозможно без модельных предположений об эффектах связанности протона и нейтрона в дейтроне. Другими словами, оказывается, что для экспериментального исследования структуры нуклона необходимо иметь как можно более точную априорную информацию о его строении.

В наиболее сильной степени все эти проблемы проявили себя в тот момент, когда появилась возможность прецизионного сравнения структуры дейтрона и связанного в тяжелом ядре нуклона. Традиционно предполагалось, что в качестве нуклонной мишени в ГНР могут быть использованы не только

протоны, но и ядра, если их рассматривать как набор квазисвободных нуклонов. Пренебрежение ядерными эффектами основывалось на предположении о том, что можно пренебречь энергией связи в ядре по сравнению с передачей энергии от лептона к ядру и, таким образом, рассматривать нуклон и ядро как изоморфные друг другу системы. Несостоятельность этой концепции была продемонстрирована в эксперименте Европейской мюонной коллаборации (ЕМС), в котором было измерено отношение СФ железа $F_2^{\text{Fe}}(x)$ к СФ дейтрона $F_2^{\text{D}}(x)$ [6]. Как показал опыт ЕМС, структура связанных в ядре нуклонов меняется нетривиальным образом: в области средних значений x величина СФ свободного нуклона (дейтрона в опыте ЕМС) оказалась существенно больше $F_2^{\text{Fe}}(x)$. Такая модификация СФ, во-первых, противоречила традиционным моделям ядерной структуры. Во-вторых, характер найденных изменений $F_2^{\text{Fe}}(x)$ как функции x можно было лишь качественно согласовать с представлениями об эффектах ядерной связи. Количественное согласие с данными не было достигнуто ни в одной из предложенных для описания эффекта моделей [7–9]. Обнаруженное явление модификации СФ свободного нуклона в ядре было названо *ЕМС-эффектом*.

Для того чтобы реконструировать картину модификаций структуры свободного нуклона ядерной средой, было создано большое количество моделей и множество их различных вариантов, которые рассмотрены в ряде обзоров (см., например, [8,9]). Предложенные модели можно объединить в три основные группы:

- а) объяснение ЕМС-эффекта с помощью учета энергии отделения нуклона, релятивистского ферми-движения и нуклон-нуклонных корреляций [10,11];
- б) гипотеза о связи ЕМС-эффекта с ненуклонными степенями свободы [12–17];
- в) предположение об изменении радиуса кваркового конфайнмента [18–20].

Несмотря на качественные различия, заложенные в этих подходах для объяснения природы эффекта, многие из них воспроизводили общую картину эффекта, а некоторые даже удовлетворительно описывали экспериментальные данные в ограниченной кинематической области (как правило, при $0,3 < x < 0,7$). Согласие достигалось ценой введения подгоночных параметров. Тем не менее попытки описать экспериментальные данные одновременно в более широкой области по x и для различных ядер оказались безуспешными. Естественно, что такое состояние проблемы не позволяло категорически отвергнуть многие из моделей и установить однозначно механизм ЕМС-эффекта.

Совершенствование модельного описания эффекта продолжается до сих пор. Из недавних публикаций следует отметить подход, предлагающий дополнительную КХД-эволюцию [21], модель феноменологического двойного

Q^2 -рескейлинга [22], а также модель, рассматривающую эффект ЕМС в области $10^{-3} < x < 0,7$ с помощью параметризации ядерной связи и разбухания нуклона [23]. В работе [24] предлагается партонная модель для описания распределения морских кварков и глюонов в ядрах. Помимо рассмотрения эффекта ЕМС в тяжелых ядрах в этом обзоре обсуждаются партонные распределения в дейтроне и полученное соотношение между СФ дейтрона и нейтрона.

В значительной степени альтернативный всем другим подходам метод развивается в работах [25,26]. Для того чтобы обойти проблемы теоретического описания структуры ядра при конечном значении его атомного номера A , в [26] рассматривается модификация структуры нуклона в бесконечной ядерной материи. Сечение реакции (1) в ядерной материи можно оценить с помощью экстраполяции сечений, измеренных для ряда конечных значений A , в область $A \rightarrow \infty$, предполагая зависимость $A^{-1/3}$ [25].

Эти новые работы могут рассматриваться как хорошая аргументация важности решения проблемы безмодельного описания модификации структуры связанного нуклона по сравнению со структурой свободного нуклона.

Богатый экспериментальный материал, полученный к настоящему времени на различных ядрах коллаборациями SLAC, BCDMS, NMC и E665, позволяет выявить ряд фундаментальных закономерностей в x - и A -зависимостях отношений структурных функций тяжелых ядер и дейтрона. Наиболее существенным, с нашей точки зрения, было обнаружение универсальной x -зависимости (единой для всех ядер с массой $A \geq 4$) отношения $r^A(x) = F_2^A(x)/F_2^D(x)$ сначала в ограниченном интервале переменной x [27], а впоследствии и во всей доступной современным экспериментам области: $10^{-3} < x < 0,95$ [28–30]. Главной чертой обнаруженных закономерностей была независимость от A трех точек x_i ($i = 1,2,3$), в которых $F_2^A(x_i) = F_2^D(x_i)$. Этот результат, однако, применялся лишь как технический метод учета A -зависимости, а не как ключ к пониманию природы ЕМС-эффекта. Естественно, что ни одна из предложенных моделей не только не воспроизводила эти закономерности, но даже не позволяла описать современные экспериментальные данные с разумной степенью достоверности. В то же самое время экспериментальная информация, уже накопленная о ГНР лептонов на ядрах при $A \geq 4$, убедительно свидетельствует о том, что связанность нуклонов в ядре, а также насыщение эффектов ядерной связи при $A \rightarrow 4$ являются основными механизмами модификации структуры свободного нуклона [29, 30]. Можно отметить значительное количество теоретических работ, подчеркивающих важность учета механизма связанности нуклонов в ядре [11, 31, 32], которые, однако, не придавали должного значения эффекту насыщения сил связи в малонуклонных системах.

Как нам представляется, задача описания эффекта ЕМС чаще всего сводилась к поиску условий, обеспечивающих отличие от единицы отношения

$F_2^A(x)/F_2^D(x)$. При этом широко привлекались как слабоизученные субнуклонные степени свободы [13, 15, 18–20] и экзотические ядерные конститuenty [14, 33–40], так и модели нуклон-нуклонного взаимодействия [11, 12, 31, 32, 41]*. В результате успех описания данных и, следовательно, понимание эволюции $F_2(x)$ в ядерном окружении зависели в значительной степени от точности описания структуры нуклона и нуклон-нуклонного взаимодействия.

Для того чтобы разорвать такой замкнутый круг, необходимо реконструировать картину относительных изменений в структуре связанного нуклона, основываясь на общих свойствах нуклона и нуклон-нуклонного взаимодействия, которые можно получить из свойств симметрии и аналитичности. С другой стороны, тот факт, что нуклон, находящийся в ядре, изменяется, предоставляет дополнительные возможности для теоретического исследования структуры нуклона и установления некоторых его свойств на основе самых общих принципов.

Ключевой проблемой, по нашему убеждению, является последовательное релятивистское описание эффектов ядерной связи. Наилучшим объектом для рассмотрения основных эффектов служит простейшая ядерная система — дейтрон. Как будет показано ниже на примере расчета $F_2^D(x)$, релятивистски-ковариантный подход [42] позволяет объяснить наблюдаемые в ГНР ядерные эффекты с помощью единой физической картины, допускающей сравнительно простую интерпретацию. Релятивистские выражения для n -нуклонной функции Грина и для вершинной функции, описывающей состояние ядра в терминах нуклонных степеней свободы, устанавливают зависимость между динамической структурой нуклона и величиной временного интервала Δt , разделяющего наблюдаемый нуклон и ядро-остаток (нуклон для случая дейтериевой мишени) — неодновременности нуклонов в ядре. Суть объяснения состоит в том, что причиной модификации структуры нуклона, связанного в ядре дейтерия ($F_2^D(x)/F_2^N(x) \neq 1$), является неодновременность нуклонов в ядре. Этот теоретический результат позволяет без труда продемонстрировать связь с нерелятивистским подходом, в частности то, как рескейлинг переменной Бьеркена x следует из зависимости от относительного времени, содержащейся в комптоновской амплитуде немассового нуклона.

Обобщение полученного результата на легкие ядра ($A \leq 4$) позволяет исследовать эволюцию $F_2(x)$ с изменением A и установить *достаточное* условие проявления модификаций эффекта немассовой деформации нуклона, который при переходе к $A > 4$ обнаруживает себя как ЕМС-эффект. Благодаря расчетам, выполненным в области $A \leq 4$ [43, 44], установлены принципиальные различия в эволюции структуры нуклона в легчайших ядрах и в ядерной среде с $A > 4$. Концепция эволюции двух типов позволяет легко обобщить

*Более полный список литературы по рассматриваемым моделям приведен в обзорах [7–9].

полученные результаты на область тяжелых ядер и описать практически все существующие экспериментальные данные по ГНР на ядрах [30].

Кроме того, в результате проведенных исследований удается получить ряд общих следствий для правил сумм КХД, проверяемых на ядерных данных. Поскольку большинство существующих и планируемых экспериментов в SLAC, CERN и HERA [45–47] по проверке правил сумм КХД и исследованию СФ нейтрона основаны на данных по ГНР на легких ядрах, такое исследование представляется очень важным с практической точки зрения.

Данный обзор посвящен проблеме развития модельно-независимого подхода к исследованию эволюции структуры нуклона в ядрах. В разделе 2 рассматриваются основные приближения, используемые при анализе ГНР на ядрах. Раздел 3 посвящен основным теоретико-полевым методам исследования свойств связанных состояний на примере n -нуклонной системы. В разделе 4 эти методы применяются для анализа ГНР на дейтроне и на примере дейтрона исследуются основные эффекты ядерной связи. В разделе 5 этот анализ расширяется на легкие ядра и применяется для изучения A -зависимости отношения структурных функций F_2^A/F_2^N и F_2^A/F_2^D . В заключении суммируются основные выводы и результаты данного исследования.

2. ОСНОВНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

Рассмотрим стандартные предположения, используемые при анализе процесса ГНР на ядрах в полевых моделях:

- приближение однобозонного обмена в уравнении на связанное состояние;
- рассмотрение амплитуды ГНР в виде некогерентной суммы амплитуд на отдельных конститuentaх;
- представление адронного тензора связанного нуклона через скалярные структурные функции в том же виде, что и для свободного нуклона.

Первое предположение позволяет решить, например, уравнение Бете—Солпитера [48] или квазипотенциальное уравнение [49] на связанное состояние в мезон-нуклонной теории. В этом случае взаимодействие между нуклонами можно представить как бесконечную лестницу одномезонных обменов. В работах [48, 50–53] было показано, что в этом приближении уравнение Бете—Солпитера хорошо описывает такие основные свойства дейтрона, как масса, энергия связи, магнитный и квадрупольный моменты. Определенные успехи также были достигнуты при описании упругих формфакторов дейтрона [48, 54].

Второе предположение позволяет рассматривать квадрат амплитуды $W_{\mu\nu}^A$ глубоконеупругого рассеяния на ядре как сумму квадратов амплитуд рассеяния на отдельных конституентах. Основанием для этого, как будет показано в п.4.1, служит подавление интерференционных членов в $W_{\mu\nu}^A$, пропорциональное $1/(Q^2)^l$, $l \geq 2$ [42]. Таким образом, вклад интерференционных членов существен при малых значениях Q^2 , где они могут значительно влиять на Q^2 -зависимость $W_{\mu\nu}^A$. Первое и второе приближения не являются независимыми в силу того, что интерференционные члены определяются волновой функцией ядра при больших относительных импульсах. Характер Q^2 -зависимости $W_{\mu\nu}^A$ при малых Q^2 может оказаться важным для анализа ГНР на ядрах в области малых x . Следовательно, как первое, так и второе предположения могут оказаться необоснованными в этой кинематической области.

Существующие экспериментальные данные для ГНР на ядрах в основном принадлежат области $x > 10^{-3}$ и $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$. Поскольку, как показали эксперименты [8,55], отношение F_2^A/F_2^D не зависит от Q^2 , в расчетах мы будем ограничиваться бьеркеновским пределом, где первое и второе приближения хорошо обоснованы и соответствуют приближению малой относительной энергии связанных нуклонов.

Третье предположение позволяет представить адронный тензор виртуального нуклона в виде (9). Это представление справедливо в том случае, если нетривиальные различия между рассеянием на свободном и связанном нуклонах малы. Можно выделить три таких различия, которые мы будем называть эффектами немассовости:

- невозможность использования условия калибровочной инвариантности для связанного нуклона в виде (7);
- вклад антинуклонных степеней свободы;
- неодновременность связанных нуклонов.

В силу того что нельзя привлечь условие (7), последовательно сформулированное только для физических частиц, выражение для $W_{\mu\nu}^N$ связанного нуклона оказывается более сложным, чем (9). В общем случае, как показал анализ [56] в кварк-партонной модели, амплитуда ГНР на связанном нуклоне может быть построена с помощью 14 скалярных структурных функций, из которых только три важны при описании СФ связанного нуклона в бьеркеновском пределе. Выбор конкретного числа СФ, входящих в разложение адронного тензора, в сильной степени зависит от модельных предположений.

Похожая ситуация существует и при рассмотрении вклада антинуклонных степеней свободы, роль которых до конца не ясна. Чаще всего вклад этих степеней свободы в различные наблюдаемые параметризуется ядерными эффектами, связанными с кварковой структурой нуклонов или вкладами различных

ненуклонных степеней свободы. Например, в работе [40] для объяснения x -зависимости отношения F_2^{Fe}/F_2^D в области $x = 0,2 - 0,7$ рассматривались антикварковые степени свободы, присутствие которых, возможно, связано с существованием антинуклонов в релятивистском ядре. Известно также, что антинуклонные степени свободы играют существенную роль при анализе статических характеристик ядра. В работах [50,51] было показано, что проблема совместного описания квадрупольного и магнитного моментов дейтрона может быть решена только после учета вклада в нормировку волновой функции релятивистских P -волн, присутствие которых связано с антинуклонными степенями свободы. Впоследствии было показано, что вклад P -волн в различные статические и динамические характеристики дейтрона соответствует в нерелятивистском подходе вкладу парных мезонных токов [53,57]. Очевидно, что этот эффект немассовости, в силу его влияния на низкоэнергетические свойства ядра, не может быть отброшен на основе только приближения малых относительных импульсов нуклонов в ядре.

Таким образом, для согласованного анализа немассовых эффектов в ГНР на ядрах необходимо прояснить роль возможного изменения условия калибровочной инвариантности и присутствия антинуклонных степеней свободы в рамках применяемого подхода.

Третий эффект немассовости, как будет показано в п.3.1, приводит в импульсном пространстве к появлению зависимости от нулевой компоненты относительного импульса нуклонов (относительной энергии). Отметим, что функция распределения $f(y)$ в линейной конволюционной формуле

$$F_2^D(x) = \int dy F_2^N(x/y) f(y) \quad (10)$$

не содержит какой-либо зависимости от относительной энергии, и оправдать использование этого выражения можно только в нерелятивистских моделях, где связанность нуклона учитывается дополнительными степенями свободы [58,59] или выражена через энергию отделения нуклона [11]. Простейший способ ввести нетривиальную зависимость от относительной энергии состоит в том, чтобы вывести двумерную конволюционную формулу для ядерной СФ:

$$F_2^A(x) = \int dy dp_N^2 \tilde{F}_2^N(x/y, p_N^2) f(y, p_N^2), \quad (11)$$

где функция распределения отражает зависимость от квадрата 4-импульса нуклона $p_N^2 \neq m^2$. В этом подходе для вычисления $\tilde{F}_2^A(x/y, p_N^2)$ необходимо привлечь дополнительные модельные предположения не только о структуре немассового нуклона, но и о свойствах функции распределения $f(y, p_N^2)$ в ядре.

Такой подход был развит в ряде работ [49,56,60,61]. Так, в [60] для вывода выражения (11) использовалась эффективная диаграммная техника в

кварковой модели ядра. В последующей работе [49] было показано, что зависимость от p_N^2 в СФ нуклона сводится к учету изменения граничных условий для кинематических характеристик кварков в связанном нуклоне. Это позволяет редуцировать двумерную конволюционную формулу (11) в одномерную (10) с модифицированным аргументом функции распределения $f(y)$. Позже процедура редукции двумерной конволюционной формулы в одномерную была реализована в общем случае в рамках теоретико-полевого формализма, независимого от кварковой модели нуклона [62]. Было показано, что такой тривиальный кинематический учет зависимости от относительной энергии в $f(y)$ ведет к нарушению барионного правила сумм:

$$f(y) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \tilde{f}(k) y \delta\left(y - \frac{M_D/2 - k_0 + k_3}{M_D}\right), \quad (12)$$

$$\int dy f(y) \neq 1, \quad (13)$$

где k обозначает относительный 4-импульс нуклонов, связанных в покоящемся дейтроне. Аналогичный по сути результат в рамках кварковой модели нуклона был получен в работе [61], где показано, что один только кинематический учет p_N^2 -зависимости приводит к изменению числа валентных кварков в нуклоне.

Таким образом, возникает необходимость введения динамической зависимости кваркового распределения в нуклоне от квадрата полного импульса нуклона p_N^2 . Однако, как показано в [61], учет динамики хотя и позволяет добиться сохранения числа валентных кварков в нуклоне, но при этом приводит к значительному ослаблению зависимости отношения $F_2^A(x)/F_2^D(x)$ от p_N^2 .

Так как эти подходы основаны на кварковой модели для нуклона, они позволяют учесть возможную немассовую деформацию нуклонной структуры в ядре на основе информации о кварковой структуре ядра. То есть для согласованной микроскопической картины ядерных эффектов в ГНР необходимо построить такую кварковую модель ядра, в рамках которой возможно было бы выделение нуклонных степеней свободы. Для случая бесконечной ядерной материи подобная модель была развита в работе [63]. Она основана на модели кваркового мешка, в котором кварки обмениваются скалярными и векторными мезонами. Формально эта модель может быть записана так же, как и модель Валечки [64], но с дополнительным условием, согласно которому среднее скалярное поле меняется в ответ на изменение внутренней нуклонной структуры [65]. Расширение этой модели в область конечных A с помощью приближения локальной плотности привело к переоценке эффектов ядерной связи в два-три раза [66].

Альтернативный подход, свободный от присущих кварковым моделям неопределенностей, может быть развит в рамках формализма Бете—Солпитера

на основе общих свойств нуклонных функций Грина. Нуклон в таком подходе рассматривается как четырехмерный *черный ящик* со структурными функциями в качестве входных зависимостей. Проблема анализа немассовых эффектов может быть сведена к изучению деформации *черного ящика* [42]. В рамках такого подхода структурная функция ядра выражается через СФ физических нуклонов и их производные на массовой поверхности.

3. ФОРМАЛИЗМ

Цель настоящего раздела — рассмотрение формализма описания процесса ГНР на системе связанных нуклонов.

При анализе процессов с участием связанных состояний в рамках локальной теории поля приходится рассматривать частицы, не являющиеся свободными на асимптотике. Согласованной процедурой, позволяющей перенести всю информацию о физических состояниях, заключенную в обкладках матричных элементов, на произведение полевых операторов, является редукционная техника, предложенная в работах [67]. Эта техника основана на предположении, что физические состояния в обкладках матричных элементов могут рассматриваться как свободные на асимптотике, а взаимодействие включается адиабатически. Таким образом, из рассмотрения исключаются связанные состояния, которые не удовлетворяют сделанному предположению. Для того чтобы включить в рассмотрение связанные состояния, редукционную технику необходимо дополнить процедурой, позволяющей выразить средние по таким состояниям через вакуумные средние.

