

ЭФФЕКТЫ ЯДЕРНОЙ СТРУКТУРЫ И НЕНУКЛОННЫЕ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЛЕПТОНОВ НА ЯДРАХ

Л. П. Кантарь, А. И. Титов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А. Ю. Умников

ДВГУ, Владивосток

Дан последовательный анализ вклада мезонных обменных токов, высокоимпульсных компонент, эффектов немассовости нуклонов и многокварковых ядерных компонент в глубоконеупругом рассеянии (ГНР) лептонов ядрами. Исследована проблема выделения ядерных структурных факторов в ГНР на поляризованных легчайших ядрах.

A successive analysis of the contribution of meson exchange currents to deep inelastic scattering (DIS) on nuclei as well as high momentum nucleon component, off mass-shell effects and admixture of multiquark components in nuclei is given. The problem of separation of the nuclear structure effects is considered in the case of DIS on polarized lightest nuclei.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время становится ясным, что представление об атомных ядрах как о системах, состоящих только из нуклонов, ограничено. Нуклоны — составные объекты, по современным понятиям состоят из кварков, взаимодействующих между собой неабелевыми калибровочными полями — глюонами. Идея о спонтанном нарушении киральной симметрии на кварковом уровне приводит к необходимости существования мезонных полей. Скорее всего именно эти мезоны генерируют силы, связывающие нуклоны в ядра. Мезонные степени свободы должны проявляться в ядрах и ядерных процессах на относительно больших межнуклонных расстояниях.

На относительно малых нуклон-нуклонных расстояниях из-за тождественности кварков нуклоны теряют свою индивидуальность, и мы имеем дело с виртуальными мультикварковыми системами. Если состояние такой системы представить в виде суперпозиции бесцветных трехкварковых кластеров (нуклонов, Δ -изобар, N -резонан-

сов и пр.), то тогда можно говорить о существовании в ядрах ненулевых барионных компонент. Таким образом, мы видим, что картина ядра довольно сложна и отличается от представлений традиционной протон-нейтронной модели.

Несмотря на то что нуклонная компонента дает основной вклад в полную нормировку ядерной волновой функции, может оказаться, что в ряде случаев ненулевые компоненты могут давать вклад (и даже доминирующий) в наблюдаемые процессы. При этом, чтобы получить достоверную информацию о ядерной «экзотике», необходимо корректно учитывать сами нуклонные компоненты, а именно должна быть учтена роль ферми-движения нуклонов, взаимодействия нуклонов в конечном состоянии и др. Часто, однако, исследование ядерных реакций при высоких энергиях сопровождается неоправданно упрощенным рассмотрением нуклонной части задачи, которое приводит к неправильным выводам о роли других степеней свободы.

В настоящем обзоре исследованы проявления мезонных обменных токов, высокоимпульсных нуклонных компонент и эффектов внемасшобности нуклонов в глубоконеупругом рассеянии (ГНР) лептонов ядрами, роль ядерной структуры в ГНР поляризованных лептонов, проявление мультикварковых компонент в реакциях ГНР на ядрах.

Обзор построен следующим образом: разд. 1 — краткое введение в проблему ГНР лептонов ядрами. Оно носит обзорный характер и является основой для дальнейшего изложения.

В разд. 2 рассмотрен самосогласованный метод учета мезонных обменных токов в ГНР лептонов на ядрах. Самосогласованность понимается в том смысле, что одни и те же мезоны (со своими константами, характеризующими мезон-нуклонное взаимодействие) определяют как уравнение Шредингера с ОБЕ-потенциалом для волновой функции ядра, так и основные характеристики реакции ГНР: структурные функции, вклад мезонных обменных токов (МОТ), эффекты связанности, энергетическое правило сумм ПС. Здесь же исследована проблема учета высокоимпульсных нуклонных компонент в ГНР.

В разд. 3 рассмотрены эффекты ядерной структуры легчайших ядер ГНР поляризованных лептонов на поляризованных ядрах. В последнем — исследуется проявление мультикварковой структуры ядер в глубоконеупругих процессах.

1. ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЛЕПТОНОВ НА АТОМНЫХ ЯДРАХ

Феноменология реакции $l + T \rightarrow l' + X$. Мы рассматриваем процесс $l + T \rightarrow l' + X$, где T — адронная мишень (атомное ядро — A , нуклон (протон, нейтрон) — $N(p, n)$ и т. д.); X — ненаблюдаемое адронное конечное состояние (рис. 1). Такой процесс может быть обусловлен как электромагнитным, так и слабым взаимодействием. Для определенности будем рассматривать ГНР лептонов в электромагнитном взаимодействии — обобщение на случай электрослабых процессов не вызывает принципиальных трудностей. В низшем поряд-

ке по константе электромагнитного взаимодействия сечение такого процесса определяется инвариантной амплитудой M [1—3]:

$$|M|^2 = L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad (1)$$

где лептонный тензор $L_{\mu\nu}$ вычисляется точно, а адронный тензор $W^{\mu\nu}$, определяемый выражением

$$W^{\mu\nu}(p_T, q) = \sum_X (2\pi)^4 \delta^4(p_T + q - p_X) \langle p_T | J^\mu(0) | X \rangle \langle X | J^\nu(0) | p_T \rangle, \quad (2)$$

может быть параметризован в терминах лоренц-инвариантных структурных функций (СФ) $F_{1,2}$ и g_1 (здесь мы выписываем только те СФ, которые будут обсуждаться в дальнейшем):

$$W^{\mu\nu}(p_T, q, s) = \left[-g_{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right] \frac{F_1^T(x_T, Q^2)}{M_T} + \left[p^\mu - q^\mu \frac{p_T q}{q^2} \right] \times \\ \times \left[p^\nu - q^\nu \frac{p_T q}{q^2} \right] \frac{F_2}{\nu M_T^2} + i \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha s^\beta \frac{g_1^T(p_T, q)}{p_T q}, \quad (3)$$

где M_T — масса мишени, p_T и s — его импульс и поляризация; $\nu = q_0$ в системе покоя мишени (лабораторная система), и переменная x определяется выражением:

$$x_T \equiv \frac{-q^2}{2p_T q} = \left(\frac{-q^2}{2M_T \nu} \right)_{\text{л.с.}} Q^2 = -q^2 \geq 0. \quad (4)$$

Из кинематических ограничений следует, что $0 \leq x \leq 1$ для любой мишени, т. е. $F_{1,2}^T(x) = 0$ при $x \leq 0$ и $x \geq 1$. Две СФ $F_{1,2}^T$ в (3) связаны с полными сечениями поглощения поперечных (спиральность ± 1) и продольных (спиральность 0) фотонов:

$$\sigma_{\pm 1,0} \approx \varepsilon_{\pm 1,0}^{*\mu} W^{\mu\nu} \varepsilon_{\pm 1,0}^\nu, \quad (5)$$

где $\varepsilon_{\pm 1,0}^\nu$ — векторы поляризации виртуальных промежуточных фотонов удовлетворяют условию $(q \cdot \varepsilon) = 0$ и $q_\mu W^{\mu\nu}(p, q) = 0$. Уже ранние эксперименты по ГНР электронов [4—6] показали, что выполняется бёркеновский скейлинг [7], т. е.

$$F_{1,2}^T(x_T, Q^2) \rightarrow F_{1,2}^T(x_T) \quad (x_T \text{ — фиксирован, а } \nu, Q^2 \rightarrow \infty), \quad (6)$$

и что в этом пределе имеет место известное соотношение Каллана — Гросса:

$$F_2^T(x_T) = 2x_T F_1^T(x_T). \quad (7)$$

Основным предметом нашего исследования являются ядерные СФ, выраженные через СФ конstituентов (нуклонов, мезонов, ...); послед-

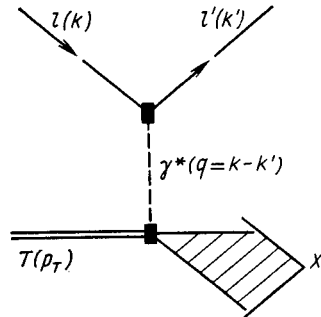


Рис. 1. Глубоконеупругое рассеяние лептона l на адронной мишени T

ние считаются заданными и в конкретных расчетах берутся либо из эксперимента, либо используются их известные параметризации.

Из наивного представления о ядре как о сумме почти свободных нуклонов следует

$$F_{1,2}^A(x_A) = \frac{1}{A} [ZF_{1,2}^Z(x_N) + (A-Z)F_{1,2}^n(x_N)], \quad (8)$$

где $x_A = -q^2/2M_A v$; $x_N = -q^2/2mv \approx x_A \cdot A$; A — атомная масса ядра; Z — его заряд; m — масса нуклона. Множитель $1/A$ введен из соображений удобства («нормировка на один нуклон») — в дальнейшем мы всюду будем использовать такую нормировку, если не оговорено специально. До 1982 г. считалось, что отклонения от формулы (8) можно ожидать на краях кинематически разрешенной области по x_N , т. е. при очень малых ($x_N \rightarrow 0$), больших ($x_N \rightarrow 1$) и очень больших ($x_N \geq 1$) значениях скейлинговой переменной x .

При очень малых значениях $x \leq 0,05$ предсказывалось [8] наличие ядерного экранирования, вследствие чего СФ нуклона, измеренная на ядре, должна быть меньше, чем СФ, измеренная на изолированном нуклоне: $(F_2^{N/A}/F_2^N)_{x \leq 0,05} \leq 1$.

При больших x , когда $0,8 \leq x$, предполагалось [9,10], что будут сказываться эффекты, связанные с движением нуклонов в ядре, а также кумулятивные эффекты, вследствие чего становятся возможными значения $x \geq 1$, и СФ не стремится к нулю при $x \rightarrow 1$, а поэтому

$$\left(\frac{F_2^{N/A}}{F_2^N} \right)_{x \geq 0,8} \geq 1, \quad (9)$$

Теоретические предсказания в области очень малых значений x_N получили недавно экспериментальное подтверждение [11]. В областях, соседствующих с границей однонуклонной кинематики ($x_N \sim 1$), твердых экспериментальных данных пока нет.

Неожиданностью оказались экспериментальные данные в промежуточной области $0,1 \leq x \leq 0,8$, полученные Европейской мюонной коллаборацией (ЕМС) [12]. При первом же качественном сравнении СФ тяжелого ядра (железа) и «изоскалярного» нуклона (в действительности дейтрона) было продемонстрировано примерно 15 %-ное отличие в области средних x_N , где эффекты ферми-движения, казалось бы, должны быть несущественными. «ЕМС-эффект» при $0,3 \leq x_N \leq 0,8$ был подтвержден данными SLAC [13] и позднее в других экспериментах [11, 14–17], в том числе и на других ядрах.

В настоящее время накоплен довольно обширный материал по x -, Q^2 -, A -зависимостям ГНР лептонов на ядрах (см. [15, 18, 19]). Эти экспериментальные результаты инициировали в последние пять лет активное теоретическое изучение ненуклонных степеней свободы в ядрах.

Партонная модель: приложение к ГНР на ядрах. Партонная модель [7, 20] дает наиболее простое и наглядное представление ГНР.

В этой модели партоны обладают теми же квантовыми числами, что и кварки, и обычно отождествляются с ними, поэтому часто о ней говорят как о кварк-партонной модели. В настоящее время партонная модель получила обоснование в КХД на основе метода операторного разложения на световом конусе [1, 2, 21] (в пределе свободных кварковых полей).

В кварк-партонной модели удобно вместо тензора $W_{\mu\nu}$ исследовать амплитуду виртуального комптоновского рассеяния γ -квантов $T_{\mu\nu}$, которая связана с $W_{\mu\nu}$ оптической теоремой [19, 20, 22] (см. также (5)). На рис. 2 показаны характерные диаграммы, дающие вклад в $T_{\mu\nu}$. Они могут быть классифицированы по испусканию и взаимодействию кварковых линий (рис. 2). В партонной модели предполагается, что при больших Q^2 токи (но не состояния!) могут рассматриваться в свободной теории. Поэтому взаимодействием в конечном состоянии (рис. 2, б) и вершинными поправками (рис. 2, в), можно пренебречь. Вклады типа изображенных на рис. 2, б обычно называются поправками «высших твистов» (в операторном разложении на световом конусе они появляются как результат учета операторов высших твистов [2, 19]). Вклад от диаграммы на рис. 2, г быстро «вымирает» степенным образом по Q^2 и поэтому им можно пренебречь. Остается только вклад диаграммы на рис. 2, а упругого некогерентного рассеяния на каждом кварке мишени T . Важно помнить, что партонная модель приближенна, и из КХД следует, что величины, зависящие только от скейлинговой

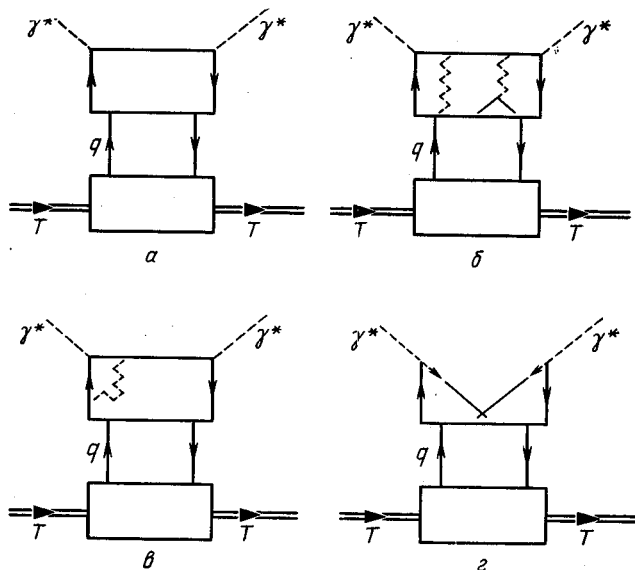


Рис. 2. Некоторые вклады в амплитуду комптоновского рассеяния вперед в КХД: а — диаграмма партонной модели; б — взаимодействие в конечном состоянии; в — вершинные поправки; г — интерференция

переменной x , могут также логарифмически зависеть от Q^2 , если взаимодействие кварков и глюонов учитывать по теории возмущения.

Адронный тензор $W_{\mu\nu}(2)$ в партонной модели может быть найден из комптоновской амплитуды (рис. 2, а) с частицами на массовой поверхности в промежуточном состоянии. Если пренебречь массой партонных и их поперечными импульсами для СФ $F_{1,2}^T(x_T)$, получают следующие выражения:

$$F_1^T(x_T) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 q^T(x_T); \quad F_2^T(x_T) = \sum_q e_q^2 x_T q^T(x_T), \quad (10)$$

где скейлинговая переменная x в партонной модели имеет смысл доли продольного импульса мишени T , переносимой партонном. Функция $q_i^T(x_T)$ есть плотность вероятности того, что импульс партона равен x_T . Индекс суммирования пробегает по всем сортам партонных ($q = u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}, c, \bar{c} \dots$), e^2 — квадрат заряда партона в единицах электронного заряда.

Отметим, что соотношение Каллана — Гросса (7) в партонной модели выполняется точно.