В рамках нерелятивистской теории поля эта проблема решается путем введения внешнего классического поля, которое позволяет описывать динамику связанного состояния движением частицы в потенциальной яме. В результате вычисление среднего по связанному состоянию сводится к расчету среднего по одночастичному состоянию, а эффекты связи учитываются введением импульсного распределения этой частицы. Такой простой способ позволяет получить структурную функцию ядра в конволюционном виде [11]. Роль релятивистских поправок и эффектов немассовости при этом остается невыясненной. В рамках квазипотенциальных подходов решение проблемы связанного состояния нуклонов сводится к выводу аналога уравнения Шредингера с ковариантным трехмерным потенциалом [49, 68–75]. Тогда вычисление средних по связанным состояниям, по сути дела, не отличается от нерелятивистского случая. Однако в отличие от нерелятивистских подходов квазипотенциальный подход позволил качественно исследовать роль ряда релятивистских и немассовых эффектов в глубоконеупругом рассеянии [49, 56, 61].

В работе [76] был предложен метод вычисления средних от Т-произведения локальных операторов по связанным состояниям, который особенно активно используется и развивается в последнее время [43, 48, 52, 77, 78]. Суть этого метода заключается в том, что средние по связанным состояниям выражаются через вакуумные средние от Т-произведения локальных операторов и матричные элементы перехода между вакуумом и связанным состоянием. Рассмотрим применение этого метода к прямым процессам с участием связанного состояния n -нуклонов.

3.1. Амплитуда Бете—Солпитера. Поскольку расчет сечения глубоконеупругого рассеяния сводится к анализу амплитуды комптоновского рассеяния вперед (5), ограничимся рассмотрением процедуры вычисления матричного элемента от Т-произведения локальных операторов $\eta(y_1) \dots \eta(y_k)$ по связанным состояниям A :

$$\langle A | T(\eta_1(y_1) \dots \eta_k(y_k)) | A \rangle, \quad (14)$$

где $\eta_i(y_i)$ — набор операторов тока, определяющих взаимодействие нуклонов с внешними полями. В общем случае операторов из набора $\eta_i(y_i)$ может совпадать друг с другом. Воспользуемся тем фактом, что в определенной кинематической области совместное распространение n -взаимодействующих нуклонов проходит через образование связанного состояния. В этом случае первый член ряда разложения n -нуклонной функции Грина по промежуточным состояниям имеет вид

$$\begin{aligned} & \langle 0 | T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n) \bar{\Psi}(x'_1) \dots \bar{\Psi}(x'_n)) | 0 \rangle = \\ & = \int \frac{d^3 P}{(2\pi)^3} \sum_{\alpha} \langle 0 | T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n)) | A(\alpha, P) \rangle \times \\ & \times \langle A(\alpha, P) | T(\bar{\Psi}(x'_1) \dots \bar{\Psi}(x'_n)) | 0 \rangle \theta(\min\{x_{0_i}\} - \max\{x'_{0_i}\}) + \dots \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь α обозначает набор дискретных квантовых чисел состояния A , а P — его полный импульс, который в силу закона сохранения энергии совпадает с полным импульсом системы полей Ψ . Возникшая при раскрытии Т-произведения в матричном элементе (15) θ -функция обеспечивает выполнение условия причинности:

$$\min\{x_{0_i}\} > \max\{x'_{0_i}\}. \quad (16)$$

Максимальные и минимальные координаты могут быть определены с помощью введения средней координаты n полей, сопряженной полному импульсу P :

$$X = \frac{\sum_i^n x_i}{n}, \quad (17)$$

и координат нуклонов относительно этой точки:

$$\tilde{x}_i = X - x_i. \quad (18)$$

В результате максимальная и минимальная координаты могут быть определены как

$$\begin{aligned} \max\{x_{0i}\} &= X_0 + |\max\{\tilde{x}_{0i}\}|, \\ \min\{x_{0i}\} &= X_0 - |\max\{\tilde{x}_{0i}\}|. \end{aligned} \quad (19)$$

Применяя интегральное представление для θ -функции

$$\theta(x_0) = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{ip_0 x_0}}{p_0 + i\delta} dp_0, \quad (20)$$

получаем необходимое нам выражение, связывающее вакуумное среднее от нуклонных операторов и матричные элементы перехода от вакуума к связанному состоянию:

$$\begin{aligned} &\langle 0 | T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n) \bar{\Psi}(x'_1) \dots \bar{\Psi}(x'_n)) | 0 \rangle = \\ &= \sum_{\alpha} \int \frac{d^3 P}{(2\pi)^3} \frac{dP_0}{2\pi} e^{i(P_0 - E)(X_0 - X'_0)} \times \\ &\times e^{-i(P_0 - E)(|\max\{\tilde{x}_{0i}\}| + |\max\{x'_{0i}\}|)} \times \\ &\times \frac{\langle 0 | T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n)) | A(\alpha, P) \rangle \langle A(\alpha, P) | T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n)) | 0 \rangle}{P_0 - E + i\delta}. \end{aligned} \quad (21)$$

Неудобство этого выражения состоит в использовании двух наборов координат одновременно — $\{x_i\}$ и $\{X, \tilde{x}_i\}$. Для того чтобы от него избавиться, перейдем к использованию повсюду в расчетах второго набора координат. В силу трансляционной инвариантности справедливо следующее соотношение для полей Ψ :

$$\Psi(x + \tilde{x}) = e^{-i\hat{P}\tilde{x}} \Psi(\tilde{x}) e^{i\hat{P}x}. \quad (22)$$

Заменив x_i на $X - \tilde{x}_i$ в операторах Ψ и $\bar{\Psi}$ и сдвинув на X с помощью преобразования (22), введем матричные элементы перехода от вакуума к связанному состоянию в пространстве относительных положений нуклонов:

$$\begin{aligned} &\langle 0 | T(e^{-i\hat{P}X} \Psi(x_1) e^{i\hat{P}X} \dots e^{-i\hat{P}X} \Psi(x_n) e^{i\hat{P}X}) | A \rangle = \\ &= \chi_{\alpha, P}^A(\tilde{x}_1, \dots, \tilde{x}_n) e^{i(EX_0 - \mathbf{P} \cdot \mathbf{X})}, \\ &\langle A | T(e^{i\hat{P}X} \bar{\Psi}(x'_1) e^{-i\hat{P}X} \dots e^{i\hat{P}X} \bar{\Psi}(x'_n) e^{-i\hat{P}X}) | 0 \rangle = \\ &= \bar{\chi}_{\alpha', P}^A(\tilde{x}'_1, \dots, \tilde{x}'_n) e^{-i(EX_0 - \mathbf{P} \cdot \mathbf{X})}. \end{aligned} \quad (23)$$

Хотя формально функции χ_α^A зависят от n -переменных, только $n - 1$ из них являются независимыми в силу уравнения

$$\sum_i^n \tilde{x}_i = 0.$$

В результате этих преобразований выражение (21) принимает вид

$$\begin{aligned} & \langle 0 | T(\Psi(\tilde{x}_1) \dots \Psi(\tilde{x}_n) \bar{\Psi}(\tilde{x}'_1) \dots \bar{\Psi}(\tilde{x}'_n)) | 0 \rangle = \\ & = \sum_\alpha \int \frac{d^4 P}{(2\pi)^4} e^{iP(X-X')} \frac{\chi_{\alpha,P}^A(\tilde{x}_1, \dots, \tilde{x}_n) \bar{\chi}_{\alpha,P}^A(\tilde{x}'_1, \dots, \tilde{x}'_n)}{P_0 - E + i\delta}. \end{aligned} \quad (24)$$

В силу того что интеграл по P_0 определяется поведением подынтегрального выражения вблизи полюса $P_0 = E$, здесь опущена экспонента $\exp\{-i(P_0 - E)(|\max\{\tilde{x}_{0i}\}| + |\max\{\tilde{x}'_{0i}\}|)\}$.

Введенные выше неизвестные функции $\chi_{\alpha,P}^A$ и $\bar{\chi}_{\alpha,P}^A$, входящие в матричные элементы перехода от вакуума к связанному состоянию (23), описывают состояние ядра в терминах степеней свободы виртуальных нуклонов и называются амплитудами Бете—Солпитера. Эти амплитуды позволяют решить основную задачу, а именно выразить средние по связанным состояниям через вакуумные средние.

3.2. Анализ матричных элементов в формализме Бете—Солпитера. Для того чтобы выявить связь матричного элемента (14) с нуклонными функциями Грина и амплитудами Бете—Солпитера, рассмотрим матричный элемент

$$\langle 0 | T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n) \eta(y_1) \dots \eta(y_k) \bar{\Psi}(x'_1) \dots \bar{\Psi}(x'_n)) | 0 \rangle \quad (25)$$

в окрестности сингулярности n -нуклонного связанного состояния $P^2 = M^2$.

Разобьем времениупорядоченное произведение в матричном элементе (14) на произведение матричных элементов от Ψ , η , $\bar{\Psi}$. Для этого выберем максимальную и минимальную нулевые компоненты из набора $\{x_i\}$ в соответствии с (19) и представим T-произведение в виде двух слагаемых:

$$\begin{aligned} & T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n) \eta(y_1) \dots \eta(y_k) \bar{\Psi}(x'_1) \dots \bar{\Psi}(x'_n)) = \\ & = T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n)) T(\eta(y_1) \dots \eta(y_k)) T(\bar{\Psi}(x'_1) \dots \bar{\Psi}(x'_n)) \times \\ & \times \theta(X_0 - Y_0 - |\max\{\tilde{x}_{0i}\}| - |\max\{\tilde{y}_{0i}\}|) \times \\ & \times \theta(Y_0 - X'_0 - |\max\{\tilde{x}'_{0i}\}| - |\max\{\tilde{y}_{0i}\}|) + \\ & + T(\bar{\Psi}(x'_1) \dots \bar{\Psi}(x'_n)) T(\eta(y_1) \dots \eta(y_k)) T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n)) \times \\ & \times \theta(X'_0 - Y_0 - |\max\{\tilde{x}'_{0i}\}| - |\max\{\tilde{y}_{0i}\}|) \times \\ & \times \theta(Y_0 - X_0 - |\max\{\tilde{x}_{0i}\}| - |\max\{\tilde{y}_{0i}\}|). \end{aligned}$$

Вставив полный набор между T-произведениями, перепишем выражение (14) в виде суммы по состояниям из полного набора:

$$\begin{aligned}
& \langle 0 | T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n) \eta(y_1) \dots \eta(y_k) \bar{\Psi}(x'_1) \dots \bar{\Psi}(x'_n)) | 0 \rangle = \\
& = \sum_R \langle 0 | T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n)) | R \rangle \langle R | T(\eta(y_1) \dots \eta(y_k)) | R \rangle \times \\
& \times \langle R | T(\bar{\Psi}(x'_1) \dots \bar{\Psi}(x'_n)) | 0 \rangle \theta(X_0 - Y_0 - |\max\{\tilde{x}_{0i}\}| - |\max\{\tilde{y}_{0i}\}|) \times \\
& \times \theta(Y_0 - X'_0 - |\max\{\tilde{x}'_{0i}\}| - |\max\{\tilde{y}'_{0i}\}|) + \\
& + \sum_R \langle 0 | T(\bar{\Psi}(x'_1) \dots \bar{\Psi}(x'_n)) | R \rangle \langle R | T(\eta(y_1) \dots \eta(y_k)) | R \rangle \times \\
& \times \langle R | T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n)) | 0 \rangle \theta(X'_0 - Y_0 - |\max\{\tilde{x}'_{0i}\}| - |\max\{\tilde{y}'_{0i}\}|) \times \\
& \times \theta(Y_0 - X_0 - |\max\{\tilde{x}_{0i}\}| - |\max\{\tilde{y}_{0i}\}|), \tag{26}
\end{aligned}$$

где \sum_R обозначает суммирование по дискретным квантовым числам и интегрирование по непрерывным переменным.

Поскольку нас интересует поведение матричного элемента (14) вблизи полюса $P^2 = M^2$, достаточно рассмотреть вклад нижайшего связанного состояния в выражении (26), соответствующего этому полюсу. Рассматриваемому связанному состоянию соответствует первый член ряда (26) с $R = A$. Воспользовавшись интегральным представлением для θ -функции (20), получим следующее выражение для матричного элемента (25):

$$\begin{aligned}
& \langle 0 | T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n) \eta(y_1) \dots \eta(y_k) \bar{\Psi}(x'_1) \dots \bar{\Psi}(x'_n)) | 0 \rangle = \sum_{\alpha, \alpha'} \int \frac{d^3 P}{(2\pi)^3} \frac{d^3 P'}{(2\pi)^3} \times \\
& \times \langle 0 | T \Psi(x_1) \dots \Psi(x_n) | A, P \rangle \langle A, P | T \eta(y_1) \dots \eta(y_k) | A, P' \rangle \times \\
& \times \langle A, P' | T \bar{\Psi}(x'_1) \dots \bar{\Psi}(x'_n) | 0 \rangle \int \frac{dP_0}{(2\pi)} \frac{dP'_0}{(2\pi)} \times \\
& \times \frac{e^{i(P_0 - E)(X_0 - Y_0)} e^{i(P'_0 - E')(Y_0 - X'_0)} e^{i(P_0 - E)(\max\{\tilde{x}_{0i}\} - y/2)} e^{i(P'_0 - E')(\max\{\tilde{x}'_{0i}\} - y/2)}}{(P_0 - E + i\delta)(P'_0 - E' + i\delta)}. \tag{27}
\end{aligned}$$

Перейдем с помощью выражений (23) к относительным переменным и перепишем матричный элемент (25) в виде

$$\begin{aligned}
& \langle 0 | T(\Psi(\tilde{x}_1) \dots \Psi(\tilde{x}_n) \eta(\tilde{y}_1) \dots \eta(\tilde{y}_k) \bar{\Psi}(\tilde{x}'_1) \dots \bar{\Psi}(\tilde{x}'_n)) | 0 \rangle = \\
& = \sum_{\alpha, \alpha'} \int \frac{d^4 P}{(2\pi)^4} \frac{d^4 P'}{(2\pi)^4} e^{i(P_0 - E)(\max\{\tilde{x}_{0i}\} - y/2)} e^{i(P'_0 - E')(\max\{\tilde{x}'_{0i}\} - y/2)} \times
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \frac{\chi_{\alpha,P}^A(\tilde{x}_1, \dots, \tilde{x}_n) \langle A | T(\eta(\tilde{y}_1) \dots \eta(\tilde{y}_k)) | A \rangle \bar{\chi}_{\alpha',P}^A(\tilde{x}'_1, \dots, \tilde{x}'_n)}{(P_0 - E + i\delta)(P'_0 - E' + i\delta)} \times \\ & \times e^{iPX} e^{-iP'X'} e^{i(P-P')Y}. \end{aligned} \tag{28}$$

С другой стороны, в силу унитарности n -нуклонной функции Грина, связанной с амплитудой (15) соотношением

$$G_{2n}(x_1 \dots x_n, z_1, \dots, z_n) = i \langle 0 | T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n) \bar{\Psi}(z'_1) \dots \bar{\Psi}(z'_n)) | 0 \rangle, \tag{29}$$

матричный элемент (25) может быть тождественно переписан в виде

$$\begin{aligned} & \langle 0 | T(\Psi(x_1) \dots \Psi(x_n) \eta(y_1) \dots \eta(y_k) \bar{\Psi}(z'_1) \dots \bar{\Psi}(z'_n)) | 0 \rangle = \\ & = \int d^4 z_1 \dots d^4 z_n d^4 z'_1 \dots d^4 z'_n d^4 z''_1 \dots d^4 z''_n d^4 z'''_1 \dots d^4 z'''_n G_{2n}(x_1 \dots x_n, z_1, \dots, z_n) \times \\ & \times G_{2n}^{-1}(z_1 \dots z_n, z'_k, \dots, z'_n) \langle 0 | T(\Psi(z_1) \dots \Psi(z_n) \eta(y_1) \dots \eta(y_k) \bar{\Psi}(z''_1) \dots \bar{\Psi}(z''_n)) | 0 \rangle \times \\ & \times G_{2n}^{-1}(z''_1, \dots, z''_n, z'''_1, \dots, z'''_n) G_{2n}(z'''_1, \dots, z'''_n, x'_k, \dots, x'_n). \end{aligned} \tag{30}$$

Учитывая поведение n -нуклонной функции Грина (24) вблизи полюса $P^2 = M^2$, сравниваем это выражение с (28):

$$\begin{aligned} & \sum_{\alpha, \alpha'} \int \frac{d^4 P}{(2\pi)^4} \frac{d^4 P'}{(2\pi)^4} \int dz_1 \dots dz_n dz'_1 \dots dz'_n e^{iPX} e^{-iP'X'} \times \\ & \times \frac{\chi_{\alpha,P}^A(\tilde{x}_1, \dots, \tilde{x}_n) \bar{\chi}_{\alpha',P}^A(z_1, \dots, z_n)}{P_0 - E + i\delta} \times \\ & \times \bar{G}_{2n+k}(z_1 \dots z_n, \tilde{y}_1 \dots \tilde{y}_n, z'_1 \dots z'_n) \frac{\chi_{\alpha',P'}^A(z'_1, \dots, z'_n) \bar{\chi}_{\alpha',P'}^A(\tilde{x}'_1, \dots, \tilde{x}'_n)}{P'_0 - E' + i\delta} = \\ & = \sum_{\alpha, \alpha'} \int \frac{d^4 P}{(2\pi)^4} \frac{d^4 P'}{(2\pi)^4} e^{i(P_0 - E)(\max\{\tilde{x}_{0i}\} - y/2)} e^{i(P'_0 - E')(\max\{\tilde{x}'_{0i}\} - y/2)} e^{i(P-P')Y} \times \\ & \times \frac{\chi_{\alpha,P}^A(\tilde{x}_1, \dots, \tilde{x}_n) \langle A | T(\eta(\tilde{y}_1) \dots \eta(\tilde{y}_k)) | A \rangle \bar{\chi}_{\alpha',P'}^A(\tilde{x}'_1, \dots, \tilde{x}'_n)}{(P_0 - E + i\delta)(P'_0 - E' + i\delta)} e^{iPX} e^{-iP'X'}, \end{aligned} \tag{31}$$

где с помощью \bar{G}_{2n+k} обозначена усеченная функция Грина, которая определена следующим образом:

$$\begin{aligned} & \bar{G}_{2n+k}(x_1 \dots x_n, y_1 \dots y_k, x'_k, \dots, x'_n) = \\ & = i \int d^4 z_1 \dots d^4 z_n d^4 z'_1 \dots d^4 z'_n G_{2n}^{-1}(x_1 \dots x_n, z_k, \dots, z_n), \\ & \langle 0 | T(\Psi(z_1) \dots \Psi(z_n) \eta(y_1) \dots \eta(y_k) \bar{\Psi}(z'_1) \dots \bar{\Psi}(z'_n)) | 0 \rangle \times \\ & \times G_{2n}^{-1}(z'_1, \dots, z'_n, x'_k, \dots, x'_n). \end{aligned} \tag{32}$$

Умножая обе части подынтегрального выражения в (31) на $(P_0 - E) \times (P'_0 - E')$ и устремляя P_0 к E и P'_0 к E' , получаем соотношение, определяющее способ вычисления средних по связанному состоянию от Т-произведения набора локальных операторов:

$$\begin{aligned} & \langle A | T(\eta(\tilde{y}_1) \dots \eta(\tilde{y}_k)) | A \rangle e^{i(P-P')Y} = \\ & = \int dz_1 \dots dz_n dz'_1 \dots dz'_n \bar{\chi}_{\alpha, P}^A(z_1, \dots, z_n), \\ & \bar{G}_{2n+k}(z_1 \dots z_n, \tilde{y}_1 \dots \tilde{y}_n, z'_1 \dots z'_n) \chi_{\alpha', P'}^A(z'_1, \dots, z'_n). \end{aligned} \quad (33)$$

Это выражение связывает амплитуду рассеяния на связанном состоянии n -нуклонов с неприводимой функцией Грина \bar{G}_{2n+k} , описывающей рассеяние на n -виртуальных нуклонах, и неизвестными функциями $\chi_{\alpha, P}^A$ и $\bar{\chi}_{\alpha, P}^A$, описывающими состояние ядра в терминах нуклонных степеней свободы, уравнение на которые необходимо найти.