Кварковые распределения $q(x)$, существование которых постулируется в партонной модели, в настоящее время не могут быть вычислены в КХД точно. Существуют лишь модельные подходы, из которых наиболее известны так называемые статистические модели типа [23—25]. Информация о $q(x)$ может быть также получена из различного рода правил сумм, динамических асимптотических оценок, анализа симметрий взаимодействия и, конечно, из эксперимента.

Функции кварковых распределений q могут быть разделены на вклад валентных кварков q_v и вклад континуума (моря) кварк-антикварковых пар q_s , т. е. $q(x) = q_v(x) + q_s(x)$. Реджевский анализ и правила кваркового счета [2, 3, 26] позволяют оценить поведение q_v и q_s на границах кинематической области x ($x \rightarrow 0$, $x \rightarrow 1$). Например, для нуклона (N) и мезона (M) этот анализ дает:

$$\left. \begin{aligned} q_v^N(x) &\sim x^{-1/2} (1-x)^3, & q_s^N &\sim x^{-1} (1-x)^7, \\ q_v^M(x) &\sim x^{-1/2} (1-x)^4, & q_s^M &\sim x^{-1} (1-x)^4. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Асимптотические оценки (11) являются приближенными, их следует рассматривать как первое (качественное) приближение. Из (11), например, следует, что в области средних и больших x доминируют валентные кварки, а в области малых — «морские». Теоретико-групповой анализ квантовых чисел адронов и кварков позволяет установить кварковый состав адронов и, следовательно, кварковую структуру партонных распределений. Функции распределения кварков должны удовлетворять некоторым точным соотношениям, следующим из алгебры токов [3, 27]. Например, для валентных кварков,

протонов и нейтронов (p, n):

$$u(x) \equiv u^p(x) = d^n(x), \quad d(x) \equiv d^p(x) = u^n(x), \quad (12)$$

$$\int_0^1 dx u_v(x) = 2, \quad \int_0^1 dx d_v(x) = 1, \quad (13)$$

где соотношения (12) являются прямым следствием изотопической инвариантности, а (13) — закона сохранения заряда. Интегральные соотношения типа (13) называются правилами сумм (ПС) для кварковых распределений.

Из физического смысла партонной модели можно написать точное ПС для полного импульса адрона T :

$$\langle x \rangle_T \equiv \sum_q \langle x_q \rangle_T + \langle x_g \rangle_T, \quad (14)$$

$$\langle x_q \rangle_T \equiv \int_0^1 dx x q^T(x), \quad \langle x_g \rangle_T \equiv \int_0^1 dx x g^T(x), \quad (15)$$

где $g^T(x)$ — функции распределения глюонов в мишени T (не путать со спиновыми СФ); интегралы (15) имеют смысл суммарной доли импульса мишени, переносимой партонами.

В какой степени все сказанное выше о партонной модели относится к ГНР на атомных ядрах? Заметим, что пока нигде не конкретизировался тип адрона-мишени, а значит, приведенные выше результаты вполне справедливы и для ядер. В частности, СФ ядер в ГНР лептонов, согласно основным формулам партонной модели (10), определяются функциями распределения партонов в ядре, обладающими свойствами типа (12)—(15). Опираясь «наивной» протон-нейтронной моделью» [см. (8)], можно было бы предположить, что кварковые распределения в ядре получаются простой комбинацией распределений в свободных нуклонах. Справедливость такого предположения была поставлена под сомнение открытием ЕМС-эффекта, который на языке партонной модели означает, что, по сравнению со свободными нуклонами, для кварков в нуклонах ядра подавлена вероятность иметь большое значение x (область валентных кварков) и, наоборот, несколько повышена вероятность иметь малое значение x (область морских кварков). «Перекачка» части импульса ядерных нуклонов происходит и в область больших x (за счет нерелятивистского ферми-движения нуклонов), но влияние этого эффекта слабо сказывается в области средних значений x из-за малости абсолютного значения СФ при больших значениях x .

Существующие сегодня теоретические подходы к описанию ядерных СФ F_2^A , а значит, и партонных распределений и объясняющие их A -зависимость можно условно разбить на два направления [19]. Первое предполагает изменение кварковых распределений нуклонов ядра за счет возможного изменения в ядре условий Q^2 -эволюции

нуклонных структурных функций (Q^2 -рескейлинг [28—30]). При этом внутриядерным движением нуклонов практически пренебрегается. В настоящее время параметр рескейлинга не удается ни вычислить теоретически, ни определить из независимых экспериментов. Поэтому он выбирается из условия наилучшего фитирования эксперимента (EMC, BCDMS, SLAC . . .). Второе направление, наоборот, объясняет отличие F_2^A при различных A за счет корректного учета внутриядерного движения нуклонов и их немассовости, оставляя кварковые распределения самих нуклонов в ядре без изменения. При этом учитывается тот факт, что свойства ядерных квазичастиц — нуклонов отличаются от свободных нуклонов. В частности, связанные нуклоны обладают эффективной массой $m^* \neq m$, которая зависит от энергии оболочки. Это приводит к перенормировке масштабной переменной $x_N \rightarrow m^*/m x_N$ (x — рескейлинг [31—33]). В принципе, в этом подходе уже нет свободных параметров — все параметры фиксированы нерелятивистской теорией ядра.

Представляется очень вероятным, что два подхода к описанию ГНР на ядрах «генетически» связаны, т. е. описывают одно и то же явление — изменение свойств нуклона в ядерной среде, но на «разных языках». Безусловно одно — ядерное окружение заметно влияет на свойства нуклонов. Продвижение к пониманию природы этих эффектов происходит с двух сторон: со стороны ядерно-физических представлений и со стороны теоретико-полевых представлений о взаимодействии кварков и глюонов в адронах и ядрах.

В настоящем обзоре ГНР лептонов на ядрах рассматривается с позиций ядерной теории, поэтому обсудим здесь подробнее основные идеи такого типа подходов. Полагая, что мы имеем дело с изоскалярным ядром с зарядом $Z = A/2$ (главным образом, именно с такими ядрами мы будем иметь дело в дальнейшем: 2D , ${}^{12}C$, ${}^{56}Fe$), и исходя из вероятностной интерпретации партонной модели, можно для распределения кварков в ядре по доле продольного импульса написать соотношения

$$\begin{aligned} \frac{1}{A} q^A(x_N) &= \frac{M_A}{m} \int_0^1 dz \int_0^{y_{max}} dy q^N(z) f^{N/A}(y) \delta(x_N - zy) = \\ &= \frac{M_A}{m} \int_{x_N}^{y_{max}} \frac{dy}{y} q^N\left(\frac{x_N}{y}\right) f^{N/A}(y), \end{aligned} \quad (16)$$

где мы ввели переобозначение

$$\frac{1}{A} q^A(x_A) = \frac{1}{A} q^A\left(\frac{m}{M_A} x_N\right) \Rightarrow \frac{1}{A} q^A(x_N). \quad (17)$$

Множитель M_A/m в (16) возникает из-за различия в нормировках потоков в сечениях ГНР на ядре и нуклоне. В формуле (16) функция

$f^{N/A}(y)$ есть вероятность найти в ядре A нуклон N с долей продольного импульса ядра y , а δ -функция обеспечивает сохранение импульса. Кинематически разрешенная область определения функций $q^A(x_A) - 0 \leq x \leq 1$, при переопределении (17), переходит в $0 \leq x \leq y_{max} = M_A/m$. Далее, для краткости, переменную x_N будем обозначать просто x . Формально ПС типа (13)–(15) можно переписать в виде (обозначения очевидны)

$$\frac{1}{A} \langle q^A \rangle = \langle q^N \rangle \langle f^{N/A} \rangle, \quad \frac{1}{A} \langle x^A \rangle = \frac{m}{M_A} \langle x \rangle_N \langle y \rangle_{N/A}. \quad (18)$$

Откуда следуют условия нормировки для импульсного распределения нуклонов

$$\langle f^{N/A} \rangle = 1, \quad \frac{Am}{M_A} \langle y \rangle_{N/A} = 1. \quad (19)$$

В работах группы Ваградова [31–32] показано, что для расчета ядерных СФ необходим учет связности нуклонов (внемассовые эффекты), особенно вклад глубоколежащих квазиодночастичных уровней коллективной природы. Структурная функция $F(x)$ согласно (16) определяется выражениями

$$F_2^A(x) = \int_x^{y_{max}} dy F_2^N\left(\frac{x}{y}\right) f^{N/A}(y), \quad (20)$$

$$f^{N/A}(y) = \int d^4p S_A(p_0, p) \left(1 + \frac{p_3}{m}\right) \delta\left(y - \frac{pq}{mv}\right), \quad (21)$$

где $S_A(p_0, p)$ — «спектральная функция», которая зависит от импульса p и энергии нуклона p_0 . Очевидно, что функция распределения $f^{N/A}$ удовлетворяет условию нормировки на полный заряд (19). Закон сохранения импульса для ядра имеет вид

$$\begin{aligned} \int_0^{y_{max}} dy y f^{N/A}(y) &= \int d^4p S_A(p_0, p) \left(1 + \frac{p_3}{m}\right) \frac{p_0 + p_3}{m} = \\ &= 1 + \frac{\langle \varepsilon \rangle}{m} + \frac{\langle p_3^2 \rangle}{m^2}, \end{aligned} \quad (22)$$

где $p_0 = m + \varepsilon$ — энергия нуклона, на котором происходит процесс ГНР; ε — энергия отделения нуклона (здесь мы пренебрегли кинетической энергией тяжелого ядра-остатка в случае легчайших ядер, типа дейтрона, этот вклад должен быть учтен); $\langle \dots \rangle$ означает усреднение со спектральной функцией $S_A(p_0, p)$. Усредненные величины в правой части (22) зависят от выбора спектральной функции. Например, вычисление $\langle \varepsilon \rangle$ с учетом глубоких квазиодночастичных уровней дает [31, 33, 34]:

$$\langle \varepsilon \rangle \approx -40 \text{ МэВ}. \quad (23)$$

Для $\langle p_3^2 \rangle / m$ справедлива оценка: $\langle p_3^2 \rangle / m = \langle p^2 \rangle / 3m = (2/3) T_k$, где T_k — кинетическая энергия нуклонов ($T_k \approx 18$ МэВ). Подстановкой всех величин в выражения (19) и (22) убеждаемся, что $f^{N/A}$ определенная (21) с учетом немассовых эффектов, не удовлетворяет условию нормировки (19), причем масштаб этого нарушения 2—3 %.

Обнаруженное нарушение энергетических ПС является кажущимся. Речь может идти лишь о неполном описании ядра. Действительно, в этом описании существенный момент — сильная связность нуклонов в ядре ($\langle \epsilon \rangle_s \approx -40$ МэВ), а о самой связи, а о ее природе пока не было сказано ничего. В настоящее время общепринято, что NV -потенциал обусловлен обменом мезонами [35, 36]. Ядро, таким образом, есть система нуклонов и других виртуальных конститuentов ядра (мезонов), которые нужно учитывать в СФ ядра.

В партонной модели вклад мезонных степеней свободы в ядерные СФ может быть записан в виде

$$\delta F_2^M(x) = \sum_M \int_0^{y_{max}} dy F_2^M(x/y) f^{M/A}(y), \quad (24)$$

F_2^M — СФ мезона M ; $f^{M/A}$ — распределение мезонов M в ядре A по доле продольного импульса; суммирование в (24) по всем сортам мезонов. Поскольку мезоны не несут барионного заряда, то при учете мезонов нормировка ядерной СФ на полный заряд (18) остается без изменений. В энергетическом ПС появляется мезонная поправка (импульс ядра переносится всеми конститuentами) и (19) переходит в

$$\frac{Am}{M_A} [\langle y \rangle_{N/A} + \langle y \rangle_{M/A}] = 1, \quad (25)$$

$$\text{где } \langle y \rangle_{M/A} = \sum_M \int_0^{y_{max}} dy y f^{M/A}(y).$$

В ранних работах [37, 38 — 42] учет вклада мезонных степеней свободы при описании экспериментов по ГНР на ядрах по существу был феноменологическим, так как параметры моделей определялись из этих же экспериментов. Поэтому, хотя введение мезонных степеней свободы и позволяло восстановить (в принципе) энергетическое ПС, вопрос об абсолютном значении мезонных поправок к сечению ГНР и о их способности восстановить энергетическое ПС оставался в таком подходе открытым.

Качественный скачок в понимании роли ядерной структуры в ГНР сделан в работах [43, 44], где была установлена связь между эффектами немассовости нуклонов и мезонными поправками, непосредственно вычислен вклад мезонных токов в ядерную СФ, проанализированы ПС (18), (25). Этот подход будет рассмотрен в разд. 2.

В завершение этого раздела обсудим СФ ядра при больших значениях x . Рассмотренная выше нуклон-мезонная картина ядра определяет поведение СФ ядра в ограниченной области x ; от нуля до единицы и, быть может, чуть больше единицы из-за фермиевского

движения нуклонов внутри ядра. Однако из (4) следует, что в принципе, ядерные СФ определены в кинематической области $0 \leq x \leq A$. Исчерпывает ли ферми-движение нуклонов вклады в СФ при $x \geq 1$? Существуют ли другие источники высокоимпульсной компоненты? Исследование кумулятивных адрон-ядерных процессов [45, 46] дает указание на существование ненуклонной высокоимпульсной компоненты.

Если предположить, что в ядре помимо нуклонов и мезонов могут существовать кластеры с большим числом кварков [47—51], то СФ ядра можно представить в виде [48, 52]:

$$F_2^A(x) = \left[1 - \sum_k P_k \right] \bar{F}_2^A(x) + \sum_k P_k F_2^{(3kq)}(x/k), \quad (26)$$

где $\bar{F}_2^A(x)$ — структурная функция ядра с учетом всех степеней свободы (нуклонных, мезонных...), кроме многокварковых; P_k — вероятность найти в ядре конфигурацию из $3k$ кварков; $F_2^{(3kq)}$ — структурная функция $3k$ -кварковой конфигурации.

Поскольку механизм электромагнитного рассеяния лептонов хорошо известен, то эксперименты по ГНР лептонов на ядрах могут существенно уточнить наши знания о природе высокоимпульсной компоненты кварк-партоновой СФ ядер. Некоторые возможные эффекты в различных процессах ГНР, к которым может приводить существование мультикварковых конфигураций в ядрах, рассмотрены в разд. 4.

Конволюционная модель. Простой в использовании и интуитивно понятный подход, согласно которому ГНР на ядре рассматривается как некогерентное рассеяние на ядерных контитuentaх T (нуклоны, π -мезоны, Δ -изобары и др.), известен в литературе под названием «конволюционной модели» [19, 22, 53] (рис. 3):

$$F_2^A(x) = \sum_T \int_0^{y_{max}} dy F_2^T(x/y) f^{T/A}(y). \quad (27)$$

Конволюционное приближение, вообще говоря, неочевидно. Действительно, *a priori* нет причин отбрасывать неконволюционные вклады (см., например, рис. 4): большой q^2 «протекает» только через верхнюю вершину, и поэтому к нулю стремится только ξ^2 , но не $(\eta - \eta')^2$ и $(\xi - \xi')^2$. Однако в работах [19, 53] было показано, что конволюционная картина имеет динамическое обоснование и ГНР лептонов на ядрах может рассматриваться как сумма некогерентных рассеяний на составляющих ядерной мишени, а неконволюционными поправками высших твистов (рис. 4) можно пренебречь. Во всяком случае, здесь мы будем придерживаться именно такой точки зрения, хотя существуют и другие подходы [22, 53].