3.3. Уравнение Бете—Солпитера. Выражение (24) устанавливает связь между функциями $\chi_{\alpha, P}^A$ и n -нуклонной функцией Грина G_{2n} . Таким образом, имея уравнение на функцию G_{2n} , можно получить уравнение, которому удовлетворяет амплитуда $\chi_{\alpha, P}^A$. При этом недостаточно знать G_{2n} в рамках теории возмущений, так как для анализа поведения функции Грина в области полюса связанного состояния необходимо просуммировать весь ряд теории возмущений. Поэтому рассмотрим общие уравнения на функции Грина G_{2n} , которые могут быть получены без привлечения теории возмущений.

Распространение свободного нуклона из точки x_1 в точку x_2 описывается свободной функцией Грина $S_{(1)}^0$, удовлетворяющей уравнению вида

$$(i\hat{\partial}_{x_1} - m)S_{(1)}^0(x_1, x_2) = \delta(x_1 - x_2), \quad (34)$$

где m — масса нуклона. В случае, когда нуклон взаимодействует с собственным полем, в правой части уравнения на точную функцию Грина $S_{(1)}$ возникает член, учитывающий это самодействие:

$$(i\hat{\partial}_{x_1} - m)S_{(1)}(x_1, x_2) = \delta(x_1 - x_2) - \int dx'_1 \bar{G}_2(x_1, x'_1)S_{(1)}(x'_1, x_2). \quad (35)$$

Сравнив уравнения (34) и (35), можно заметить, что функция $\bar{G}_2(x_1, x'_1)$ удовлетворяет уравнению Дайсона

$$\bar{G}_2(x_1, x_2) = S_{(1)}^{0-1}(x_1, x_2) - S_{(1)}^{-1}(x_1, x_2), \quad (36)$$

то есть совпадает с однонуклонной неприводимой собственно энергетической частью. Функция Грина $S_{(2)}$, описывающая совместное распространение двух

физических нуклонов, не взаимодействующих друг с другом, удовлетворяет уравнению вида

$$(i\hat{\partial}_{x_1} - m^*) \otimes (i\hat{\partial}_{y_1} - m^*) S_{(2)}^0(x_1, x_2, y_1, y_2) = \delta(x_1 - x_2)\delta(y_1 - y_2), \quad (37)$$

где $m^* = m - \overline{G}_2(x_1, x_2)$. Учет взаимодействия между нуклонами приводит к появлению в правой части дополнительного члена:

$$\begin{aligned} & (i\hat{\partial}_{x_1} - m^*) \otimes (i\hat{\partial}_{y_1} - m^*) G_4(x_1, x_2, y_1, y_2) = \\ & = \delta(x_1 - x_2)\delta(y_1 - y_2) + \int dx'_1 dy'_1 \overline{G}_4(x_1, x'_1, y_1, y'_1) G_4(x'_1, x_2, y'_1, y_2). \end{aligned} \quad (38)$$

Сравнивая уравнения (37) и (38), получаем двухчастичный аналог уравнения Дайсона, а именно неоднородное уравнение Бете—Солпитера [79]:

$$\overline{G}_4(x_1, x_2, y_1, y_2) = S_{(2)}^{-1}(x_1, x_2, y_1, y_2) - G_4^{-1}(x_1, x_2, y_1, y_2). \quad (39)$$

По аналогии с однонуклонным случаем функция, описывающая взаимодействие между нуклонами, совпадает с неприводимой собственно энергетической частью системы из двух нуклонов. Обобщая на случай n -нуклонов, получаем следующее уравнение:

$$\overline{G}_{2n}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n) = S_{(n)}^{-1}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n) - G_{2n}^{-1}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n), \quad (40)$$

где функция $S_{(n)}$ — прямое произведение n -нуклонных пропагаторов:

$$S_{(n)}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n) = \langle 0 | T(\Psi(x_1)\Psi(x_1)) | 0 \rangle \otimes \dots \otimes \langle 0 | T(\Psi(x_n)\Psi(x_n)) | 0 \rangle. \quad (41)$$

Выразив из (40) G_{2n} , получим интегральное уравнение, где \overline{G}_{2n} является ядром:

$$\begin{aligned} G_{2n}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n) & = S_{(n)}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n) + \\ & + \int dz_1 \dots dz_n dz'_1 \dots dz'_n S_{(n)}(x_1 \dots x_n, z_1 \dots z_n) \times \\ & \times \overline{G}_{2n}(z_1 \dots z_n, z'_1 \dots z'_n) G_{2n}(z'_1 \dots z'_n, x'_1 \dots x'_n). \end{aligned} \quad (42)$$

Таким образом, точная n -нуклонная функция Грина является решением интегрального уравнения, которое связывает между собой две неизвестные функции Грина, G_{2n} и \overline{G}_{2n} .

Существует несколько способов решения этой проблемы. В частности, по аналогии с уравнением Дайсона уравнение Бете—Солпитера можно исследовать в рамках техники дисперсионных соотношений. Для этого вводится обобщение спектрального представления для точной одночастичной функции

Грина на случай n -частиц — *интегральное представление теории возмущений* Наканиши [80]. Такой подход успешно применялся при решении уравнения Бете—Солпитера для случая двух скалярных частиц [81]. С другой стороны, уравнение (42) дает прекрасную возможность моделирования двухнуклонной функции Грина, если ввести \overline{G}_{2n} в явном виде.

Наиболее удобным является сепарабельный вид ядра этого уравнения:

$$\overline{G}_{2n}(z_1 \dots z_n, z'_1 \dots z'_n) = \sum_{i,j}^{\infty} c_{ij} g_i(z_1 \dots z_n) g_j(z'_1 \dots z'_n).$$

В этом случае задача решения интегрального уравнения подменяется задачей решения линейной системы уравнений. Этот подход успешно применялся для описания двухнуклонной системы [82]. Отметим, что некоторая комбинация подходов, основанных на использовании сепарабельного потенциала и спектрального представления, учитывающего аналитические свойства двухнуклонной функции Грина, может служить основой для создания реалистического сепарабельного анзаца для функции \overline{G}_{2n} [83].

Второй, наиболее распространенный вид \overline{G}_{2n} может быть получен методами теории возмущений. Рассмотрим решение уравнения (42) с помощью итераций. Возьмем в качестве нулевой итерации

$$G_{2n}^{(0)}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n) = S_{(n)}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n).$$

Подставляя это выражение в (42), получаем первую итерацию:

$$\begin{aligned} G_{2n}^{(1)}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n) &= S_{(n)}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n) + \\ &+ \int dz_1 \dots dz_n dz'_1 \dots dz'_n S_{(n)}(x_1 \dots x_n, z_1 \dots z_n) \times \\ &\times \overline{G}_{2n}(z_1 \dots z_n, z'_1 \dots z'_n) S_{(n)}(z'_1 \dots z'_n, x'_1 \dots x'_n). \end{aligned} \quad (43)$$

В ходе последовательных итераций получаем разложение точной n -нуклонной функции Грина в бесконечный ряд по степеням \overline{G}_{2n} :

$$\begin{aligned} G_{2n}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n) &= S_{(n)}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n) + \\ &+ \sum_m^{\infty} \int dz_1 \dots dz_n dz'_1 \dots dz'_n \dots dz_1^{(m)} \dots dz_n^{(m)} S_{(n)}(x_1 \dots x_n, z_1 \dots z_n) \times \\ &\times \overline{G}_{2n}(z_1 \dots z_n, z'_1 \dots z'_n) S_{(n)}(z'_1 \dots z'_n, x'_1 \dots x'_n) \dots \times \\ &\times \overline{G}_{2n}(z_1^{(m-1)} \dots z_n^{(m-1)}, z_1^{(m)} \dots z_n^{(m)}) S_{(n)}(z_1^{(m)} \dots z_n^{(m)}, x'_1 \dots x'_n). \end{aligned} \quad (44)$$

С другой стороны, функция G_{2n} может быть разложена в ряд по теории возмущений в конкретной модели нуклон-нуклонного взаимодействия

(например, мезон-нуклонной модели):

$$G_{2n}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n) = \sum_i G_{2n}^{(i)}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n),$$

$$G_{2n}^{(0)}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n) = S_{(n)}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n). \quad (45)$$

Сравнивая ряды (44) и (45), получаем выражение, связывающее \overline{G}_{2n} с членами ряда по теории возмущений для G_{2n} :

$$\begin{aligned} \overline{G}_{2n}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n) &= S_{(n)}^{-1}(x_1 \dots x_n, x'_1 \dots x'_n) - \\ &- \sum_m \sum_{m_1, m_2} \int dz_1 \dots dz_n dz'_1 \dots dz'_n G_{2n}^{(m_1)-1}(x_1 \dots x_n, z_1 \dots z_n) \times \\ &\times G_{2n}^{(m)}(z_1 \dots z_n, z'_1 \dots z'_n) G_{2n}^{(m_2)-1}(z'_1 \dots z'_n, x'_1 \dots x'_n). \end{aligned} \quad (46)$$

В рамках мезонной модели нуклон-нуклонного взаимодействия первый член этого ряда ($m = 1$) соответствует приближению однобозонного обмена в ядре уравнения (42) (так называемое лестничное приближение). Решение уравнения (42) в рамках лестничного приближения позволяет просуммировать часть ряда по теории возмущений для G_{2n} и описать низкоэнергетические свойства нуклон-нуклонного рассеяния с хорошей точностью [48]. Таким образом, уравнение (40) при задании нуклон-нуклонных сил позволяет, в принципе, определить точную n -нуклонную функцию Грина. Предположив наличие полюса связанного состояния в G_{2n} , аналогичное уравнение можно получить для амплитуды Бете—Солпитера (23).

Подставим выражение (24) в уравнение (42), умножим обе части получившегося выражения на $(P_0 - E)$ и устремим $P \rightarrow E$. В результате получим

$$\begin{aligned} \chi_{\alpha, P}^A(x_1, \dots, x_n) &= \int dz_1 \dots dz_n dz'_1 \dots dz'_n S_{(n)}(x_1 \dots x_n, z_1 \dots z_n) \times \\ &\times \overline{G}_{2n}(z_1 \dots z_n, z'_1 \dots z'_n) \chi_{\alpha, P}^A(z'_1, \dots, z'_n). \end{aligned} \quad (47)$$

Таким образом, матричный элемент перехода между вакуумом и n -нуклонным связанным состоянием удовлетворяет однородному интегральному уравнению с ядром \overline{G}_{2n} , которое связано с точными n -нуклонной и однонуклонной функциями Грина соотношением (40).

Для использования в дальнейших расчетах нам понадобится уравнение (47) в импульсном представлении. С помощью фурье-преобразования амплитуда Бете—Солпитера χ может быть переписана в импульсном представлении:

$$\chi_{\alpha}(P, k_1 \dots k_{n-1}) = \int d^4 x_1 \dots d^4 x_n e^{-i \sum_i^n k_i x_i} \chi_{\alpha, P}(x_1 \dots x_n), \quad (48)$$

где $k_n = P - \sum_i^{n-1} k_i$. Тогда уравнение Бете—Солпитера принимает вид

$$\begin{aligned} \chi_\alpha^A(P, k_1, \dots, k_{n-1}) = S_{(n)}(P, k_1, \dots, k_{n-1}) \int \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4} \dots \frac{d^4 k_{n-1}}{(2\pi)^4} \times \\ \times \overline{G}_{2n}(P, k_1 \dots k_{n-1}, k'_1 \dots k'_{n-1}) \chi_\alpha^A(k'_1, \dots, k'_{n-1}). \end{aligned} \quad (49)$$

В силу того что (49) и (47) являются однородными интегральными уравнениями, амплитуда Бете—Солпитера определена с точностью до некоторой постоянной. Поэтому необходимо ввести условие нормировки. Поскольку решения этих уравнений не обладают прямым физическим смыслом и не могут быть нормированы исходя из вероятностных соображений, необходимо опереться на нормировку с помощью значения известных средних. В качестве такой величины можно взять, например, среднее от барионного тока при нулевой передаче импульса:

$$\langle A | J_\mu(0) | A \rangle = iP_\mu. \quad (50)$$

Выражая этот матричный элемент с помощью соотношения (33) через амплитуды Бете—Солпитера, получаем следующее условие нормировки для χ_α^A :

$$\begin{aligned} \int \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4} \dots \frac{d^4 k_{n-1}}{(2\pi)^4} \frac{d^4 k'_1}{(2\pi)^4} \dots \frac{d^4 k'_{n-1}}{(2\pi)^4} \overline{\chi}_\alpha^A(P, k_1, \dots, k_{n-1}) \times \\ \times \overline{G}_{2n+1, \mu}(q=0, P, k_1 \dots k_{n-1}, k'_1 \dots k'_{n-1}) \chi_\alpha^A(P, k'_1, \dots, k'_{n-1}) = iP_\mu. \end{aligned} \quad (51)$$

Учитывая, что при нулевой передаче точная усеченная фотон- n -нуклонная вершина $\overline{G}_{2n+1, \mu}$ связана с производной по полному импульсу от n -нуклонной функции Грина [84],

$$\begin{aligned} \overline{G}_{2n+1, \mu}(q=0, P, k_1 \dots k_{n-1}, k'_1 \dots k'_{n-1}) = \\ = -\frac{\partial}{\partial P_\mu} G_{2n}^{-1}(P, k_1 \dots k_{n-1}, k'_1 \dots k'_{n-1}), \end{aligned} \quad (52)$$

и выражая G_{2n}^{-1} из (40), получаем условие нормировки для функций χ_α^A в следующем виде:

$$\begin{aligned} \int \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4} \dots \frac{d^4 k_n}{(2\pi)^4} \frac{d^4 k'_1}{(2\pi)^4} \dots \frac{d^4 k'_n}{(2\pi)^4} \overline{\chi}_\alpha^A(P, k_1, \dots, k_{n-1}) \times \\ \times \left[S_{(n)}^{-1}(P, k_1, \dots, k_{n-1}) \left\{ \frac{\partial}{\partial P_\mu} S_{(n)}(P, k_1, \dots, k_{n-1}) \right\} S_{(n)}^{-1}(P, k_1, \dots, k_{n-1}) \times \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial P_\mu} \overline{G}_{2n}(P, k_1 \dots k_{n-1}, k'_1 \dots k'_{n-1}) \right] \chi_\alpha^A(P, k'_1, \dots, k'_{n-1}) = iP_0. \end{aligned} \quad (53)$$

Как будет показано в разд. 4, это условие позволяет построить теорию ГНР на ядре так, что удастся выполнить одновременно барионное и импульсное правила сумм.

В заключение этого раздела отметим некоторые важные свойства амплитуды Бете—Солпитера, которые мы будем использовать далее.

Во-первых, к таким свойствам относится наличие в амплитуде БС зависимости от нулевой компоненты относительной координаты (относительного времени) нуклонов, которая согласно выражению (33) отражается на динамических наблюдаемых n -нуклонного связанного состояния. В импульсном пространстве эта зависимость приводит к зависимости от нулевой компоненты относительного импульса нуклонов (относительной энергии), которая, как это будет показано ниже, является основной причиной наблюдаемых ядерных эффектов в ГНР.

Во-вторых, соотношение (24) позволяет сделать несколько замечаний по поводу аналитической структуры χ_α^A . Функция Грина G_{2n} в импульсном пространстве содержит ряд сингулярностей, часть из которых в силу (24) присуща и амплитуде Бете—Солпитера. Это полюса, связанные с внешними пропагаторами нуклонов, разрезы по относительным импульсам, полюса, связанные с различными связанными состояниями, которые образуют либо часть нуклонов, либо все нуклоны. Последняя сингулярность выделена явно в выражении (24) и, таким образом, не дает вклада в χ_α^A . Первый тип сингулярностей также можно выделить явным образом, введя вместо амплитуды БС величину, называемую вершинной функцией Бете—Солпитера:

$$S_{(n)}(P, k_1 \dots k_{n-1}) \Gamma_\alpha^A(P, k_1 \dots k_{n-1}) = \chi_\alpha^A(P, k'_1, \dots, k'_{n-1}). \quad (54)$$

Таким образом, мы получили в свое распоряжение объект, который избавлен от двух самых сильных особенностей — полюса n -нуклонного связанного состояния, а также полюсов и разрезов, присущих однонуклонным пропагаторам. В п. 5.1 мы рассмотрим способ выделения сингулярностей вершинной функции, которые возникают из-за присутствия m -нуклонных ($m < n$) связанных состояний в ядре, что соответствует представлению о кластеризации атомного ядра.

4. ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НА ДЕЙТРОНЕ

Простейшим стабильным связанным состоянием нуклонов, наблюдаемым в природе, является дейтрон. Это состояние имеет наименьшую энергию связи из всех ядер ($\epsilon = 2,224$ МэВ). Энергия связи дейтрона настолько мала, что с помощью простейших рассуждений в рамках нерелятивистской квантовой механики можно заключить, что нуклоны в этой системе большую часть

времени не взаимодействуют. Благодаря этому обстоятельству в большинстве теоретических и экспериментальных исследований структуры материи дейтрон отождествляется с изоскалярным нуклоном [8, 55]. В частности, наблюдавшиеся различия структурных функций тяжелых ядер и дейтрона принято считать свидетельством искажения структурной функции свободного нуклона. Несмотря на то, что качественно такой подход выглядит разумно, ряд результатов, опирающихся на измерения структурной функции дейтрона, оказывается противоречивым. Наиболее ярким примером трудности, с которой можно столкнуться при анализе опытов на дейтронной мишени, является попытка извлечения информации о нейтронной СФ из данных по ГНР на дейтроне и протоне [85–88]. С одной стороны, экспериментальная проверка правил сумм КХД [85, 87], в которой используется F_2^D , привела к довольно необычному результату, противоречащему традиционным представлениям о партонной структуре нуклона, — нарушению правила сумм Готтфрида. С другой стороны, в ряде теоретических работ было показано, что F_2^D не может быть однозначным образом извлечена из дейтронных данных [88, 89]. Теоретические неопределенности могут быть настолько велики, что количественно оказываются сравнимыми с эффектом нарушения ПС Готтфрида.

Таким образом, несмотря на малую энергию связи, ядерные эффекты в дейтроне требуют детального исследования. В силу того что дейтрон представляет собой простейшую ядерную систему, все основные эффекты связи могут быть изучены на его примере наиболее подробно, причем все аналитические расчеты можно провести последовательно и точно.

Ниже мы рассмотрим применение подхода, развитого в работах [42, 76, 79] и описанного в разд. 3, для расчета F_2^D и F_2^D/F_2^N .