Для расчета графиков на рис. 4, а нам потребуются явные выражения амплитуд рассеяния виртуальных γ -квантов ядерными конститuentaми. Получить их можно, используя идеологию операторного разложения на световом конусе [54].

Адронный тензор $W_{\mu\nu}^T(p_T, q)$ связан с амплитудой виртуального комптоновского рассеяния $T_{\mu\nu}^T(p_T, q)$, которая является матричным элементом некоторого оператора $\hat{t}_{\mu\nu}^T(q)$ по состоянию мишени $|p_T\rangle$. Чтобы исследовать свойства этого оператора $\hat{t}_{\mu\nu}^T(q)$, запишем его

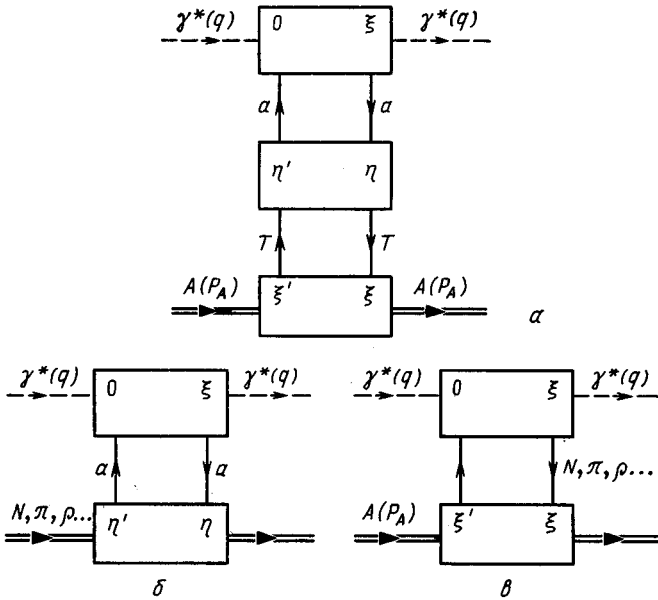


Рис. 3. Конволюционная модель ГНР на ядре:

a — две стадии конволюционной модели (ядро испускает конститuent T , который затем испускает партон a); *b* — СФ мишени в партонной модели; *с* — ГНР на ядре в конволюционной модели (верхний блок соответствует ГНР на ядерном конститuentе)

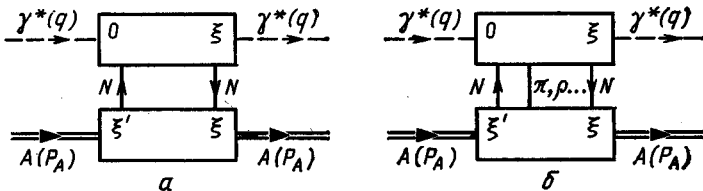


Рис. 4. Конволюционные (*a*) и неконволюционные (*b*) вклады в ГНР на ядре

выражение через коммутатор двух адронных токов [19, 22], которое получается из (2) с использованием условия полноты и законов сохранения в промежуточных состояниях $|X\rangle$:

$$\hat{t}_{\mu\nu}^T(q) = i \int d^4x e^{iqx} [J_\mu^T(x), J_\nu^T(0)]_- \quad (28)$$

Нуклонный оператор $\hat{t}_{\nu\mu}^T(q)$ усредняется по спину с волновой функцией ядра и поэтому зависит от спинорных индексов [43, 55, 56]. Операторное разложение позволяет представить $\hat{t}_{\mu\nu}^T(q)$ в виде квадратичной формы по нуклонным полям:

$$\hat{t}_{\mu\nu}^N(q) = \sum_n C_n(q^2) \frac{2^n q_{\mu 1} \dots q_{\mu n}}{(-q^2)^n} \{ \bar{N}(0) \gamma^{\mu 1} \overset{\leftrightarrow}{\partial}^{\mu 2} \dots \overset{\leftrightarrow}{\partial}^{\mu n} N(0) \}, \quad (29)$$

где $\{ \dots \}$ означает симметризацию и вычитание всех следов по $\mu_1 \dots \mu_n$ в соответствующих операторах. Коэффициенты разложения (29) связаны с неполяризованной амплитудой $T_{\mu\nu}^N(p, q)$:

$$\sum_n C_n(q^2) \frac{\omega^n}{m} = T_{\mu\nu}^N(p, q), \quad \omega = \frac{2pq}{-q^2}. \quad (30)$$

Выражение (29) получено в приближении ведущего твиста, и его спинорная структура ($\sim q_\alpha \gamma^\alpha$) совпадает с результатом работы [43] для поляризованного нуклона:

$$\langle N | \hat{t}_{\mu\nu}^N(q, s) | N \rangle = \frac{m}{E} T_{\mu\nu}^N(p, q) \frac{\bar{u} q_\alpha \gamma^\alpha u}{pq} m, \quad \bar{u}u = 1. \quad (31)$$

Переходя в (29) к импульсному представлению и подставляя (30), получаем:

$$\begin{aligned} \hat{t}_{\mu\nu}^N(q) = & \sum_s \int \frac{dp_1 dp_2}{(2\pi)^6} \sqrt{\frac{m^2}{E_1 E_2}} T_{\mu\nu}^N(p_2, q) \times \\ & \times \frac{m}{p_2 q} [a^+(p_1, s_1) \bar{u}(p_1, s_1) + d(p_1, s_1) \bar{v}(p_1, s_1)] \hat{q} [a(p_2, s_2) u(p_2, s_2) + \\ & + d^+(p_2, s_2) v(p_2, s_2)], \end{aligned} \quad (32)$$

где a и a^+ — операторы уничтожения и рождения нуклонов. Выражение для π -мезонов имеет вид

$$\hat{t}_{\mu\nu}^\pi = \int \frac{dk_1 dk_2}{(2\pi)^6} \sqrt{\frac{m^2}{\omega_1 \omega_2}} [b^+(k_1) b(k_2) + b^+(k_2) b(k_1)] T_{\mu\nu}^\pi(k_2, q). \quad (33)$$

Аналогичные формулы могут быть получены и для других мезонов.

2. МЕЗОННЫЕ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ И ФЕРМИ-ДВИЖЕНИЕ НУКЛОНОВ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЛЕПТОНОВ НА ЯДРАХ

Рассмотрим самосогласованный метод учета мезонных обменных токов в глубоконеупругом рассеянии лептонов ядрами. Самосогласованность понимается в том смысле, что одни и те же мезоны (со своими константами, характеризующими мезон-нуклонное взаимодействие) определяют как уравнение Шредингера с ОВЕ-потенциалом (например, в потенциале боннской группы [35] это π -, ω -, σ -, ... мезоны) для волновой функции ядра, так и основные характеристики

реакции ГНР: структурные функции, вклад МОТ, эффекты связанности, энергетическое ПС.

Нерелятивистская редукция уравнений движения мезон-нуклонной системы. Процедура нерелятивистской редукции системы уравнений взаимодействующих полей и выделение вклада мезонных обменных токов в различных упругих и квазиупругих процессах развивалась многими авторами [57, 58]. Несмотря на различие в подходах и используемых приближениях, конечные результаты оказываются близкими. Общий рецепт вычисления матричных элементов любого оператора \hat{O} по состояниям ядра следующий:

а) переход к нерелятивистскому пределу в уравнениях движения взаимодействующих мезонных и нуклонных полей и получение уравнения для определения волновой функции ядра;

б) представление ковариантного релятивистского выражения для оператора \hat{O} в терминах нуклонных и мезонных полей;

в) нерелятивистская редукция оператора \hat{O} и вычисление соответствующего матричного элемента.