4.1. Амплитуда комптоновского рассеяния на дейтроне. В силу соотношения унитарности (5) расчет адронной части амплитуды глубоконеупругого рассеяния $W_{\mu\nu}(P, q)$ сводится к вычислению амплитуды комптоновского рассеяния вперед $T_{\mu\nu}(P, q)$. Согласно определению амплитуда комптоновского рассеяния на дейтроне $T_{\mu\nu}^D(P, q)$ может быть представлена как среднее от Т-произведения нуклонных электромагнитных токов J_μ по состояниям дейтрона $|D\rangle$:

$$T_{\mu\nu}^D(P, q) = i \int d^4x e^{iqx} \langle D | T (J_\mu(x) J_\nu(0)) | D \rangle. \quad (55)$$

В соответствии с выражением (33) это определение $T_{\mu\nu}^D(P, q)$ может быть переписано в терминах решений уравнения Бете—Солпитера (49) для дейтрона $\Gamma^D(P, k)$ и двухнуклонных функций Грина $\overline{G}_{6\mu\nu}$:

$$T_{\mu\nu}^D(P, q) = \frac{1}{3} \sum_S \int \frac{d^4k_1}{(2\pi)^4} \frac{d^4k_2}{(2\pi)^4} \overline{\Gamma}_S^D(P, k_1) S_{(2)}(P, k_1) \times$$

$$\times \overline{G}_{6\mu\nu}(q, P, k_1, k_2) S_{(2)}(P, k_2) \Gamma_S^D(P, k_2), \quad (56)$$

где индекс S обозначает проекцию спина дейтрона на некоторую ось.

Функция $\overline{G}_{6\mu\nu}$ в соответствии с уравнением (32) связана с точной двух-нуклонной функцией Грина со вставкой, описывающей комптоновское рассеяние виртуальных фотонов на системе из двух взаимодействующих нуклонов:

$$\begin{aligned} \overline{G}_{6\mu\nu}(q, P, k, k') &= \int \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4} \frac{d^4 k_2}{(2\pi)^4} \times \\ &\times G_4^{-1}(P, k, k_1) G_{6\mu\nu}(q, P, k_1, k_2) G_4^{-1}(P, k_2, k'), \end{aligned} \quad (57)$$

где

$$\begin{aligned} G_{6\mu\nu}(q, P, k', k) &= i \int d^4 x d^4 y d^4 y' d^4 Y d^4 Y' e^{-iky + ik'y'} e^{-iqx} e^{-iP(Y-Y')} \times \\ &\times \langle 0 | T(\bar{\psi}(Y + \frac{y}{2}) \bar{\psi}(Y - \frac{y}{2}) J_\mu(x) J_\nu(0) \psi(Y' + \frac{y'}{2}) \psi(Y' - \frac{y'}{2})) | 0 \rangle. \end{aligned} \quad (58)$$

Предположив конкретный вид для \overline{G}_4 , функцию $\overline{G}_{6\mu\nu}$ можно получить в явном виде. Для нахождения же амплитуды комптоновского рассеяния на дейтроне в общем случае достаточно установить связь между $\overline{G}_{6\mu\nu}$ и разложением $G_{6\mu\nu}$ по функциям \overline{G}_4 .

Выражая из (39) функцию G_4 , получаем следующее разложение G_4 по степеням \overline{G}_4 :

$$\begin{aligned} G_4(P; k, k') &= S_{(2)}(P, k) \left((2\pi)^4 \delta(k - k') + \right. \\ &\left. + \sum_{n \geq 1} \frac{1}{n!} \int \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4} \dots \frac{d^4 k_n}{(2\pi)^4} \overline{G}_4(P; k, k_1) S_{(2)}(P, k_1) \dots \overline{G}_4(P; k_n, k') S_{(2)}(P, k') \right). \end{aligned} \quad (59)$$

Разлагая также $G_{6\mu\nu}$ и подставляя это выражение в (57), получаем ряд, n -й член которого имеет вид

$$\begin{aligned} G_{6\mu\nu}^{(n)}(q, P, k, k') &= \sum_{n_1 + n_2 + n_3 = n} \int \frac{d^4 k_2}{(2\pi)^4} \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4} \times \\ &\times G_4^{(n_1)}(P, k, k_1) \overline{G}_{6\mu\nu}^{(n_2)}(q, P, k_1, k_2) G_4^{(n_3)}(P, k_2, k'). \end{aligned} \quad (60)$$

Выбрав член нулевого порядка по \overline{G}_4 , можно сразу получить соответствующий вклад в $\overline{G}_{6\mu\nu}$:

$$\overline{G}_{6\mu\nu}^{(0)}(q, P, k, k') = S_{(2)}^{-1}(P, k) \left[G_{6\mu\nu}^{(0)a}(q, P, k) (2\pi)^4 \delta^4(k - k') + \right.$$

$$+ G_6^{(0)\mathbf{b}}{}_{\mu\nu}(q, P, k)(2\pi)^4 \delta^4(k - k' - q) \Big] S_{(2)}^{-1}(P, k'). \quad (61)$$

Таким образом, в нулевом порядке по \overline{G}_4 функция $\overline{G}_{6\mu\nu}$ содержит как одно-нуклонный вклад **a**):

$$G_6^{(0)\mathbf{a}}{}_{\mu\nu}(q, P, k) = G_{4\mu\nu} \left(q, \frac{P}{2} + k \right) \otimes S \left(\frac{P}{2} - k \right) + \\ + G_{4\mu\nu} \left(q, \frac{P}{2} - k \right) \otimes S \left(\frac{P}{2} + k \right), \quad (62)$$

так и вклад, соответствующий рассеянию на разных нуклонах **b**):

$$G_6^{(0)\mathbf{b}}{}_{\mu\nu}(q, P, k) = G_{3\mu} \left(q, \frac{P}{2} + k \right) \otimes G_{3\nu} \left(q, \frac{P}{2} - k \right) + \\ + G_{3\mu} \left(q, \frac{P}{2} - k \right) \otimes G_{3\nu} \left(q, \frac{P}{2} + k \right). \quad (63)$$

Функции Грина $G_{4\mu\nu}$ и $G_{3\mu}$ описывают комптоновское рассеяние на виртуальном нуклоне и взаимодействие виртуального фотона с нуклоном соответственно.

Вклад первого порядка для $G_{6\mu\nu}$ зависит от $\overline{G}_{6\mu\nu}^{(0)}$ и $\overline{G}_{6\mu\nu}^{(1)}$, что приводит к следующему выражению:

$$\overline{G}_{6\mu\nu}^{(1)}(q, P, k, k') = S_{(2)}^{-1}(P, k) G_6^{(1)}{}_{\mu\nu}(q, P, k, k') S_{(2)}^{-1}(P, k') - \\ - \int \frac{d^4 k''}{(2\pi)^4} \left\{ S_{(2)}^{-1}(P, k) G_4^{(1)}(P, k, k'') \overline{G}_{6\mu\nu}^{(0)}(q, P, k'', k') + \right. \\ \left. + \overline{G}_{6\mu\nu}^{(0)}(q, P, k, k'') G_4^{(1)}(P, k'', k') S_{(2)}^{-1}(P, k') \right\}, \quad (64)$$

где функция $G_6^{(1)}{}_{\mu\nu}$ выражается через функции Грина $\overline{G}_{5\mu\nu}$ и член нулевого порядка функции $G_{6\mu\nu}$:

$$G_6^{(1)}{}_{\mu\nu}(q, P, k, k') = \int \frac{d^4 k''}{(2\pi)^4} \frac{d^4 k'''}{(2\pi)^4} S_{(2)}(P, k) \overline{G}_{5\mu}{}_{\nu}(q, k, k'' + q) \times \\ \times \overline{G}_4(P, k'' + q, k''' + q) \overline{G}_{5\nu}{}_{\mu}(q, k''' + q, k') S_{(2)}(P, k') + \\ + \int \frac{d^4 k''}{(2\pi)^4} \left\{ G_4^{(1)}(P, k, k'') \overline{G}_{6\mu\nu}^{(0)}(q, P, k'', k') S_{(2)}(P, k') + \right. \\ \left. + S_{(2)}(P, k) \overline{G}_{6\mu\nu}^{(0)}(q, P, k, k'') G_4^{(1)}(P, k'', k') \right\}. \quad (65)$$

Функция $\overline{G}_{5\mu}$ в соответствии с выражением (32) определяется функцией Грина $G_{5\mu}$, описывающей поглощение виртуального фотона системой из двух виртуальных нуклонов.

Следуя этой процедуре, получаем $\overline{G}_{6\mu\nu}$ в любом порядке по \overline{G}_4 . Однако общая структура выражения (56) такова, что все высшие вклады сводятся к рассмотренным уже лидирующим членам. В этом можно легко убедиться, если, воспользовавшись уравнением (49), перейти к более высокому порядку по \overline{G}_4 в (56).

Подставляя полученные выражения для $\overline{G}_{6\mu\nu}$ в (56) и учитывая определение (57), получаем амплитуду комптоновского рассеяния на дейтроне в общем виде:

$$T_{\mu\nu}^D(P, q) = \frac{1}{3} \sum_S \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \overline{\Gamma}_S^D(P, k) G_{6\mu\nu}^{(0)}(q, P, k) \Gamma_S^D(P, k) +$$

$$+ \frac{1}{3} \sum_S \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{d^4k'}{(2\pi)^4} \frac{d^4k''}{(2\pi)^4} \frac{d^4k'''}{(2\pi)^4} \overline{\Gamma}_S^D(P, k) S^{(2)}(P, k) \overline{G}_{5\mu}(q, P, k, k') \times$$

$$\times G_4(P, k', k'') \overline{G}_{5\nu}(q, P, k'', k''') S^{(2)}(P, k''') \Gamma_S^D(P, k''').$$

На рис. 2 схематически показаны различные вклады в амплитуду комптоновского рассеяния вперед на дейтроне. Диаграммы (а) и (б) соответствуют

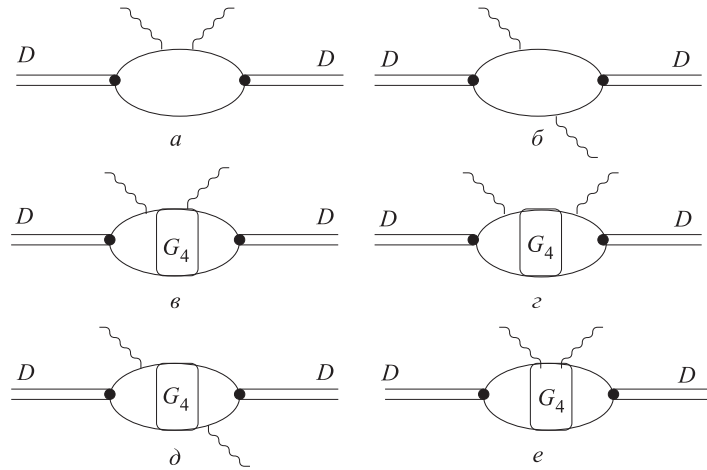


Рис. 2. Диаграммы, схематически представляющие амплитуду комптоновского рассеяния вперед

релятивистскому импульсному приближению. Явный вид выражений, представленных этими диаграммами, задается членами (а) и (б) выражения (61). Диаграмма (б) представляет двухнуклонные поправки нулевого порядка по \overline{G}_4 в комптоновскую амплитуду, мнимая часть которых соответствует интерференционному члену в импульсном приближении для адронного тензора. В силу большой передачи импульса фотоном нуклону вероятность того, что конечное состояние будет интерферировать с начальным состоянием нуклона-остатка, очень мала. Количественно эта вероятность определяется поведением вершинной функции при больших относительных импульсах, которое будет приводить к подавлению интерференционных членов как $1/(Q^2)^l, l \geq 2$. Таким образом, вклады в комптоновскую амплитуду, изображенные диаграммой (б), чувствительны к структуре дейтрона на малых межнуклонных расстояниях, которая должна проявляться в Q^2 -зависимости отношения структурных функций дейтрона и нуклона. Диаграммы (в), (г), (д) и (е) схематически изображают различные вклады в комптоновскую амплитуду, приводящие к поправкам на взаимодействие в конечном состоянии в амплитуде ГНР. Явный вид этих поправок задается первым членом в выражении (65). Вклад этих поправок значительно подавлен из-за нуклонных пропагаторов, зависящих от q . В целом все эти поправки убывают с ростом Q^2 не медленнее, чем $1/Q^4$.

Итак, в бьеркеновском пределе необходимо учитывать только однонуклонный вклад от релятивистского импульсного приближения. Использование бьеркеновского предела оправданно, поскольку в рассматриваемой кинематической области отношение СФ ядра и дейтрона не зависит от Q^2 [55].

4.2. Адронный тензор дейтрона. Рассмотрим адронный тензор дейтрона в импульсном приближении. Подставив выражение (61) в (56) и отбросив $1/Q^2$ -члены, запишем амплитуду неполяризованного комптоновского рассеяния на дейтроне в виде

$$T_{\mu\nu}^D(P, q) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \overline{\Gamma}_S^D(P, k) S\left(\frac{P}{2} - k\right) \times \\ \times \left(S\left(\frac{P}{2} + k\right) \overline{G}_{4\mu\nu}\left(q, \frac{P}{2} + k\right) S\left(\frac{P}{2} + k\right) \right) \Gamma_S^D(P, k). \quad (66)$$

Для нуклонного пропагатора в общем случае может быть применено следующее представление через дираковские спиноры:

$$S^{ss'}(p) = \frac{m}{\tilde{E}} \frac{u^s(\mathbf{p})\bar{u}^{s'}(\mathbf{p})}{(p_0 - \tilde{E} + i\delta)} - \frac{m}{\tilde{E}} \frac{v^s(\mathbf{p})\bar{v}^{s'}(\mathbf{p})}{(p_0 + \tilde{E} - i\delta)}. \quad (67)$$

Здесь $\tilde{E} = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2 + (\hat{p} + m)\overline{G}_2(p)}$ — энергия нуклона, переходящая в энергию нуклона на массовой поверхности ($E = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$) при $p^2 = m^2$, а

индексы s обозначает проекцию спина нуклона на выделенную ось. В рамках нашего основного приближения малой относительной энергии нуклонов в дейтроне вкладом $\overline{G}_2(p)$ можно пренебречь.

Функция Грина $\overline{G}_{4\mu\nu}$ непосредственно связана с амплитудой комптоновского рассеяния на нуклоне

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu}^{\tilde{N}}\left(\frac{P}{2} + k, q\right) &= 2m \sum_s \bar{u}^s\left(\frac{\mathbf{P}}{2} + \mathbf{k}\right) \overline{G}_{4\mu\nu}\left(q, \frac{P}{2} + k\right) u^s\left(\frac{\mathbf{P}}{2} + \mathbf{k}\right), \\ T_{\mu\nu}^{\bar{\tilde{N}}}\left(\frac{P}{2} + k, q\right) &= 2m \sum_s \bar{v}^s\left(\frac{\mathbf{P}}{2} + \mathbf{k}\right) \overline{G}_{4\mu\nu}\left(q, \frac{P}{2} + k\right) v^s\left(\frac{\mathbf{P}}{2} + \mathbf{k}\right), \end{aligned} \quad (68)$$

где $\tilde{N}(\bar{\tilde{N}})$ обозначает связанный нуклон (антинуклон). Воспользовавшись представлением (67) и выражениями (68), а также учитывая азимутальную симметрию вершинной функции Бете—Солпитера, перепишем амплитуду комптоновского рассеяния в терминах нуклонных и антинуклонных амплитуд:

$$\begin{aligned} \frac{1}{6} \sum_{s,s'} \tilde{T}_{\mu\nu}^{\tilde{N}^{s,s'}}\left(\frac{P}{2} + k, q\right) f^{s,s';S}(P, k) &= T_{\mu\nu}^{\tilde{N}}\left(\frac{P}{2} + k, q\right) f^{\tilde{N}}(P, k), \quad (69) \\ f^{\tilde{N}}(P, k) &= \frac{1}{3} \sum_{s,S} f^{ss;S}(P, k). \end{aligned}$$

Это приводит к аналогу конволюционной формулы для комптоновской амплитуды:

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu}^{\text{D}}(P, q) &= \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} T_{\mu\nu}^{\tilde{N}}\left(\frac{P}{2} + k, q\right) f^{\tilde{N}}(P, k) + \\ &+ \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} T_{\mu\nu}^{\bar{\tilde{N}}}\left(\frac{P}{2} + k, q\right) f^{\bar{\tilde{N}}}(P, k). \end{aligned}$$

Полная усеченная нуклонная амплитуда комптоновского рассеяния $\overline{G}_{4\mu\nu}\left(q, \frac{P}{2} + k\right)$ имеет сингулярности, связанные с непрерывным спектром в промежуточном состоянии. Таким образом, при больших Q^2 амплитуда связанного нуклона (антинуклона) $T_{\mu\nu}^{\tilde{N}(\bar{\tilde{N}})}\left(\frac{P}{2} + k, q\right)$ может быть связана с адронным тензором нуклона в соответствии с соотношением унитарности (5). В результате получаем конволюционную формулу для адронного тензора:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^{\text{D}}(P, q) &= \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} W_{\mu\nu}^{\tilde{N}}\left(\frac{P}{2} + k, q\right) f^{\tilde{N}}(P, k) + \quad (70) \\ &+ \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} W_{\mu\nu}^{\bar{\tilde{N}}}\left(\frac{P}{2} + k, q\right) f^{\bar{\tilde{N}}}(P, k), \end{aligned}$$

где функции распределения имеют следующий вид:

$$f^{\bar{N}}(P, k) = \frac{im^2}{2E^3} \frac{1}{\left(\frac{M_D}{2} + k_0 - E + i\delta\right)^2} \times$$

$$\times \left[\frac{\Phi_{++}^2(P, k)}{-k_0 - \left(E - \frac{M_D}{2}\right) + i\delta} + \frac{\Phi_{+-}^2(P, k)}{-k_0 + \left(E + \frac{M_D}{2}\right) - i\delta} \right],$$

$$f^{\bar{N}}(P, k) = \frac{im^2}{2E^3} \frac{1}{\left(\frac{M_D}{2} + k_0 + E - i\delta\right)^2} \times$$

$$\times \left[\frac{\Phi_{--}^2(P, k)}{-k_0 + \left(E + \frac{M_D}{2}\right) - i\delta} + \frac{\Phi_{-+}^2(P, k)}{-k_0 - \left(E - \frac{M_D}{2}\right) + i\delta} \right].$$

Функции Φ связаны с вершинными функциями Бете—Солпитера следующими соотношениями:

$$\Phi_{++}^2(M_D, k) =$$

$$= \sum_S \bar{\Gamma}_{S, \alpha\beta}^D(M_D, k) \sum_s u_\alpha^s(\mathbf{k}) \bar{u}_\delta^s(\mathbf{k}) \sum_s u_\beta^s(-\mathbf{k}) \bar{u}_\gamma^s(-\mathbf{k}) \Gamma_{S, \delta\gamma}^D(M_D, k),$$

$$\Phi_{+-}^2(M_D, k) =$$

$$= - \sum_S \bar{\Gamma}_{S, \alpha\beta}^D(M_D, k) \sum_s u_\alpha^s(\mathbf{k}) \bar{u}_\delta^s(\mathbf{k}) \sum_s v_\beta^s(\mathbf{k}) \bar{v}_\gamma^s(\mathbf{k}) \Gamma_{S, \delta\gamma}^D(M_D, k),$$

$$\Phi_{-+}^2(M_D, k) =$$

$$= - \sum_S \bar{\Gamma}_{S, \alpha\beta}^D(M_D, k) \sum_s v_\alpha^s(-\mathbf{k}) \bar{v}_\delta^s(-\mathbf{k}) \sum_s u_\beta^s(-\mathbf{k}) \bar{u}_\gamma^s(-\mathbf{k}) \Gamma_{S, \delta\gamma}^D(M_D, k),$$

$$\Phi_{--}^2(M_D, k) =$$

$$= \sum_S \bar{\Gamma}_{S, \alpha\beta}^D(M_D, k) \sum_s v_\alpha^s(-\mathbf{k}) \bar{v}_\delta^s(-\mathbf{k}) \sum_s v_\beta^s(\mathbf{k}) \bar{v}_\gamma^s(\mathbf{k}) \Gamma_{S, \delta\gamma}^D(M_D, k),$$

где греческими буквами обозначены спинорные индексы и по повторяющимся индексам подразумевается суммирование.

Таким образом, мы получили выражение, связывающее адронный тензор релятивистского дейтрона с адронными тензорами немассового нуклона и антинуклона в ядре, причем вклад нуклона и антинуклона оказывается аддитивным.

4.2.1. Структурная функция дейтрона F_2^D . Для того чтобы вычислить теперь структурную функцию дейтрона $F_2^D(x)$, необходимо выразить соответствующие адронные тензоры через скалярные структурные функции $F_2^N(x)$. Такая процедура выполняется с помощью представления (9), справедливого

только для свободных частиц. Это обстоятельство делает его неприменимым для нуклона, связанного в дейтроне. Даже если воспользоваться приближением малой энергии связи в дейтроне и пренебречь возможными дополнительными структурными функциями, то выражение (9) содержит (через структурные функции конституентов) зависимость от относительной энергии нуклонов в дейтроне, которую необходимо учесть согласованным образом.

Проблему можно преодолеть, проинтегрировав по k_0 выражение (70), учитывая при этом аналитические свойства подынтегрального выражения. Это выражение является аналитической функцией, содержащей сингулярности следующего характера: полюса и разрезы в нуклонных пропагаторах, полюса и разрезы в вершинной функции Бете—Солпитера. Сингулярности нуклонного пропагатора (67) обусловлены полюсом $p^2 = m_N^2$ и разрезами, соответствующими вкладу πN -, $2\pi N$ -, ... состояний в физическом нуклоне. Поскольку состояния πN , $2\pi N$, ... лежат достаточно далеко по энергии от полюса $p^2 = m_N^2$, то, предположив малую относительную энергию нуклонов в дейтроне, можно пренебречь разрезами в нуклонных пропагаторах.

Сингулярности вершинной функции Бете—Солпитера могут быть зафиксированы с помощью соотношения между этими вершинами и двухнуклонной функцией Грина (24):

$$\Gamma_{\alpha\beta}^D(P, k)\bar{\Gamma}_{\delta\gamma}^D(P, k') = \lim_{P^2 \rightarrow M_D^2} (P^2 - M_D^2)G_{4\alpha\beta\delta\gamma}(P, k, k').$$

Таким образом, вершинная функция Бете—Солпитера для дейтрона имеет те же сингулярности по относительному импульсу, что и двухнуклонная функция Грина. Поскольку ближайшая по энергии сингулярность в этой функции определяется разрезом, начинающимся с $k^2 = m_\pi^2$, то, следуя нашим исходным предположениям, сингулярностями в $\Gamma(P, k)$ при интегрировании (70) по k_0 можно пренебречь. Это дает возможность аппроксимировать интеграл по k_0 в (70) вычетами в нуклонном и антинуклонном полюсах соответствующих пропагаторов. В результате получаем следующее выражение для адронного тензора:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^D(M_D, q) = & \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{m^2}{2E^3(M_D - 2E)^2} \left\{ \Phi_{++}^2(M_D, k)W_{\mu\nu}^N(\mathbf{k}, q) + \right. \\ & + (M_D - 2E) \frac{\partial}{\partial k_0} (W_{\mu\nu}^N(k, q)\Phi_{++}^2(M_D, k))_{k_0=k_0^N} + \\ & + \frac{(M_D - 2E)^2}{M_D^2} \left[\Phi_{+-}^2(M_D, k)W_{\mu\nu}^N(\mathbf{k}, q) + \Phi_{-+}^2(M_D, k)W_{\mu\nu}^{\bar{N}}(\mathbf{k}, q) + \right. \\ & \left. + M_D \frac{\partial}{\partial k_0} (W_{\mu\nu}^N(k, q)\Phi_{+-}^2(M_D, k))_{k_0=k_0^N} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + M_D \frac{\partial}{\partial k_0} \left(W_{\mu\nu}^{\bar{N}}(k, q) \Phi_{-+}^2(M_D, k) \right)_{k_0=k_0^{\bar{N}}} + \\
& + \frac{M_D^2}{(M_D + 2E)} \frac{\partial}{\partial k_0} \left(W_{\mu\nu}^{\bar{N}}(k, q) \Phi_{--}^2(M_D, k) \right)_{k_0=k_0^{\bar{N}}} + \\
& + \frac{M_D^2}{(M_D + 2E)^2} \Phi_{--}^2(M_D, k) W_{\mu\nu}^{\bar{N}}(\mathbf{k}, q) \left. \right\}, \quad (71)
\end{aligned}$$

где $k_0^{\bar{N}} = E - M_D/2$ и $k_0^{\bar{N}} = -E - M_D/2$. Можно заметить, что полученное выражение по форме совпадает с разложением по степеням дефекта масс $(M_D - 2E)/M_D$ нуклона в дейтроне. Первый результат, который следует из этого, состоит в том, что все вклады, ассоциированные с антинуклонами, пропорциональны второй степени дефекта масс. Поскольку эта величина для дейтрона очень мала ($(M_D - 2E)/M_D \approx 0,01$), можно заключить, что вклад антинуклонов в адронный тензор дейтрона существенно подавлен.

Основным результатом проделанных выкладок является выражение, связывающее адронный тензор дейтрона с адронными тензорами нуклонов на массовой поверхности и их производными вблизи массовой поверхности. Теперь мы можем воспользоваться соотношением (9) и получить $F_2^{\bar{D}}$ с помощью некоторого проекционного оператора:

$$W_j^{\bar{N}}(q, k_i) = P_j^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{\bar{N}}(k_i \cdot q, q^2, k_i^2).$$

В бьеркеновском пределе в качестве такого оператора может быть использован метрический тензор $g_{\mu\nu}$:

$$\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} g^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{\bar{N}(A)}(P, q) = -\frac{1}{x} F_2^{\bar{N}(A)}(x).$$

Этот оператор не зависит от относительного импульса, поэтому производная адронного тензора имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
g^{\mu\nu} \frac{d}{dk_{i0}} W_{\mu\nu}^{\bar{N}}(k_i, q) &= \frac{d}{d(k_i \cdot q)} W_{\mu\nu}^{\bar{N}}(k_i \cdot q, q^2, k_i^2) \frac{d(k_i \cdot q)}{dk_{i0}} + \\
&+ 2k_{i0} \frac{d}{dk_i^2} W_{\mu\nu}^{\bar{N}}(k_i \cdot q, q^2, k_i^2), \\
W^{\bar{N}}(k_i \cdot q, q^2, k_i^2) &= g^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{\bar{N}}(k_i, q). \quad (72)
\end{aligned}$$

Первый член производной адронного тензора отражает модификацию структурных свойств связанного нуклона, которая определяется x -зависимостью его структурных функций. Второй член отражает изменения в адронном тензоре нуклона, связанные с изменением энергии нуклона. Поскольку второй член пропорционален k_{i0} , среднее значение которой мало ($\langle k_0 \rangle \simeq \langle M_D - 2E \rangle$), то

он может быть отброшен как поправка второй степени по $(M_D - 2E)/M_D$. Это обстоятельство позволяет пренебречь зависимостью $W_{\mu\nu}^{\tilde{N}}$ от k_i^2 :

$$\frac{d}{dk_0} \lim_{Q^2 \rightarrow \infty} g^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{\tilde{N}}(P, q)|_{k_0=k_0^N} = \left[\frac{1}{x^2} F_2^N(x) - \frac{1}{x} \frac{d}{dx} F_2^N(x) \right] \left(\frac{dx}{dk_0} \right)_{k_0=k_0^N}. \quad (73)$$

Пренебрегая членами порядка $(M_D - 2E)^2$, запишем структурную функцию дейтрона в следующем виде:

$$F_2^D(x_D) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{m^2}{4E^3(M_D - 2E)^2} \left\{ F_2^N(x_N) \left(\frac{E - k_3}{M_D} + \frac{M_D - 2E}{2M_D} \right) \times \right. \\ \times \Phi_{++}^2(M_D, k) - \frac{M_D - 2E}{M_D} x_N \frac{dF_2^N(x_N)}{dx_N} \Phi_{++}^2(M_D, k) + \\ \left. + F_2^N(x_N) \frac{E - k_3}{M_D} (M_D - 2E) \frac{\partial}{\partial k_0} \Phi_{++}^2(M_D, k) \right\}_{k_0=E-M_D/2}. \quad (74)$$

Следует отметить, что в соответствии с выражением (71) нет необходимости пренебрегать дополнительными структурными функциями в представлении для $W_{\mu\nu}^{\tilde{N}}$. Единственное допущение, которое приходится делать при использовании представления (9) для нуклонных амплитуд, — это малость производных немассовых структурных функций вблизи массовой поверхности.

Функция распределения в полученном выражении для СФ дейтрона, в силу условия нормировки для вершинной функции Бете—Солпитера (53), удовлетворяет импульсному правилу сумм

$$\int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{m^2 E}{4E^3(M_D - 2E)^2} \left\{ \left(\frac{E}{M_D} + \frac{M_D - 2E}{2M_D} \right) \Phi_{++}^2(M_D, k) + \right. \\ \left. + \frac{M_D - 2E}{M_D} \frac{\partial}{\partial k_0} \Phi_{++}^2(M_D, k) \right\}_{k_0=k_0^N} = \frac{M_D}{2} \quad (75)$$

и барионному правилу сумм

$$\int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{m^2}{4E^2 M_D (M_D - 2E)^2} \times \\ \times \left\{ \Phi_{++}^2(M_D, k) + \frac{M_D - 2E}{M_D} \frac{\partial}{\partial k_0} \Phi_{++}^2(M_D, k) \right\}_{k_0=k_0^N} = 1.$$

Можно предложить физическую интерпретацию для различных вкладов в выражении (74). Так, например, первый член этого выражения соответствует вкладу рассеяния на нуклоне на массовой поверхности (аналог нерелятивистского импульсного приближения). Второй член пропорционален

дефекту массы и, поскольку его можно отнести к однонуклонным вкладам (на массовой поверхности), целесообразно интерпретировать этот член как вклад эффектов ядерной связи. Последний член не может быть отнесен к однонуклонным вкладам, поскольку он зависит от динамики относительного движения нуклонов. По этой причине его следует интерпретировать как релятивистский двухнуклонный эффект. Более прозрачная физическая интерпретация возможна при переходе к нерелятивистскому пределу. В этом случае можно провести сравнение с аналитическими выражениями, полученными в рамках других нерелятивистских теоретико-полевых подходов.

4.2.2. *Нерелятивистский предел.* Разложим энергию связанного нуклона в (74) по степеням \mathbf{p}^2/m^2 и отбросим релятивистские двухнуклонные поправки. Это приводит к следующему выражению для структурной функции дейтрона:

$$F_2^D(x_D) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left\{ F_2^N(x_N) \left(1 - \frac{k_3}{m} \right) \Psi^2(\mathbf{k}) - \frac{-T + \epsilon}{2m} x_N \frac{dF_2^N(x_N)}{dx_N} \Psi^2(\mathbf{k}) \right\}, \quad (76)$$

где $T = 2E - 2m$ — кинетическая энергия нуклонов, а $\epsilon = M_D - 2m$ — энергия связи.

В этом выражении мы ввели аналог нерелятивистской волновой функции $\Psi^2(\mathbf{k})$, связанной с $\Phi_{++}^2(M_D, k)$ следующим соотношением:

$$\Psi^2(\mathbf{k}) = \frac{m^2}{4E^2 M_D (M_D - 2E)^2} \left\{ \Phi_{++}^2(M_D, k) \right\}_{k_0 = E - M_D/2}.$$

При этом условие нормировки для $\Psi^2(\mathbf{k})$ имеет вид

$$\int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \Psi^2(\mathbf{k}) = 1.$$

Сравним выражение (76) с результатами расчетов в квазипотенциальном подходе [90]:

$$F_2^D(x_D) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} F_2^N(x_N) \left(1 - \frac{k_3}{m} \right) \Psi^2(\mathbf{k}) - \frac{-\langle T \rangle + \epsilon}{2m} x_D \frac{dF_2^N(x_D)}{dx_D}. \quad (77)$$

Здесь $\Psi(\mathbf{k})$ — решение квазипотенциального уравнения с одновременными нуклонами.

Очевидно, что выражения (77) и (76) имеют практически одинаковую структуру. Причем в квазипотенциальном расчете член с производной от структурной функции возник вследствие учета мезонных поправок, ассоциированных с нуклонным потенциалом. Именно этот вклад обеспечивает отклонение от единицы отношения структурных функций дейтрона и нуклона в области $0,3 < x < 0,6$.

Полученный результат свидетельствует о том, что приведенная выше интерпретация первых двух вкладов в выражении (74) находится в разумном согласии с представлениями нерелятивистской теории.

На рис. 3 приводится сравнение результатов расчета в квазипотенциальном подходе (выражение (77) (пунктир) и подходе, рассмотренном выше (76) (сплошная кривая). Результат учета только первого члена в этих выражениях (нерелятивистское импульсное приближение) представлен штрихпунктирной кривой. Из сравнения поведения этих кривых видно, что баланс между первым и вторым членом в выражении (76) приводит к небольшому уменьшению отношения F_2^D/F_2^N по сравнению с единицей в той же области по x , в которой был обнаружен ЕМС-эффект на тяжелых ядрах. Эффект отличия отношения F_2^D/F_2^N от единицы несколько меньше в релятивистском случае за счет более полного учета ферми-движения. Для численных расчетов использовалась параметризация нуклонных СФ из работы [89]. Расчет с более современными параметризациями СФ протона [86], представленный на рис.4, дает дополнительное подавление в области малых x , которое связано с быстрым ростом нуклонной СФ в этой области.

Итак, формализм Бете—Солпитера позволяет выразить структурную функцию дейтрона в терминах СФ составляющих его протона и нейтрона. При этом вклад антинуклонов оказался подавлен как вторая степень дефекта масс. В то же время учет зависимости от относительного времени в амплитудах ГНР на связанных нуклонах приводит к модификации структуры нуклона, напоминающей ЕМС-эффект в тяжелых ядрах. Это дает основание для выдвижения гипотезы о том, что природа ЕМС-эффекта может быть объяснена эволюцией немассовой деформации связанного нуклона от $A = 2$ до тех значений A , при которых наступает насыщение эффектов связи в структуре нуклона.*

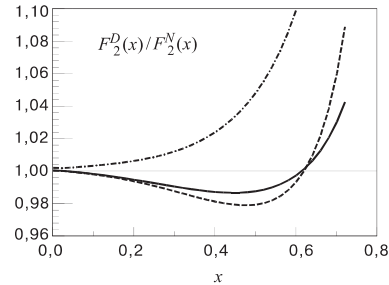


Рис. 3. Отношение СФ $F_2^D(x)/F_2^N(x)$. Параметризация $F_2^N(x)$ взята из работы [89]. Сплошная кривая — релятивистский расчет [90], пунктир — расчет в квазипотенциальном подходе [91], штрихпунктир — нерелятивистское импульсное приближение (первый член в (76) и (77))

*Представляется целесообразным исследовать характер немассовой деформации с помощью анализа спиновой структуры связанного нуклона.

Сравнение полученных выражений с квазипотенциальными расчетами показывает, что эффекты связи, ассоциированные в таких подходах с мезонными поправками, в формализме Бете—Солпитера могут быть воспроизведены в релятивистском импульсном приближении. Таким образом, мезонные поправки квазипотенциальных подходов можно рассматривать как параметризацию эффектов немассовости, наиболее существенным из которых является неодновременность нуклонов в ядре.

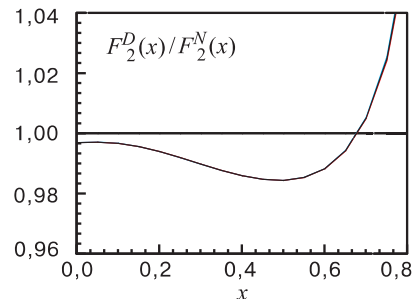


Рис. 4. Отношение СФ $F_2^D(x)/F_2^N(x)$. Параметризация $F_2^N(x)$ взята из работы [86]

5. СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ ЛЕГКИХ ЯДЕР

Развитый выше подход целесообразно применить для рассмотрения эволюции нуклонной структуры как функции атомного числа A для легчайших ядер D , 3H , 3He и 4He .

Строго говоря, ЭМС-эффект, интерпретируемый большинством авторов как уменьшение величины СФ *свободного нуклона* в ядре железа в области $0,3 < x < 0,7$, скорее отражает различия в структуре ядер *дейтерия* и гелия. Действительно, если ограничиться областью $10^{-3} < x < 0,7$, нетрудно убедиться, что форма отношения $r(x) = F_2^{4He}/F_2^D$ повторяется в более тяжелых ядрах. Универсальность x -зависимости модификации структуры нуклона в ядрах с массой $A \geq 4$ установлена в работах [28, 29], в которых проведен анализ мировых данных по глубоконеупругому рассеянию электронов и мюонов на ядрах. Очевидно, что этот результат свидетельствует о явлении насыщения уже в ядре гелия модификации структурной функции $F_2(x)$, проявляющейся в виде некоторой осцилляции величины $r^A(x)$ относительно оси $r^A(x) = 1$. Эволюция модификаций от $A = 4$ до $A \sim 200$ проявляется как рост амплитуды осцилляций $a_{EMC} = 1 - r_{min}^A$ на фактор ~ 3 и хорошо описывается как эффект эволюции ядерной плотности.

Наиболее наглядно прекращение модификации $F_2(x)$ при $A > 4$ демонстрируется неизменностью формы $r^A(x)$, зафиксированной положением трех точек $x_1 = 0,0615$, $x_2 = 0,287$ и $x_3 = 0,84$, в которых $r^A(x) = 1$ независимо от A [30]. Данные, включенные в анализ [30], относятся к последнему поколению экспериментальных работ по измерению $r^A(x)$, а также эффекта модификации структурных функций $F_2^A(x)$ по отношению к структурной функции $F_2^C(x)$, измеренной на углеродной мишени [91]. Результаты измерений характеризуются как высокой статистической точностью, так и большой надежностью, что позволяет гораздо определеннее высказаться о степени

их несогласия с моделями ЕМС-эффекта. Ключевым моментом для понимания причин такого плохого описания является наличие двух эффектов, а не одного, как было принято считать. Первый состоит в перестройке партонных распределений нуклона в поле ядерных сил, образованном двух-, трех- и четырехнуклонной связанной системой. Второй эффект проявляется в сохранении формы модификации партонных распределений в тяжелых ядрах в неизменном виде. С нашей точки зрения, оба эффекта имеют фундаментальное значение для структуры нуклона, а их понимание невозможно без теоретических и экспериментальных исследований следующей цепочки модификаций: $r^D(x) \rightarrow r^{A=3}(x) \rightarrow r^{A=4}(x)$.