В качестве примера рассмотрим метод, развитый в работе [59], для описания упругого и квазиупругого электрон-дейтронного рассеяния. Для простоты ограничимся учетом вклада псевдоскалярных изовекторных мезонов (π -мезонов), который принципиально важен для ГНР на дейтроне. Вычисления для других мезонов (векторных и скалярных) проводятся аналогичным образом. Классические уравнения движения взаимодействующих нуклонов с пионами имеют вид

$$(i\hat{\partial} - m) N(x) = ig\gamma_5 \Phi(x) N(x); \quad (34)$$

$$(\square + \mu_\pi^2) \Phi_i(x) = -ig\bar{N}(x) \gamma_5 \tau_i N(x), \quad (35)$$

где $N(x) = \begin{pmatrix} f(x) \\ \phi(x) \end{pmatrix}$ и $\Phi(x)$ — нуклонные и пионные поля соответственно [$\Phi(x) \equiv \tau_i \Phi^i(x)$, $i = 1, 2, 3$]; m и μ — соответствующие массы. Матричное уравнение (34) позволяет выразить малую компоненту $\Phi(x)$ дираковского биспинора $N(x)$ в терминах большой компоненты $f(x)$ в лидирующем порядке разложения по степеням $1/m$:

$$\Phi(x) = -\frac{i}{2m} (\sigma \cdot \partial + g\Phi(x)) f(x). \quad (36)$$

После исключения, с помощью нерелятивистского соотношения (36), в нуклонных спинорах $N(x)$ малых компонент $\Phi(x)$ приходим к уравнению движения для больших компонент $f(x)$:

$$if(x) = -\frac{\Delta}{2m} f(x) + ig(\sigma \cdot \partial \Phi(x)) f(x) + \frac{g^2}{4m^2} \Phi^2(x) f(x), \quad (37)$$

которое, в принципе, определяет нерелятивистский гамильтониан системы. Функции $f(x)$ не имеют вероятностной интерпретации [60] из-за нарушения условий нормировки и правил сумм для барион-

ного заряда, которые должны выполняться, если мы хотим интерпретировать $f(x)$ как каноническое поле. Действительно, ковариантное выражение для сохраняющихся барионного числа и изоспина мезон-нуклонной системы имеет вид

$$Q^\alpha = Q_N^\alpha + Q_\pi^\alpha = \int d^3x N^+(x) \tau^\alpha N(x) + \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \cdot \int d^3x \Phi^\beta(x) \Phi^\gamma(x), \quad (38)$$

где $\alpha = 0, 1, 2, 3$; $\tau^0 = \hat{I}$ и $\varepsilon_{0ik} = 0$. Согласно уравнению (36) нуклонный вклад Q_N^α должен быть переписан в виде

$$\begin{aligned} Q_N^\alpha = \int d^3x [f^+(x) \tau^\alpha f(x) + \phi(x) \tau^\alpha \phi(x)] = \int d^3x \{ f^+(x) \tau^\alpha f(x) + \\ + \frac{1}{4m^2} [f^+(x) \overleftrightarrow{(\sigma\partial)} \tau^\alpha \overleftrightarrow{(\sigma\partial)} f(x) + g\Phi(x) f^+(x) (\overleftrightarrow{(\sigma\partial)} \tau^\alpha + \tau^\alpha \overleftrightarrow{(\sigma\partial)}) + \\ + g^2 f^+(x) f(x) \Phi(x) \Phi(x)] \}, \quad (39) \end{aligned}$$

тогда как в нерелятивистском случае Q_N^α должен выражаться только первым членом в (39). Поэтому мы переопределим $f(x)$ в терминах нового поля:

$$\psi(x) = (\hat{I} + \hat{F}) f(x), \quad (40)$$

которое должно удовлетворять обычному условию нормировки для канонических вторично-квантованных полей:

$$Q_N^\alpha = \int d^3x \psi^+(x) \tau^\alpha \psi(x). \quad (41)$$

Условие (41) определяет оператор \hat{F} , и мы непосредственным вычислением находим

$$\hat{F} = -\frac{\Delta}{8m^2} - \frac{g}{4m^2} \sigma \cdot \partial \Phi(x) + \frac{g^2}{8m^2} \Phi^2(x). \quad (42)$$

Уравнение движения для $f(x)$ (37) и определения $\psi(x)$ согласно (40) и (42) приводят к уравнению движения для поля $\psi(x)$, которое в лидирующем порядке разложения по степеням оператора \hat{F} совпадает с уравнением Шредингера с потенциалом Юкавы:

$$i\dot{\psi}(x) = -\frac{\Delta}{2m} \psi(x) - \frac{g^2}{4m^2} \int d^3y \partial_x Y(x-y) \partial_y (\psi^+(y) \tau_i \sigma \psi(y)) \tau^i \sigma \psi(x), \quad (43)$$

где одновременная функция Грина $Y(x-y)$ определяется из (35) с условием отсутствия пионных полей в начальном и конечном состоянии:

$$Y(x) = \frac{\exp(-\mu_\pi x)}{4\pi x}. \quad (44)$$

В представлении вторичного квантования $\psi^+(x)$ и $\psi(x)$ в (43) являются операторами рождения и уничтожения нуклонов [в отличие от точных релятивистских уравнений (34), (35), здесь антинуклоны отсутствуют], и с их помощью можно получить любое многонуклонное состояние. Аналогичные операторы (релятивистские) рождения и уничтожения существуют и для мезонных полей. До сих пор мы нигде не конкретизировали то, какое ядро рассматривается. Так что все вышесказанное относится в равной степени ко всем ядрам. При этом обобщение на случай изоскалярных, скалярных и векторных мезонов проводится аналогично. Чтобы определить основное состояние ядра $|A\rangle$, нам нужен, в первую очередь, нерелятивистский гамильтониан системы $H = H_0 + H_{int}$. Используя известные ковариантные выражения и соотношения (36), (40) и (42), мы получаем требуемый гамильтониан:

$$H_0^\pi = \frac{1}{2} \int d^3x \{ \partial \Phi^i(x) \partial \Phi^i(x) + \dot{\Phi}^i(x) \dot{\Phi}^i(x) + \mu_\pi^2 \Phi^i(x) \Phi^i(x) \};$$

$$H_0^N + H_{int} = \int d^3x \left\{ \frac{1}{2m} \partial \psi^+(x) \partial \psi(x) + m \psi^+(x) \psi(x) \right\} -$$

$$- \int d^3x \left\{ \frac{g}{2m} \psi^+(x) (\sigma \partial \Phi(x)) \psi(x) + \frac{g^2}{2m} \psi^+(x) \psi(x) \Phi^2(x) \right\}. \quad (45)$$

Отметим, что для этого гамильтониана фокковский вакуум является истинным и что этот гамильтониан коммутирует с оператором числа пионов. Вследствие этого физические мезоны совпадают (в нашей модели) со свободными, и мы можем разложить $|A\rangle$ по собственным векторам оператора числа пионов (метод Тамма — Данкова). Соответствующие коэффициенты разложения являются волновыми функциями, определяющими амплитуду вероятности найти в ядре A «голых» нуклонов (без пионной «шубы») и некоторое число π -мезонов [61]:

$$|A\rangle = \sqrt{1-Z} \alpha_0^A |N_1 N_2 \dots N_A\rangle + \alpha_1^A |N_1 N_2 \dots N_A M\rangle +$$

$$+ \alpha_2^A |N_1 N_2 \dots N_A M M\rangle + \dots, \quad (46)$$

где константа перенормировки Z определяется из условия $\langle A | A \rangle = 1$, а коэффициенты разложения α_i^A в (46) — из уравнения

$$(H_0 + H_{int}) |A\rangle = M_A |A\rangle, \quad (47)$$

где H_{int} — обычный нерелятивистский гамильтониан мезон-нуклонного взаимодействия; M_A — масса ядра. Проектируя (47) на различные фокковские состояния (46), можно, в принципе, найти явный вид волновых функций α_i^A . В случае $A = 2$ (дейтрон) для нахождения α_i^A не нужно делать никаких дополнительных допущений. При этом α_0^D удовлетворяет уравнению Шредингера с потенциалом однобозонного