Особенность области легчайших ядер состоит в том, что точность измерений для $A = 4$ невысока при $x > 0,7$, а для $A < 4$ данных о модификации структуры нуклона нет вовсе. В то же самое время, неизменность формы отношений $r^A(x)$ для $A > 4$ оставляет нам только две возможности для объяснения этого явления: модификация партонных распределений в тяжелых ядрах идентична либо модификации при $A = 3$, либо при $A = 4$. Как показано в [30], неопределенность в положении точки x_3 , найденной из данных при $A > 4$, составляет 0,01, что позволяет использовать ее для выбора в пользу одного или другого варианта эволюции. Уже сейчас имеются основания считать, что партонные распределения для $A = 4$ имеют x -зависимость, существенно отличающуюся от зависимости, характерной для тяжелых ядер. Это утверждение следует из очевидного несовпадения координат x_3 , полученных аппроксимацией данных для ядер ${}^4\text{He}$ и Fe, показанных на рис. 5.

Ниже мы рассмотрим вывод относительных изменений СФ $F_2^A(x)$ по отношению к СФ изоскалярного нуклона $F_2^N(x) = \frac{1}{2}(F_2^p(x) + F_2^n(x))$, где p и n обозначают свободный протон и свободный нейтрон. С другой стороны, сравнение с экспериментальными данными может быть осуществлено только для отношений структурных функций

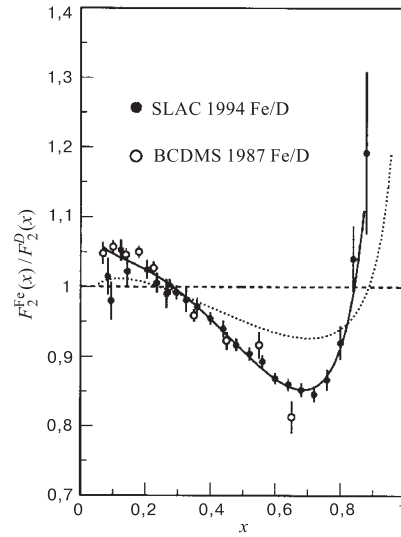


Рис. 5. Отношение структурной функции ядра $F_2^A(x)$ к структурной функции дейтрона $F_2^D(x)$. Данные для железа взяты из работ [55] (черные кружки) и [92] (светлые кружки). Также представлена аппроксимация этих данных в виде сплошной линии. Результаты измерения для ${}^4\text{He}/D$, полученные в [55], показаны в виде параметризации (пунктирная линия)

ядра A и дейтрона. Этим объясняется необходимость представления результатов расчетов как в виде отношений A/N , так и в виде A/D . Поскольку при рассматриваемых значениях x ($0,3 < x < 0,9$) эксперименты (см. [55] и обзоры [8, 9]) свидетельствуют о независимости $r^A(x)$ от переданного 4-импульса Q^2 , расчеты будут выполнены в бьеркеновском пределе.

5.1. Обобщение формализма для легких ядер. Рассмотрим обобщение развитого в разд. 4 подхода для анализа ГНР на легких ядрах $A = 3, 4$.

Амплитуда комптоновского рассеяния вперед $T_{\mu\nu}^A$ определена как среднее по ядерным состояниям $|A\rangle$ от Т-произведения электромагнитных токов:

$$T_{\mu\nu}^A(P, q) = i \int d^4x e^{iqx} \langle A | T (J_\mu(x) J_\nu(0)) | A \rangle. \quad (78)$$

В соответствии с выражением (33) $T_{\mu\nu}^A(P, q)$ может быть переписана в терминах решений уравнения Бете—Солпитера для ядра $\Gamma^A(P, k)$ и n -нуклонных функций Грина $\overline{G}_{2(n+1)\mu\nu}$:

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu}^A(P, q) = & \int \frac{d^4k_1}{(2\pi)^4} \cdots \frac{d^4k_{n-1}}{(2\pi)^4} \frac{d^4k'_1}{(2\pi)^4} \cdots \frac{d^4k'_{n-1}}{(2\pi)^4} \overline{\Gamma}^A(P, k_1 \dots k_{n-1}) \times \\ & \times S_{(n)}(P, k_1 \dots k_{n-1}) \overline{G}_{2(n+1)\mu\nu}(q; P, k_1 \dots k_{n-1}, k'_1 \dots k'_{n-1}) \times \\ & \times S_{(n)}(P, k'_1 \dots k'_{n-1}) \Gamma^A(P, k'_1 \dots k'_{n-1}), \quad (79) \end{aligned}$$

где k_i — относительные импульсы нуклонов в ядре, а P — полный импульс ядра. Функция \overline{G}_{2n} — усеченная неприводимая n -нуклонная функция Грина, определенная с помощью уравнения (40).

Аналогично двухнуклонному случаю можно показать, что вклад всех неприводимых поправок на взаимодействие подавлен как дополнительная степень $1/(Q^2)^l$, $l \geq 2$ [42]. Это позволяет ограничиться учетом только члена нулевого порядка по $\overline{G}_{2(n+1)\mu\nu}$:

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu}^A(P, q) = & \int \frac{d^4k_1}{(2\pi)^4} \cdots \frac{d^4k_{n-1}}{(2\pi)^4} \overline{\Gamma}^A(P, k_1 \dots k_{n-1}) S_{2n}(P, k_1 \dots k_{n-1}) \times \\ & \times \overline{G}_{2(n+1)\mu\nu}^{(0)}(q; P, k_1 \dots k_{n-1}) S_{2n}(P, k_1 \dots k_{n-1}) \Gamma^A(P, k_1 \dots k_{n-1}), \quad (80) \end{aligned}$$

где функция Грина $\overline{G}_{2(n+1)\mu\nu}^{(0)}$ определена через усеченную амплитуду комптоновского рассеяния на нуклоне $\overline{G}_{4\mu\nu}(q, k_i)$:

$$\begin{aligned} \overline{G}_{2(n+1)\mu\nu}^{(0)}(q, P, k_1 \dots k_{n-1}) = \\ = \sum_i G_{4\mu\nu}(q, k_i) \otimes S_{(n-1)}^{-1}(k_1, \dots, k_{i-1}, k_{i+1}, \dots, k_{n-1}). \quad (81) \end{aligned}$$

Подставляя это выражение в уравнение (80), получаем амплитуду комптоновского рассеяния на ядре в терминах нуклонных амплитуд:

$$\begin{aligned}
 T_{\mu\nu}^A(P, q) &= \int \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4} \dots \frac{d^4 k_{n-1}}{(2\pi)^4} \bar{\Gamma}^A(P, k_1 \dots k_{n-1}) \times \\
 &\times \sum_i (S(P, k_i) G_{4\mu\nu}(q; P, k_i) S(P, k_i)) \otimes \\
 &\otimes S_{2n-1}(P, k_1, \dots, k_{i-1}, k_{i+1}, \dots, k_{n-1}) \Gamma^A(P, k_1 \dots k_{n-1}). \quad (82)
 \end{aligned}$$

В принципе, дальнейшие выкладки можно было бы провести по полной аналогии с процедурой, развитой для дейтрона, а именно выделить амплитуду комптоновского рассеяния на нуклоне и проинтегрировать по нулевой компоненте относительного импульса соответствующего нуклона. Однако в отличие от двухнуклонного случая вершинная функция в уравнении (82) содержит полюса нуклон-нуклонных связанных состояний, лежащие в области малых относительных импульсов. Имея точное решение уравнения (49), можно было бы учесть эти сингулярности и выразить комптоновскую амплитуду ядра через нуклонную. Реализация такого подхода невозможна в настоящее время, поскольку решение уравнения (49) при $n \geq 3$ не найдено.

Воспользуемся другим способом выделить эти сингулярности, а именно введем «затравочную» вершину Бете—Солпитера \mathcal{G}^A , которая регулярна по относительному импульсу:

$$\begin{aligned}
 \Gamma^A(P, k_1, \dots, k_{n-1}) &= - \int \frac{d^4 k'_1}{(2\pi)^4} \dots \frac{d^4 k'_{n-1}}{(2\pi)^4} g_{2n}(P, k_1, \dots, k_{n-1}; k'_1, \dots, k'_{n-1}) \times \\
 &\times \mathcal{G}^A(P, k'_1, \dots, k'_{n-1}).
 \end{aligned}$$

Все сингулярности, присущие вершине $\Gamma^A(P, k_1, \dots, k_{n-1})$, определяются теперь аналитическими свойствами регулярной по полному импульсу при $P^2 = M_A^2$ части n -нуклонной функции Грина:

$$\begin{aligned}
 g_{2n}(P, k_1, \dots, k_{n-1}; k'_1, \dots, k'_{n-1}) &= \\
 &= \sum_{m=2}^n G_{2m}(P, k_1, \dots, k_{m-1}; k'_1, \dots, k'_{m-1}) \otimes \\
 &\otimes S_{(n-m)}(P, k_1, \dots, k_{m-n-1}; k'_1, \dots, k'_{m-n-1}).
 \end{aligned}$$

Например, в случае ${}^3\text{He}$ мы имеем полюс в G_4 , связанный с дейтроном, и нуклон-нуклонный непрерывный спектр g_4 :

$$G_4 \left(\frac{2P}{3} + k, k_1, k'_1 \right) =$$

$$= \frac{\Gamma^{\text{D}}\left(\frac{2P}{3} + k, k_1\right)\overline{\Gamma}^{\text{D}}\left(\frac{2P}{3} + k, k'_1\right)}{\left(\frac{2P}{3} + k\right)^2 - M_{\text{D}}^2} + g_4\left(\frac{2P}{3} + k, k_1, k'_1\right). \quad (83)$$

Для ${}^4\text{He}$ имеются дополнительные полюсы, связанные с ${}^3\text{He}$ - и ${}^3\text{H}$ -полюсами. Например, для нейтрон-протон-протонной функции Грина имеется ${}^3\text{He}$ -полюс и трехнуклонный непрерывный спектр g_6 :

$$G_6\left(\frac{3P}{4} + k, k_1, k'_1, k_2, k'_2\right) = \frac{\Gamma^{{}^3\text{He}}\left(\frac{3P}{4} + k, k_1, k_2\right)\overline{\Gamma}^{{}^3\text{He}}\left(\frac{3P}{4} + k, k'_1, k'_2\right)}{\left(\frac{3P}{4} + k\right)^2 - M_{{}^3\text{He}}^2} + g_6\left(\frac{3P}{4} + k, k_1, k'_1, k_2, k'_2\right).$$

Подставляя (83) в выражение (82), получаем, например, для ${}^3\text{He}$

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu}^{{}^3\text{He}}(P, q) &= \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{d^4k'}{(2\pi)^4} \frac{d^4K}{(2\pi)^4} \overline{\mathcal{G}}^{{}^3\text{He}}(P, K, k) \left[\int \frac{d^4k_1}{(2\pi)^4} \times \right. \\ &\times G_4\left(\frac{2P}{3} + K, k, k_1\right) S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} + k_1\right) \overline{G}_{4\mu\nu}\left(q; \frac{P}{3} + \frac{K}{2} + k_1\right) \times \\ &\times S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} + k_1\right) \otimes S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} - k_1\right) G_4\left(\frac{2P}{3} + K, k_1, k'\right) \otimes \\ &\otimes S\left(\frac{P}{3} - K\right) \mathcal{G}^{{}^3\text{He}}(P, K, k') + \overline{\mathcal{G}}^{{}^3\text{He}}(P, K, k) \times \\ &\times \left[\int \frac{d^4k_1}{(2\pi)^4} G_4\left(\frac{2P}{3} + K, k, k_1\right) S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} + k_1\right) \otimes S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} - k_1\right) \times \right. \\ &\times G_4\left(\frac{2P}{3} + K, k_1, k'\right) \left. \right] \otimes S\left(\frac{P}{3} - K\right) \overline{G}_{4\mu\nu}\left(q; \frac{P}{3} - K\right) \times \\ &\times S\left(\frac{P}{3} - K\right) \mathcal{G}^{{}^3\text{He}}(P, K, k'), \end{aligned}$$

и, учитывая аналитические свойства трехнуклонной функции Грина (83), получаем

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu}^{{}^3\text{He}}(P, q) &= \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{d^4k'}{(2\pi)^4} \frac{d^4K}{(2\pi)^4} \overline{\mathcal{G}}^{{}^3\text{He}}(P, K, k) \times \\ &\times \left[\int \frac{d^4k_1}{(2\pi)^4} \frac{\Gamma^{\text{D}}\left(\frac{2P}{3} + K, k\right)\overline{\Gamma}^{\text{D}}\left(\frac{2P}{3} + K, k_1\right)}{\left(\frac{2P}{3} + K\right)^2 - M_{\text{D}}^2} S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} + k_1\right) \times \right. \\ &\times \overline{G}_{4\mu\nu}\left(q; \frac{P}{3} + \frac{K}{2} + k_1\right) S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} + k_1\right) \otimes S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} - k_1\right) \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \times \frac{\Gamma^{\text{D}}\left(\frac{2P}{3} + K, k_1\right) \bar{\Gamma}^{\text{D}}\left(\frac{2P}{3} + K, k'\right)}{\left(\frac{2P}{3} + K\right)^2 - M_{\text{D}}^2} \left] \otimes S\left(\frac{P}{3} - K\right) \mathcal{G}^{3\text{He}}(P, K, k') + \right. \\
 & + \bar{\mathcal{G}}^{3\text{He}}(P, K, k) \left[\int \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4} G_4\left(\frac{2P}{3} + K, k, k_1\right) S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} + k_1\right) \otimes \right. \\
 & \left. \otimes S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} - k_1\right) \times G_4\left(\frac{2P}{3} + K, k_1, k'\right) \right] \otimes \frac{u\left(\frac{\mathbf{P}}{3} - \mathbf{K}\right) \bar{u}\left(\frac{\mathbf{P}}{3} - \mathbf{K}\right)}{\left(\frac{P}{3} - K\right)^2 - m^2} \times \\
 & \times \bar{G}_{4\mu\nu}\left(q; \frac{P}{3} - K\right) \frac{u\left(\frac{\mathbf{P}}{3} - \mathbf{K}\right) \bar{u}\left(\frac{\mathbf{P}}{3} - \mathbf{K}\right)}{\left(\frac{P}{3} - K\right)^2 - m^2} \mathcal{G}^{3\text{He}}(P, K, k'). \quad (84)
 \end{aligned}$$

Возвращаясь к выражению для амплитуды комптоновского рассеяния на дейтроне (79), замечаем, что конструкция

$$\begin{aligned}
 & \int \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4} \bar{\Gamma}^{\text{D}}\left(\frac{2P}{3} + K, k_1\right) S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} + k_1\right) \bar{G}_{4\mu\nu}\left(q; \frac{P}{3} + \frac{K}{2} + k_1\right) \times \\
 & \times S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} + k_1\right) \otimes S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} - k_1\right) \Gamma^{\text{D}}\left(\frac{2P}{3} + K, k_1\right), \quad (85)
 \end{aligned}$$

содержащаяся в первом члене выражения (84), в точности совпадает с этой амплитудой, но содержит аргумент вне массовой поверхности. Во втором члене выражения (84) можно выделить амплитуду комптоновского рассеяния на нуклоне:

$$T_{\mu\nu}^{\bar{\text{N}}}\left(\frac{P}{3} - K, q\right) = \bar{u}\left(\frac{\mathbf{P}}{3} - \mathbf{K}\right) \bar{G}_{4\mu\nu}\left(q; \frac{P}{3} - K\right) u\left(\frac{\mathbf{P}}{3} - \mathbf{K}\right). \quad (86)$$

Таким образом, амплитуда комптоновского рассеяния на ${}^3\text{He}$ выражается через амплитуды рассеяния на немассовом дейтроне и нуклоне. Воспользовавшись соотношением унитарности (5), получим соответствующее выражение для адронного тензора:

$$\begin{aligned}
 & W_{\mu\nu}^{3\text{He}}(P, q) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{d^4 k'}{(2\pi)^4} \frac{d^4 K}{(2\pi)^4} W_{\mu\nu}^{\text{D}}\left(\frac{2P}{3} + K, q\right) \times \\
 & \times \bar{\mathcal{G}}^{3\text{He}}(P, K, k) \frac{\Gamma^{\text{D}}\left(\frac{2P}{3} + K, k\right) \bar{\Gamma}^{\text{D}}\left(\frac{2P}{3} + K, k'\right)}{\left(\left(\frac{2P}{3} + K\right)^2 - M_{\text{D}}^2\right)^2} \otimes S\left(\frac{P}{3} - K\right) \mathcal{G}^{3\text{He}}(P, K, k') + \\
 & + \bar{\mathcal{G}}^{3\text{He}}(P, K, k) \left[\int \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4} G_4\left(\frac{2P}{3} + K, k, k_1\right) S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} + k_1\right) \otimes \right. \\
 & \left. \otimes S\left(\frac{P}{3} + \frac{K}{2} - k_1\right) \times G_4\left(\frac{2P}{3} + K, k_1, k'\right) \right] \otimes S\left(\frac{P}{3} - K\right) \times
 \end{aligned}$$

$$\times \mathcal{G}^{3\text{He}}(P, K, k') \frac{W_{\mu\nu}^N \left(\frac{P}{3} - K \right)}{\left(\frac{P}{3} - K \right)^2 - m^2}.$$

Предполагая, что относительная энергия фрагментов мала, мы можем проинтегрировать по нулевой компоненте относительного импульса фрагментов и получить адронный тензор для ${}^3\text{He}$, выраженный через адронные тензоры этих фрагментов на массовой поверхности. Аналогичным образом можно получить амплитуды рассеяния на ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$.

5.2. Структурные функции ядер для $A = 3, 4$. Воспользуемся теперь полученным в п.5.1 результатом, для того чтобы рассчитать СФ ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

Поддействовав проекционным оператором $g_{\mu\nu}$ на адронный тензор, введем переменные

$$x_A = \frac{Q^2}{2P_A \cdot q},$$

$$x_N = \frac{Q^2}{2P_N \cdot q}$$

и выделим СФ ядра в бьеркенновском пределе:

$$\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} g^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{N(A)}(P, q) = -\frac{1}{x} F_2^{N(A)}(x).$$

Таким образом, получаем F_2^A для ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ в виде

$$F_2^{3\text{He}}(x_{3\text{He}}) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left[\frac{E_p - k_3}{E_p} F_2^{\text{p}}(x_p) + \frac{E_D - k_3}{E_D} F_2^{\text{D}}(x_D) + \right. \\ \left. + \frac{\Delta_p^{3\text{He}}}{E_p} x_p \frac{dF_2^{\text{p}}(x_p)}{dx_p} + \frac{\Delta_D^{3\text{He}}}{E_D} x_D \frac{dF_2^{\text{D}}(x_D)}{dx_D} \right] \Phi_{3\text{He}}^2(\mathbf{k}), \quad (87)$$

$$F_2^{3\text{H}}(x_{3\text{H}}) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left[\frac{E_n - k_3}{E_n} F_2^{\text{n}}(x_n) + \frac{E_D - k_3}{E_D} F_2^{\text{D}}(x_D) + \right. \\ \left. + \frac{\Delta_n^{3\text{H}}}{E_n} x_n \frac{dF_2^{\text{n}}(x_n)}{dx_n} + \frac{\Delta_D^{3\text{H}}}{E_D} x_D \frac{dF_2^{\text{D}}(x_D)}{dx_D} \right] \Phi_{3\text{H}}^2(\mathbf{k}) \quad (88)$$

и для ${}^4\text{He}$ в виде

$$F_2^{4\text{He}}(x_{4\text{He}}) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left[\frac{E_p - k_3}{E_p} F_2^{\text{p}}(x_p) + \frac{E_{3\text{H}} - k_3}{E_{3\text{H}}} F_2^{3\text{H}}(x_{3\text{H}}) + \right. \\ \left. + \frac{\Delta_p^{4\text{He}}}{E_p} x_p \frac{dF_2^{\text{p}}(x_p)}{dx_p} + \frac{\Delta_{3\text{H}}^{4\text{He}}}{E_{3\text{H}}} x_{3\text{H}} \frac{dF_2^{3\text{H}}(x_{3\text{H}})}{dx_{3\text{H}}} + \frac{E_n - k_3}{E_n} F_2^{\text{n}}(x_n) + \frac{E_{3\text{He}} - k_3}{E_{3\text{He}}} \times \right.$$

$$\times F_2^{3\text{He}}(x_{3\text{He}}) + \frac{\Delta_n^{4\text{He}}}{E_n} x_n \frac{dF_2^n(x_n)}{dx_n} + \frac{\Delta_{3\text{He}}^{4\text{He}}}{E_{3\text{He}}} x_{3\text{He}} \frac{dF_2^{3\text{He}}(x_{3\text{He}})}{dx_{3\text{He}}} \Big] \Phi_{4\text{He}}^2(\mathbf{k}), \tag{89}$$

где $\Delta_N^A = -M_A + E_N + E_{A-1}$ — энергия связи соответствующего ядерного фрагмента.

Трехмерное импульсное распределение $\Phi_A^2(\mathbf{k})$ определено через «затраповую» вершину Бете—Солпитера. Например, для ${}^3\text{He}$ можно записать

$$\begin{aligned} \Phi_{3\text{He}}^2(\mathbf{k}) = & \frac{mM_D}{4E_p E_D M_{3\text{He}} (M_D - E_p - E_D)^2} \left\{ \int \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4} \frac{d^4 k'_1}{(2\pi)^4} \bar{\mathcal{G}}^{3\text{He}}(P, k, k_1) \times \right. \\ & \times S_2\left(\frac{2P}{3} + k, k_1\right) \Gamma^D\left(\frac{2P}{3} + k, k_1\right) \bar{\Gamma}^D\left(\frac{2P}{3} + k, k'_1\right) S_2\left(\frac{2P}{3} + k, k'_1\right) \otimes \\ & \left. \otimes \left(\sum_s u_\alpha^s(\mathbf{k}) \bar{u}_\delta^s(\mathbf{k}) \right) \mathcal{G}^{3\text{He}}(P, k, k'_1) \right\}_{k_0=k_{0p}}, \tag{90} \end{aligned}$$

где $k_{0p} = \frac{M_{3\text{He}}}{3} - E_p$.

Поскольку в настоящее время нет реалистичных решений уравнения Бете—Солпитера для связанной системы трех и более нуклонов, необходимо использовать феноменологическое импульсное распределение. Разумно предположить, что импульсные распределения в выражениях (87), (88) и (89) могут быть связаны с распределениями, извлеченными из экспериментальных данных. Для численных расчетов мы используем распределения, полученные в работах [93] и [94].

Полученный результат для структурных функций легчайших ядер может быть связан с результатом, полученным в *x*-рескейлинг-модели [10, 11]. Рассмотрим для примера структурную функцию ${}^3\text{He}$. Если взглянуть на подинтегральное выражение в (87) как на первые члены ряда разложения по энергии связи и учесть, что члены выше первого порядка по этой величине пренебрежимо малы, то можно добавить высшие члены таким образом, чтобы полученный ряд можно было свернуть. В результате находим следующее выражение для структурной функции ${}^3\text{He}$:

$$\begin{aligned} F_2^{3\text{He}}(x_{3\text{He}}) = & \int dy d\epsilon \left\{ F_2^P\left(\frac{x_{3\text{He}}}{y - \frac{\epsilon}{M_{3\text{He}}}}\right) f^{P/3\text{He}}(y, \epsilon) + \right. \\ & \left. + F_2^D\left(\frac{x_{3\text{He}}}{y - \frac{\epsilon}{M_{3\text{He}}}}\right) f^{D/3\text{He}}(y, \epsilon) \right\}, \tag{91} \end{aligned}$$

где $\epsilon = \Delta_p^{3\text{He}}$ можно интерпретировать как энергию отделения соответствующего ядерного фрагмента, а $f^{P(D)/3\text{He}}(y, \epsilon)$ — как спектральную функцию

для связанного протона (дейтрона):

$$f^{p(D)/^3\text{He}}(y, \epsilon) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \Phi_{^3\text{He}}^2(\mathbf{k}) \frac{m}{E_{p(D)}} y \delta\left(y - \frac{E_{p(D)} - k_3}{m}\right) \times \\ \times \delta(\epsilon - (E_p + E_D - M_{^3\text{He}})).$$

Следует подчеркнуть, что как модификация F_2^N , так и ее эволюция от $A = 1$ до 4, полученные в подходе, развитом в [42–44], являются следствием релятивистского описания структуры ядра. В ходе аналитических выкладок существенно использовался тот факт, что нуклоны ведут себя в ядре как неодновременные (асинхронные) объекты. Именно эта особенность является причиной эффекта ядерной связи в $F_2^A(x)$, который появляется из-за зависимости адронного тензора связанного нуклона от τ_i . Развитый подход обладает двумя достоинствами. Во-первых, он позволяет естественным образом воспроизвести результаты нерелятивистских моделей (например, [11]), в которых релятивистские эффекты вводятся с помощью параметризаций. Во-вторых, результаты [44] легко представить наглядно при помощи сравнения с результатами x -рескейлинг-модели [11]. На самом деле, из сравнения уравнений (73) и (87) с уравнением (91) можно показать, что рескейлинг переменной Бьеркена x следует из зависимости относительного времени τ_i , содержащейся в комптоновской амплитуде немассового нуклона. Заметим, что связь массы нуклона с четырехмерным радиусом области его локализации $r^2 \sim 1/m^2$ позволяет сделать вывод о том, что зависимость от относительного времени τ_i должна приводить к увеличению области локализации нуклона. Этот вывод в некотором смысле напоминает модельное рассмотрение эффекта увеличения радиуса конфайнмента или разбухания нуклона [8].

Эффекты ядерной связи представлены в уравнениях (87) и (89) как первые производные структурных функций ядерных фрагментов. Вследствие этого входящие в выражения структурные функции $F_2^{n(p)}(x)$ определяют не только внутреннюю структуру нуклона, но также и динамику двухнуклонных взаимодействий. Аналогично, $F_2^D(x)$ отвечает за структуру двухнуклонного связанного состояния и за динамику трехнуклонных взаимодействий. Согласно уравнению (74) производная $F_2^D(x)$ может быть выражена через производные первого и второго порядка от F_2^N с соответствующими коэффициентами. Поскольку немассовая деформация структуры связанного дейтрона определяется второй производной от F_2^N , именно этот член ответствен за трехнуклонную динамику. Однако вторая производная F_2^N входит в $F_2^{^3\text{He}}$ с очень маленьким коэффициентом, $\Delta_D^{^3\text{He}} \Delta_p^D$, что позволяет пренебречь трехнуклонной динамикой при рассмотрении эффектов ядерной связи в ГНР.

Необходимая для расчетов структурная функция нуклона вводится с помощью параметризации данных, полученных в экспериментах по ГНР лептонов на протонах и дейтронах. Мы использовали параметризацию $F_2^p(x, Q^2)$,

полученную недавно в [86]. Структурная функция $F_2^n(x)$ найдена из результатов измерения $F_2^p(x)$ и отношения $F_2^n(x)/F_2^p(x)$, полученных в [85]. Дополнительные расчеты, в которых нами использовались различные параметризации, показали, что неопределенности в результатах измерения абсолютных значений $F_2^{p(n)}(x)$ подавлены при вычислении отношения $r^A(x)$.

Результаты численных расчетов, которые демонстрируют, каким образом СФ свободного нуклона $F_2^N(x)$ ($A = 1$) соотносится с дейтронной ($A = 2$) и гелиевой ($A = 3$ и 4) структурными функциями, приведены на рис.6,а. Те же самые модификации, вычисленные по отношению к $F_2^D(x)$, приведены на рис.6,б. В отличие от модификаций, наблюдающихся для тяжелых ядер с массами $A > 4$, вид осцилляций отношения $r^A(x)$ меняет свою форму при $A \leq 4$, что приводит к изменению координаты точки пересечения x_3 в направлении бóльших значений x .

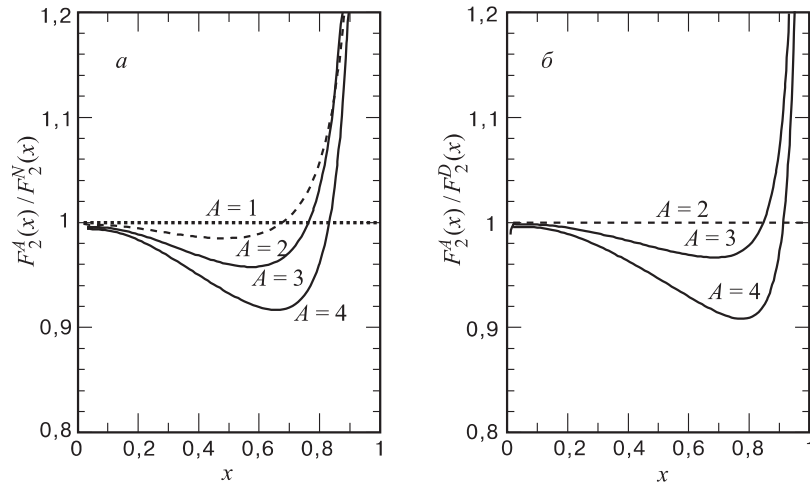


Рис. 6. а) Отношение СФ $F_2^A(x)/F_2^N(x)$. б) Отношение СФ $F_2^A(x)$ ($A=4$) и $(F_2^{3H}(x) + F_2^{3He}(x))/2$ к СФ дейтрона $F_2^D(x)$. Пунктиром на рис.а показан результат расчетов для дейтрона $A = 2$. Результаты для $A = 3, 4$ приведены сплошными кривыми

Модификации, вычисленные по отношению к $F_2^N(x)$ (рис.6,а), представляют не только академический интерес. Можно использовать их для того, чтобы показать, что искажения структуры нуклона в ядре дейтерия нельзя рассматривать как пренебрежимо малые, а соотношение $F_2^A(x)/F_2^D(x) \approx F_2^A(x)/F_2^N(x)$ нельзя считать оправданным. Действительно, как следует из результатов расчетов при $A = 3$, положение x_3 смещается на величину 0,08, если $F_2^N(x)$ заменить на $F_2^D(x)$ (рис.6,б). Это смещение в восемь раз превышает величину экспериментальной погрешности в координате x_3 , найденной

из недавнего анализа результатов измерения $F_2^A(x)/F_2^D(x)$ [30]. Согласно работе [30] $\overline{x_3} = 0,84 \pm 0,01$ независимо от A , если $A > 4$. Такая точность позволяет надежно отличить эффект модификации структуры *дейтрона* от модификации структуры *свободного нуклона*.

Интересно, что значение $(1 - x_3)$, которое составляет $\sim 0,32$ для $F_2^D(x)/F_2^N(x)$, уменьшается до $\sim 0,16$ и $\sim 0,08$ для отношений $F_2^{A=3}(x)/F_2^D(x)$ и $F_2^{4\text{He}}(x)/F_2^D(x)$ соответственно. Дальнейшая эволюция модификаций $F_2^N(x)$ в ядрах тяжелее, чем ${}^4\text{He}$, запрещена принципом Паули. Как следует из формы кривых, приведенных на рис.6,а, а также из соотношений между координатами точек пересечения x_3 , модификация структуры нуклона развивается как насыщающийся процесс, что полностью согласуется с представлением о быстром насыщении ядерных сил связи. Это явление дает возможность ввести класс x -зависимых модификаций, обусловленных эффектами ядерной связи. Внутри рассматриваемого класса не существует никаких механизмов, которые могли бы привести к дальнейшим изменениям формы $r^A(x)$, образовавшейся на первой стадии эволюции, $A \leq 4$. Эволюция модификаций к более тяжелым ядрам, где и был обнаружен эффект ЕМС, должна происходить независимо от x и рассматриваться как вторая стадия [29]. Концепция эволюции структуры нуклона, находящегося в ядерном окружении, в виде двух стадий является решающей для понимания давней проблемы ЕМС-эффекта.

Полученные результаты, в частности значения $(1 - x_3)$, могут быть использованы для введения количественной характеристики эффекта модификации структуры нуклона в зависимости от массового числа A . Так, принимая за единицу модификации величину $M = 1/(1 - x_3)$, соответствующую случаю F_2^D/F_2^N , находим, что модификации структуры нуклона в ядрах $A = 2, 3$ и 4 соотносятся как 1:2:4. С другой стороны, из анализа данных на ядрах в области $A = 9 \div 197$ получено, что x_3 не зависит от A и составляет в среднем $\overline{x_3} = 0,84 \pm 0,01$ [30]. В терминах M величина модификации в этом случае $M = 2$. Легко показать, что для случая описания СФ нуклона простейшей зависимостью $F_2 \sim (1 - x)^3$ введенная нами характеристика связана с производной F_2 и самой величиной F_2 в точке пересечения: $M \sim F_2'/F_2|_{x=x_3}$. Зависимость величины M от массового числа A , приведенная на рис.7, является удобной иллюстрацией концепции эволюции модификаций нуклона в две стадии. Ядра, для которых M надежно определена из экспериментальных данных, находятся в области $A \geq 9$ и показаны на рис. 7 с помощью заштрихованных клеток.

Поскольку экспериментальные данные для ядер $A = 2$ и 3 отсутствуют, предсказания работ [43, 44] могут быть проверены только сравнением с результатами для отношения $F_2^{4\text{He}}(x)/F_2^D(x)$, приведенными в [55, 95] и показанными на рис.8. Положение точки пересечения расчетной кривой с линией

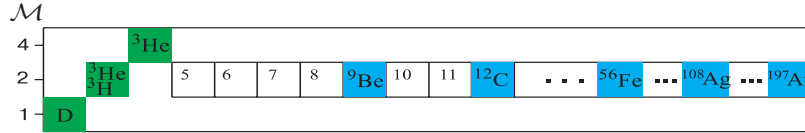


Рис. 7. Степень искажения структуры нуклона M в зависимости от массового числа A

$r(x) = 1$ соответствует величине $x_3 = 0,913$, что находится в хорошем согласии с данными. Небольшое систематическое отклонение кривой при $x < 0,2$ может быть отнесено на счет параметризации нуклонных данных используемой для расчета производной F_2^N . Незначительные изменения параметризации, позволяющие воспроизвести точки x_1 и x_2 , приводят к существенному улучшению согласия теории и эксперимента в области $x < 0,2$ (см. рис.9).

Результат расчета для $A = 3$ хорошо согласуется с формой модификации, найденной в экспериментах на существенно более тяжелых ядрах, как, например, на ядрах железа, серебра, золота. Согласие определяется тем, что полученное из теории значение $x_3 = 0,845$ в пределах погрешностей совпадает с экспериментом. В результате модификация отношения СФ в области $A > 4$ происходит просто как увеличение амплитуды отклонений от линии $r^A(x) = 1$ без изменения x -зависимости. Как показано в работе [30], результаты всех экспериментов на ядрах (за исключением ядра ${}^4\text{He}$) превосходно согласуются с расчетом для $A = 3$ с помощью введения масштабного параметра. Зависимость масштабного параметра от A связана с изменением средней ядерной плотности и может быть вычислена с помощью потенциала Вудса—Саксона. На рис.10 приведены результаты расчета модификации структуры нуклона в трехнуклонной системе (светлая заштрихованная область) и показано, как структура нуклона эволюционирует в ядрах ${}^{12}\text{C}$, ${}^{56}\text{Fe}$ и ${}^{197}\text{Au}$ (штриховка с разной плотностью).

Выполненный в работах [28–30] анализ убеждает в том, что вторая стадия ($A > 4$) эволюции структуры нуклона в ядрах протекает без искажения партонных распределений ядерной средой. Этот факт позволяет рассматривать

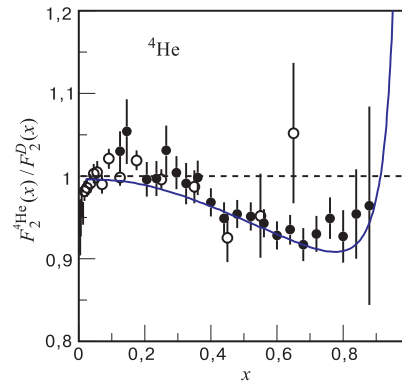


Рис. 8. Результаты расчетов $F_2^{4\text{He}}(x)/F_2^{\text{D}}(x)$, выполненных в [43, 44], показаны сплошной кривой. Экспериментальные результаты изображены черными [55] и светлыми [95] кружками

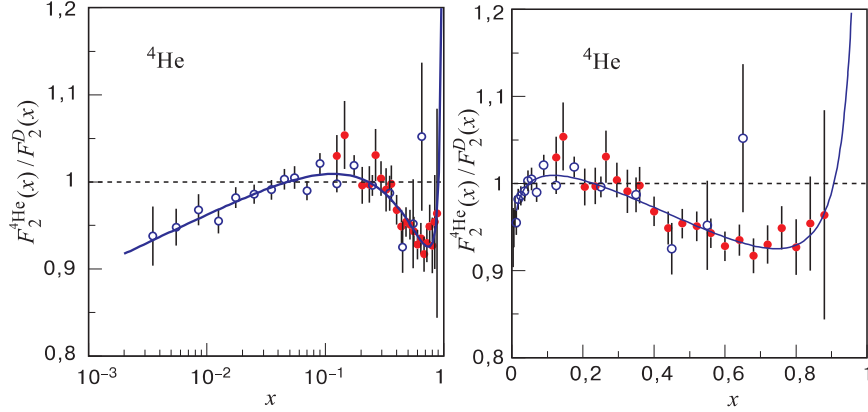


Рис. 9. Результаты расчетов $F_2^{4\text{He}}(x)/F_2^D(x)$ с модифицированной параметризацией F_2^N показаны сплошной кривой. Экспериментальные результаты изображены черными [55] и светлыми [95] кружками

EMC-эффект как частный случай модификаций для области $A \leq 4$. Повторение эффекта, полученного в расчетах для трехнуклонной системы, в тяжелых ядрах может свидетельствовать об одинаковой топологии ядерных сил при $A = 3$ и при $A \geq 4$.

5.3. Правило сумм Готтфрида. Строго говоря, экспериментальная проверка правил сумм КХД требует определения структурной функции нейтрона $F_2^n(x)$ во всей области изменения переменной x . Поэтому естественно ожидать, что рассмотренные выше эффекты окажутся важными при анализе экспериментальных данных.

Выражение (76) показывает, что интеграл

$$I_D = \int_0^1 \frac{dx}{x} (2F_2^p(x) - 2F_2^d(x)) ,$$

который обычно используется для экспериментальной проверки правила сумм Готтфрида [87], совпадает с интегралом Готтфрида с точностью до поправки, пропорциональной $F_2^N(x=0)$:

$$I_D = \int_0^1 \frac{dx}{x} (F_2^p(x) - F_2^n(x)) - 2 \frac{\langle M_D - 2E_D \rangle_D}{m} F_2^N(x=0) .$$

Поскольку значение СФ нуклона в нуле неизвестно и, судя по последним экспериментальным данным [87], быстро растет при $x \rightarrow 0$, то извлеченная таким образом величина тем сильнее переоценивает истинное значение интеграла Готтфрида, чем ближе к нулю берется нижний предел интегрирования в реальном эксперименте.