обмена, а $\alpha_{1,2}^D$ являются функциями α_0^D и матричных элементов H_{int} :

$$(2E - M_D)\alpha_0 + |\langle NN\pi | H_{\text{int}} | NN \rangle|^2 \alpha_0 / \Delta_1 = 0;$$

$$\alpha_1 = \langle NN\pi | H_{\text{int}} | NN \rangle \alpha_0 / \Delta_1 + O(g^3);$$

$$\alpha_2 = \langle NN\pi\pi | H_{\text{int}} | NN\pi \rangle \langle NN\pi | H_{\text{int}} | NN \rangle \alpha_0 / \Delta_2 + O(g^3), \quad (48)$$

где

$$\Delta_1 = M_D - E_1 - E_2 - \omega, \quad \Delta_2 = M_D - E_1 - E_2 - \omega_1 - \omega_2;$$

$$E = m + p^2/2m; \quad \omega = \sqrt{\mu_\pi^2 + k^2}. \quad (49)$$

В дальнейшем мы связываем функцию α_0 с обычной волновой функцией дейтрона $\Psi_D(p)$, являющейся решением уравнения Шредингера с реалистическим мезонообменным NN -потенциалом (например, ОВЕ-потенциалом боннской группы). Тогда матричные элементы операторов, относящихся к реакциям ГНР, будут полностью определяться параметрами соответствующих мезонов (константы связи, массы, вершинные формфакторы). Для случая более тяжелых ядер при построении многочастичных волновых функций α_i^A неизбежно применение приближенных методов. Действительно, нуклонная волновая функция α_0^A удовлетворяет многочастичному уравнению Шредингера с нерелятивистским двухчастичным потенциалом мезонного обмена:

$$\left(Am - M_A + \sum_{i=1}^A T_i \right) \alpha_0^A + \frac{1}{2} \sum_M \sum_{i,j} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} V_M(k) \alpha_0^A (\dots p_i + k, \dots p_j - k, \dots) = 0, \quad (50)$$

где T_i — одночастичная кинетическая энергия; $V_M(k)$ — мезонообменный NN -потенциал. Для решения уравнения (50) можно использовать приближение Хартри. Тогда, аналогично дейтронному случаю, функции $\alpha_{1,2}^{AH}$ выражаются через α_0^{AH} и матричные элементы H_{int} , а сама α_0^{AH} представляет собой произведение одночастичных функций, уравнения для которых получаются из (50) итерированием. Таким образом, оказывается возможным в одинаковых предположениях описать как структуру ядра, так и ГНР на этом ядре.

Амплитуда ГНР на ядре с учетом мезонных обменных токов. Напомним, что основной величиной, измеряемой в реакциях ГНР, является ядерный тензор $W_{\mu\nu}^A$, который связан оптической теоремой с мнимой частью амплитуды упругого рассеяния вперед $T_{\mu\nu}^A$ виртуального γ -кванта ядром-мишенью (5), которая, в свою очередь, является матричным элементом некоторого оператора $\hat{t}_{\mu\nu}^A$ по основному состоянию ядра. Явное выражение полного оператора $\hat{t}_{\mu\nu}^A$ для системы взаимодействующих полей, строго говоря, неизвестно. Получить его можно, воспользовавшись связью $W_{\mu\nu}^A$ с тензором энергии-

импульса:

$$\int F_2(x) dx = \frac{1}{m} \langle A | \Theta_{\lambda\lambda} | A \rangle, \quad (51)$$

где $F_2(x) = -xg^{\mu\nu}W_{\mu\nu}m$, а $\Theta_{\lambda\lambda}$ — след тензора энергии-импульса, который для системы взаимодействующих спинорных скалярных и векторных полей (соответственно ψ , ϕ и V^α) имеет вид [62]:

$$\Theta_{\lambda\lambda} = m\bar{\psi}\psi + \mu^2\phi\phi + M^2V_\alpha V^\alpha, \quad (52)$$

т. е. представляет собой сумму, диагональную по всем полям, в которой каждое слагаемое есть $\Theta_{\lambda\lambda}$ соответствующего поля. Очевидно, что соотношение (51) справедливо и для свободных полей. Таким образом, в нашем случае оператор $\hat{t}_{\mu\nu}^A$ можно написать как сумму операторов: $\hat{t}_{\mu\nu}^A = \hat{t}_{\mu\nu}^N + \sum_M \hat{t}_{\mu\nu}^M$, описывающих комптоновское рассеяние на нуклоне и мезонах соответственно:

$$\left. \begin{aligned} \langle A | \hat{t}_{\mu\nu}^A | A \rangle &= \frac{m}{M_A} T_{\mu\nu}^A(p_A, q); \\ \langle N | \hat{t}_{\mu\nu}^N | N \rangle &= \frac{m}{E} T_{\mu\nu}^N(p, q); \\ \langle m | \hat{t}_{\mu\nu}^M | M \rangle &= \frac{m}{\omega} T_{\mu\nu}^M(k, q). \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

Нормировка в (53) выбрана так, чтобы адронные тензоры имели одинаковые размерности. Релятивистские выражения для операторов $\hat{t}_{\mu\nu}^{N,M}$ определены формулами (32), (33). Нерелятивистская редукция оператора $\hat{t}_{\mu\nu}^N$ в форме (29) согласно вышеуказанной процедуре дает

$$\begin{aligned} \hat{t}_{\mu\nu}^N(q) &= \sum_n C_n(q^2) \frac{2^n q_0 q_{\mu_2} \dots q_{\mu_n}}{(-q^2)^n} \times \\ &\times \left\{ \psi^+(0) \left[\frac{\leftrightarrow{\mu_2}}{\partial} \dots \frac{\leftrightarrow{\mu_n}}{\partial} - \frac{\leftrightarrow{\partial_z}}{2m} \frac{\leftrightarrow{\mu_2}}{\partial} \dots \frac{\leftrightarrow{\mu_n}}{\partial} + \right. \right. \\ &+ \frac{g^2}{8m^2} (2\Phi(0) \frac{\leftrightarrow{\mu_2}}{\partial} \dots \frac{\leftrightarrow{\mu_n}}{\partial} \Phi(0) - \\ &- \Phi^2(0) \frac{\leftrightarrow{\mu_2}}{\partial} \dots \frac{\leftrightarrow{\mu_n}}{\partial} - \frac{\leftrightarrow{\mu_2}}{\partial} \dots \frac{\leftrightarrow{\mu_n}}{\partial} \Phi^2(0)) + \\ &\left. + \frac{ig\sigma_z}{2m} (\Phi(0) \frac{\leftrightarrow{\mu_2}}{\partial} \dots \frac{\leftrightarrow{\mu_n}}{\partial} - \frac{\leftrightarrow{\mu_2}}{\partial} \dots \frac{\leftrightarrow{\mu_n}}{\partial} \Phi(0)) \right] \psi(0) \Big\}, \quad (54) \end{aligned}$$

где использовано обычное в ГНР приближение: $q_\alpha \gamma^\alpha \approx q^0 (\gamma_0 + \gamma_z)$, а ось Z выбрана против направления вектора q . В нашем случае два последних слагаемых не дают вклада в матричный элемент (53) и поэтому в дальнейшем опускаются. Подставляя (30) в (54), получа-