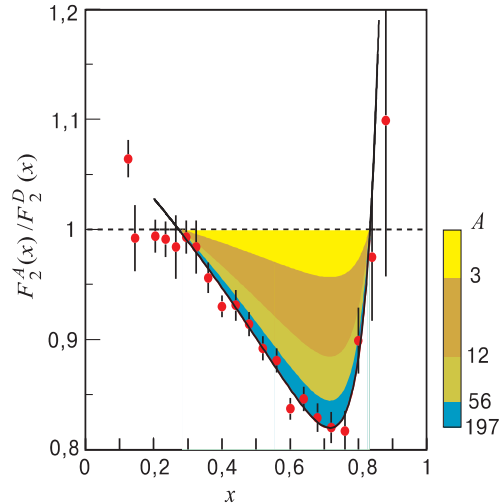


Рис. 10. Эволюция структуры нуклона в ядрах от $A = 3$ (Буров, Молочков, Смирнов) до $A = 197$ (Вудс—Саксон), полученная умножением $F_2^{A=3}(x)/F_2^D(x)$ на масштабный параметр. Зависимость параметра от A определяется потенциалом Вудса—Саксона и показана с помощью штриховки разной плотности. Результаты измерений на золотой мишени получены в работе [55]

В недавних экспериментах сотрудничества НМС получено, что $I_D(0,004) = 0,2281 \pm 0,0065$ [87]. Легко показать, что, двигаясь в таком эксперименте в область все меньших x , при некотором $x_0 = x_1$ можно получить значение I , удовлетворяющее правилу сумм Готтфрида, — $I_D(x_1) = 1/3$, а потом переоценить его.

Итак, эксперименты по ГНР на дейтроне и протоне позволяют заключить, что правило сумм Готтфрида нарушено. В то же самое время нет оснований считать, что интеграл Готтфрида может быть оценен из имеющихся данных с любой наперед заданной точностью.

Совсем иная ситуация может возникнуть при анализе экспериментальных данных по ГНР на ^3He и ^3H . Вычислим интеграл Готтфрида, подставив вместо СФ протона и нейтрона СФ ^3He и ^3H полученные выше выражения (87) и (88). В результате имеем следующее выражение:

$$\begin{aligned}
 I_{^3\text{H}} &= \int_0^1 \frac{dx}{x} \left(F_2^{^3\text{He}}(x) - F_2^{^3\text{H}}(x) \right) = \\
 &= \int_0^1 \frac{dx}{x} \left(F_2^{\text{p}}(x) - F_2^{\text{n}}(x) \right) - 2 \frac{\langle \Delta_{^3\text{He}}^{\text{p}} \rangle_{^3\text{He}}}{m} \left(F_2^{\text{p}}(x=0) - F_2^{\text{n}}(x=0) \right).
 \end{aligned}$$

Предположив изоспиновую симметрию кваркового моря при $x \rightarrow 0$, можно заключить, что последний член зануляется, и I_{3N} совпадает с интегралом Готтфрида. Таким образом, эксперимент, использующий ${}^3\text{He}$ - и ${}^3\text{H}$ -мишени, позволил бы проверить правило сумм Готтфрида независимо от модельных неопределенностей и без необходимости учитывать эффекты ядерной связи.

Суммируя результаты этого раздела, следует отметить:

- Модельно-независимый метод, развитый на основе подхода, изложенного в разд. 3, позволил рассчитать СФ легких ядер в терминах СФ ядерных фрагментов и трехмерного импульсного распределения. В результате СФ $F_2^A(x)$ была рассчитана, не прибегая к численному решению уравнения (49).
- Полученное поведение отношений СФ легких ядер D , ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ к СФ свободного нуклона свидетельствует о том, что модификация структуры нуклона в легчайших ядрах является демонстрацией пространственно-подобной деформации партонного распределения в связанном нуклоне.
- Результаты расчетов отношения СФ ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ к СФ дейтрона, проверка которых планируется в TJNAF и HERA, могут рассматриваться как предсказания того, что ЕМС-эффект на более тяжелых ядрах можно понимать как модификацию структуры связанного в ${}^3\text{He}$ нуклона, которая усиливается эффектами ядерной плотности.
- Полученные результаты показывают, что в области ЕМС-эффекта ($0,3 < x < 0,9$) двухнуклонные взаимодействия могут рассматриваться как доминирующий механизм при описании ядерных сил связи.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен теоретико-полевой подход, в рамках которого реализовано релятивистское рассмотрение эффектов связи нуклонов в легчайших ядрах. При этом показано, что неодновременность нуклонов в ядре является необходимым условием модификации структуры нуклона.

Развит модельно-независимый метод, позволяющий рассчитать СФ ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ в терминах СФ ядерных фрагментов. Впервые в рамках единого подхода осуществлены расчеты модификации структуры свободного нуклона для легчайших ядер, $A \leq 4$. Результаты расчетов для $A = 2$ и 3 являются теоретическим предсказанием эффектов эволюции структуры нуклона в малонуклонных системах.

Показано, что входящие в выражения для адронного тензора структурные функции $F_2^{n(p)}(x)$ определяют не только внутреннюю структуру нуклона, но также и динамику двухнуклонных взаимодействий. Хорошее согласие резуль-

татов расчетов с имеющимися экспериментальными данными свидетельствует о доминирующем вкладе парных нуклонных взаимодействий для описания ядерных сил связи по меньшей мере в хорошо исследованной области $0,3 < x < 0,9$. Это также позволяет сделать вывод о том, что учет неодновременности нуклонов в ядре является достаточным условием для правильного описания модификации структуры нуклона.

Как модификация F_2^N , так и ее эволюция от $A = 1$ до 4, полученные в нашем подходе, являются результатом релятивистского рассмотрения ядерной структуры. Исходя из взаимной согласованности результатов теоретических расчетов, опирающихся на понимание структуры дейтрона, и экспериментальных результатов при $A \geq 4$, мы приходим к выводу о малости теоретических неопределенностей для отношения $F_2^D(x)/F_2^N(x)$. Это, в свою очередь, позволяет надежно отличить эффект модификации структуры дейтрона от модификации структуры свободного нуклона на основе уже полученных экспериментальных данных.

Найдено, что наиболее характерной отличительной чертой модификации структуры нуклона в ядрах является положение координаты точки x_3 , в которой $F_2^A(x) = F_2^D(x)$. Из расчетов следует, что значение $(1 - x_3)$, которое составляет $\sim 0,32$ для F_2^D/F_2^N , уменьшается до $\sim 0,16$ и $\sim 0,08$ для отношений $F_2^{A=3}/F_2^D$ и $F_2^{4\text{He}}/F_2^D$ соответственно. Выбирая в качестве количественной оценки модификации величину $M = 1/(1 - x_3)$ и полагая ее равной единице для дейтрона, получаем, что степень модификации возрастает до $M = 2$ для ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ и до $M = 4$ для ${}^4\text{He}$. Основываясь на этих результатах, мы вводим класс x -зависимых модификаций, обусловленных эффектами ядерной связи. Внутри рассматриваемого класса не существует никаких механизмов, которые могли бы привести к усилению степени модификации структуры нуклона.

Наши результаты позволяют также теоретически обосновать концепцию эволюции структуры нуклона, находящегося в ядерном окружении, в виде двух стадий: 1) $A \leq 4$ и 2) $A > 4$. Вторая стадия эволюции протекает независимо от x и соответствует степени модификации $M = 2$. Зависимость величины эффекта от A описывается в рамках традиционных рассуждений ядерной структуры.

Рассмотрение класса модификаций и введение концепции эволюции структуры нуклона в виде двух стадий оказались решающими для понимания как природы ЕМС-эффекта, так и причин неудачного описания эффекта с помощью множества моделей, предложенных с момента его обнаружения и до настоящего времени. Эффект ЕМС представляет собой частный случай модификаций, рассмотренных для области $A \leq 4$. Повторение картины эффекта, полученного в расчетах для трехнуклонной системы, в тяжелых ядрах может свидетельствовать об одинаковой топологии ядерных сил при $A = 3$ и при $A > 4$.

В заключение авторы благодарят А.М. Балдина, С.В. Акулиничева, М. Байера, С.Г. Бондаренко, С.М. Доркина, К.Ю. Казакова, Л.П. Каптаря, В.А. Карманова, С.А. Кулагина, Р. Мир-Касимова, В.А. Николаева, В.Ю. Новожилова, М.В. Рзянина, К. Саито, К. Цусиму, К. Чиофи дегли Атти, В. Шайда за полезные обсуждения ряда вопросов, рассмотренных в настоящем обзоре.

Эта работа поддержана РФФИ, грант 96-15-423.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Клоуз Ф. — Кварки и глюоны. М.: Мир, 1982, с.438.
2. EMC-NA2, Ashman J. et al. — Phys. Lett. B, 1988, v.206, p.364.
3. Gottfried K. — Phys. Rev. Lett., 1967, v.19, p.1174.
4. Ellis J., Jaffe R.L. — Phys. Rev. D, 1974, v.9, p.1444 ; *ibid.* 1974, v.10, p.1669.
5. Bjorken J.D. — Phys. Rev., 1966, v.148, p.1467; Phys. Rev. D, 1970, v.1, p.1376.
6. EMC-NA2, Aubert J.J. et al. — Phys. Lett. B, 1983, v.123, p.275.
7. Wong C.W. — Phys. Rep., 1986, v.136, p.1.
8. Arneodo M. — Phys. Rep., 1994, v.240, p.301.
9. Geesman D.F., Saito K., Thomas A.W. — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1995, v.45, p.337.
10. Akulinichev S.V., Kulagin S.A., Vagradov G.M. — Phys. Lett. B, 1985, v.158, p.485.
11. Akulinichev S.V. — Phys. Lett. B, 1995, v.357, p.451.
12. Llewellyn Smith C.H. — Phys. Lett. B, 1983, v.128, p.107.
13. Ericson M., Thomas A.W. — Phys. Lett. B, 1983 v.128, p.112.
14. Титов А.И. — ЯФ, 1983, т.40, с.50.
15. Fredriksson S. — Phys. Rev. Lett., 1984, v.52, p. 724.
16. Chen J.P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1991, v.66, p.1283.
17. Каптаря Л.П., Титов А.И., Умников А.Ю. — ЭЧАЯ, 1991, т.22, с.839.
18. Close F.E., Roberts R.G., Ross G.G. — Phys. Lett. B, 1983, v.129, p.346.
19. Close F.E., Jaffe R.L., Roberts R.G. — Phys. Lett. B, 1984, v.134, p.449.
20. Close F.E. et al. — Phys. Rev. D, 1985, v.31, p.1004.
21. Yang J.-J., Li G.-L. — Z. Phys. C, 1997, v.76, p.287.
22. He Z. et al. — Eur. Phys. J. C, 1998, v.4, p.301.
23. Indumathi D., Wei Zhu — Z. Phys. C, 1997, v.74, p.119.
24. Kumano S., Umekawa K. — Saga University Preprint, 1998, SAGA-HE-130-98; hep-ph/9803359.
25. Sick I., Day D. — Phys. Lett. B, 1992, v.274, p.16.
26. Benhar O., Pandharipande V.R., Sick I. — JLAB-THY-98-12, 1998 (unpublished).
27. Date S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1984, v.52, p.1344.
28. Смирнов Г.И. — ЯФ, 1995, т.58, с.1712.
29. Smirnov G.I. — Phys. Lett. B, 1995, v.B364, p.87.

30. **Smirnov G.I.** — JINR Preprint, E2-99-145, Dubna, 1999; hep-ph/9901422; Submitted to Eur. Phys. J. C., 1998, v.31.
31. **Ciofi degli Atti C., Liuti S.** — Phys. Lett. B, 1989, v.225, p.215.
32. **Ciofi degli Atti C., Liuti S.** — Phys. Rev. C, 1990, v.41, p.1100.
33. **Bodek A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1983, v.50, p.1431.
34. **Bodek A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1984, v.51, p.534.
35. **Pirner H.J., Vary J.P.** — Phys. Rev. Lett., 1981, v.46, p.1376.
36. **Chemtob M., Peschanski R.** — J. Phys. G, 1984, v.10, p.599.
37. **Chemtob M., Peschanski R.** — New Particle Production: In: Proc. of the XIX Rencontre de Moriond, La Plagne, France, 1984. J. Tran Thanh Van, ed. (Editions Frontieres, Gif-sur Yvette, France, 1984) p.651; also Centre d'Etudes Nucleaires at Saclay, preprint SACLAY-Sph-T-84/49, 1984 (unpublished).
38. **Зотов Н.П., Салеев В.А., Царев В.А.** — Письма в ЖЭТФ, 1984, т.39, с.81.
39. **Kondratyuk L.A., Shmatikov M.Zh.** — Z. Phys. A, 1985, v.321, p.301.
40. **Efremov A.V.** — Phys. Lett. B, 1986, v.174, p.219.
41. **Frankfurt L.L., Strikman M.I.** — Phys. Lett. B, 1987, v.183, p.254.
42. **Burov V.V., Molochkov A.V.** — Nucl. Phys. A, 1998, v.637, p.31;
Burov V.V., Molochkov A.V. — In: Proc. of VII International Conference «Symmetry Methods in Physics», July 10–16, 1995, Dubna, Russia, Eds. A.N. Sissakian, G.S. Pogosyan, E2-96-224, Dubna, 1996, p.78.
43. **Burov V.V., Molochkov A.V., Smirnov G.I.** — JINR Rapid. Comm. 1999, No.3[89]-98, p.47.
44. **Burov V.V., Molochkov A.V., Smirnov G.I.** — Phys. Lett. B, 1999, v.466, p.1.
45. **SLAC, E154 Experiment, Abe K. et al.** — Phys.Rev.Lett. 1997, v.79, p.26.
46. **COMPASS Proposal** — 1996, CERN/SPSLC/P297;
COMPASS Proposal Addendum 1, 1996, CERN/SPSLC 96-30.
47. **HERMES Collaboration, Ackerstaff K. et al.** — Phys. Lett. B, 1997, v.404, p.383.
48. **Zuilhof M.J., Tjon J.A.** — Phys. Rev. C, 1980, v.22, p.2369.
49. **Gross F., Luiti S.** — Phys. Lett. B, 1995, v.356, p.157.
50. **Honzawa N., Ishida Sh.** — Phys. Rev. C, 1992, v.45, p.47.
51. **Burov V.V. et al.** — In: Proc. of the III International Symposium «Deuteron-95», JINR, Dubna, 1996, p.99.
52. **Kaptari L.P. et al.** — Phys. Rev. C, 1996, v.54, p.176.
53. **Бондаренко С.Г. и др.** — ЯФ, 1999, v.62, с.983.
54. **Burov V.V. et al.** — In: Proc. of the XII International Seminar on High Energy Physics Problems, JINR, Dubna, 1994, p.90.
55. **SLAC, Gomez J. et al.** — Phys. Rev. D, 1994, v.49, p.4348.
56. **Melnitchouk W., Schreiber A.W., Thomas A.W.** — Phys. Rev. D, 1994, v.49, p.1199.
57. **Bondarenko S.G., et al.** — Phys. Rev. C, 1998, v.58, p.3143.
58. **Ericson M., Thomas A.W.** — Phys. Lett. B, 1984, v.148, p.191.
59. **Kaptari L.P., Kazakov K.Yu., Umnikov A.Yu.** — Phys. Lett. B, 1992, v.293, p.219.
60. **Gross F., Liuti S.** — Phys. Rev. C, 1992, v.45, p.1374.

61. **Kulagin S., Piller G., Weise W.** — Phys. Rev. C, 1994, v.50, p.1154.
62. **Burov V.V., Molochkov A.V.** — In: Proc. of the International Symposium «Deuteron-95», July 4–7, 1995, Dubna, Russia, Ed. A.M. Baldin, Dubna, 1996, p.114; JINR Preprint, E2-95-339, Dubna, 1995.
63. **Guichon P.A.M.** — Phys. Lett. B, 1988, v.200, p.235.
64. **Serot B.D., Walecka J.D.** — Int. J. Mod. Phys. E, 1997 v.6, p.515.
65. **Saito K., Thomas A.W.** — Phys. Lett. B, 1994, v.327, p.9.
66. **Saito K., Thomas A.W.** — Nucl. Phys. A, 1994, v.574, p.659.
67. **Low F.** — Phys. Rev., 1995, v.97, 1392;
Lehman H., Symanzik K., Zimmermann W. — Nuovo Cimento, 1957, v.6, p.319.
68. **Logunov A.A., Tavkhelidze A.N.** — Nuovo Cimento, 1963, v.29, p.380.
69. **Blancenbeckler R., Sugar R.** — Phys. Rev., 1966, v.142, p.1951.
70. **Thompson R.H.** — Phys. Rev. D, 1970, v.1, p.10.
71. **Kadyshevsky V.G.** — Nucl. Phys. B, 1968, v.6, p.125.
72. **Holinde K., Erkelenz K., Alzetta R.** — Nucl. Phys. A, 1972, v.194, p.161.
73. **Браун Дж.Е., Джексон А.Д.** — Нуклон-нуклонные взаимодействия, М.: Атомиздат, 1979, с.248.
74. **Карманов В.А., Шапиро И.С.** — ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.327.
75. **Кадышевский В.Г., Мир-Касимов Р.М., Скачков Н.Б.** — ЭЧАЯ, 1972, т.2, с.635.
76. **Mandelstam S.** — Proc. R. Soc., London A, 1955, v.233, p.248.
77. **Umnikov A.Yu., Khanna F.C.** — Phys. Rev. C, 1994, v.49, p.2311.
78. **Буров В.В. и др.** — ЯФ, 1996, т.59, с.822; ЯФ, 1996, т.59, с.784.
79. **Salpeter E.E., Bethe H.A.** — Phys. Rev., 1949, v.76, p.769.
80. **Nakanishi N.** — Graph Theory and Feynman Integrals. Gordon and Breach, New York, 1971.
81. **Kusaka K., Williams A.G.** — Phys. Rev. D, 1995, v.51, p.7026;
Kusaka K., Simpson K., Williams A.G. — Phys. Rev. D, 1997, v.56, p.5071.
82. **Rupp G., Tjon J.A.** — Phys. Rev. C, 1990, v.41, p.471.
83. **Bondarenko S.G., Burov V.V., Dorkin S.M.** — In: Proc. of the Int. Conf. «Mesons and Nuclei at Intermediate Energies», Dubna, 1994, World Scientific, 1994, p.539.
84. **Bjorken J.D., Drell S.D.** — Relativistic Quantum Field. McGraw-Hill, New York, 1965.
85. **BCDMS, A.C. Benvenuti et al.** — Phys. Lett. B, 1990, v.237, p.599.
86. **SMC, Adeva B. et al.** — Phys. Lett. B, 1997, v.412, p.414.
87. **NMC, Arneodo M. et al.** — Nucl. Phys. B, 1997, v.487, p.3.
88. **Melnitchouk W., Thomas A.W.** — Phys. Lett. B, 1996, v.377, p.11.
89. **Картари Л.Р., Умников А.Ю., Кämpfer B.** — Phys. Rev. D, 1993, v.47, p.3804.
90. **Казаков К.Ю., Каптарь Л.П.** — ЯФ, 1997, т.60, с.1593.
91. **NMC, Arneodo M., et al.** — Nucl. Phys. B, 1995, v.441, p.12.
92. **BCDMS, Benvenuti A.C. et al.** — Phys. Lett. B, 1987, v.B189, p.483.
93. **Ciofi degli Atti C., Simula S.** — Phys. Rev. C, 1996, v.53, p.1689.
94. **Schiavilla R. et al.** — Nucl. Phys. A, 1986, v.449, p.219.
95. **NMC, Amaudruz P. et al.** — Nucl. Phys. B, 1995, v.441, p.3.