ем явное выражение для нерелятивистского оператора $\hat{t}_{\mu\nu}^N(q)$:

$$\hat{t}_{\mu\nu}^N(q) = \int \frac{d^3p_1 d^3p_2}{(2\pi)^6} \frac{m}{p_{20} + p_{2z}} (1 + p_{2z}/m) T_{\mu\nu}^N(p_2, q) \times \\ \times \{a_{\sigma}^{\dagger}(p_1) \chi_{\sigma}^{\dagger} a_{\rho}(p_2) \chi_{\rho}\}, \quad (55)$$

где $a_{\sigma, \rho}^{\dagger}$ ($a_{\sigma, \rho}$) — операторы рождения (уничтожения) нуклона; σ, ρ — спин-изоспиновые индексы; $\chi_{\sigma, \rho}$ — спин-изоспиновые функции. Для пионного оператора $\hat{t}_{\mu\nu}^{\pi}(q)$ сохраняется релятивистская форма (33). Из формул (33), (46), (53), (55) можно получить амплитуду $T_{\mu\nu}^A$ во втором порядке по константе g :

$$T_{\mu\nu}^A = \frac{M_A}{m} (\langle AN | \alpha_0^{\dagger} \hat{t}_{\mu\nu}^N(q) \alpha_0 | AN \rangle - Z \langle AN | \alpha_0^{\dagger} \hat{t}_{\mu\nu}^N(q) \alpha_0 | AN \rangle + \\ + \langle AN | \alpha_1^{\dagger} \hat{t}_{\mu\nu}^N(q) \alpha_1 | AN \rangle + \langle ANM | \alpha_1^{\dagger} \hat{t}_{\mu\nu}^M(q) \alpha_1 | ANM \rangle + \\ + \langle ANMM | \alpha_2^{\dagger} \hat{t}_{\mu\nu}^M(q) \alpha_0 | AN \rangle + \langle AN | \alpha_0^{\dagger} \hat{t}_{\mu\nu}^M(q) \alpha_2 | ANMM \rangle); \quad (56) \\ (|AN \dots\rangle \equiv |N_1 N_2 \dots N_A \dots\rangle),$$

где различные слагаемые соответствуют нерелятивистским диаграммам на рис. 5: a — импульсное приближение (ИП), b — перенормиро-

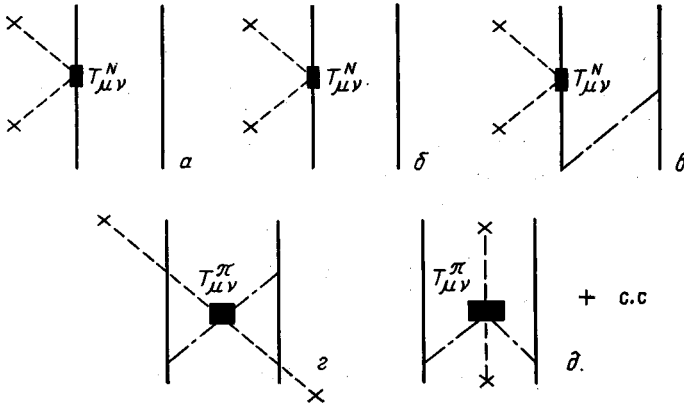


Рис. 5. Нерелятивистские диаграммы комptonовского рассеяния виртуального фотона на ядре

вка волновой функции, e — отдача, z — d — обменные диаграммы. Теперь мы можем вычислить вклад различных диаграмм в ядерный тензор $W_{\mu\nu}$. В формулах (33) и (56) пока не определены «элементарные» амплитуды $T_{\mu\nu}^{N(M)}$ комptonовского рассеяния γ -кванта на связанных нуклонах и виртуальных мезонах. В дальнейшем примем, что мнимые части этих амплитуд, которые являются соответствующими «элементарными» адронными тензорами $W_{\mu\nu}$, несущественно отличаются от свободных и будут браться из эксперимента. При самосо-

гласованном описании матричные элементы в (56) определяются параметрами мезонов (константами связи, массами, вершинными формфакторами), генерирующих NN -потенциал в уравнениях (49), (50). К тому же, как обычно в нерелятивистском подходе, мы пренебрегаем членами типа собственно энергетических [63, 64] и в выражениях (49), (50), (56) учитываем только обменные вклады.

Импульсное приближение в ГНР лептонов на ядрах. Вместо тензоров $W_{\mu\nu}$ более удобно использовать непосредственно измеряемые на опыте структурные функции $F_{1,2}^A(x)$. Основной вклад в (56) дает диаграмма (ИП) на рис. 5, а. Напомним, что стандартное вычисление ядерной структурной функции в ИП дает неправильное поведение во всей области изменения кинематической переменной x [9, 10, 65]. Модернизация ИП состоит в корректном учете связанности нуклонов. Тогда, предполагая существование в ядрах глубоколежащих квазиодночастичных уровней, удается удовлетворительно описать ядерные СФ в области средних x [31, 33] ($x \geq 0,3$). Наиболее точно вклад ИП вычисляется в случае простейшего ядра — дейтрона:

$$F_2^{N/D}(x_D) = 2 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{3} \sum_M |\Psi_D^M(p)|^2 \left(1 + \frac{p_z}{m}\right) F_2\left(\frac{mx}{p_0 + p_z}\right), \quad (57)$$

где для удобства мы вместо дейтронной волновой функции α_0 ввели новое, более привычное обозначение Ψ_D^M (M — проекция полного момента дейтрона); эффекты немассовости нуклонов учитываются в $p_0 = M_D - E$ и p_z . В случае более тяжелых ядер для построения многочастичных волновых функций используем ПХ, в котором явное выражение для СФ $F_2^{N/A}$ имеет вид

$$F_2^{N/A}(x_A) = \sum_\lambda \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{3} |\Psi_\lambda^A(p)|^2 \left(1 + \frac{p_z}{m}\right) F_2\left(\frac{mx}{p_{\lambda 0} + p_z}\right), \quad (58)$$

где Ψ_λ^A — одночастичные волновые функции ядра (λ нумерует состояние). По определению модели, $p_{\lambda 0} = m + \varepsilon_\lambda$, где ε_λ — энергия одночастичного состояния. Отметим, что полученные выражения (57), (58) отличаются от соответствующей формулы [31, 33] на фактор $(1 + p_z/m)$, который в рассматриваемом подходе появляется автоматически вследствие нерелятивистской редукции оператора $\hat{t}_{\mu\nu}^N$ [см. (54)]. Необходимость включения этого фактора в расчетах $F_2^A(x)$ обсуждалась в работе [66], а также в [43, 54—56, 67]. Этот фактор не меняет нормировку функции Ψ^A и, следовательно, не нарушает закон сохранения барионного заряда, однако его включение несколько уменьшает глубину «кармана» при средних x в отношении $R^{A/D}$ СФ тяжелого ядра и дейтрона [34, 67, 68]. Формулы (57), (58) можно

переписать в конволюционной форме:

$$\frac{1}{A} F_2^{N/A}(x) = \int_z^{M_A/m} d\xi F_2^N\left(\frac{x}{\xi}\right) f^{N/A}(\xi), \quad (59)$$

где функция $f^{N/A}(\xi)$ имеет смысл вероятности распределения нуклонов в ядре с долей импульса x :

$$f^{N/D}(\xi) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{3} \sum_M |\Psi_D^M(p)|^2 \left(1 + \frac{p_z}{m}\right) \delta\left(\xi - \left(\frac{p_0 + p_z}{m}\right)\right), \quad (60)$$

$$f^{N/A}(\xi) = \frac{1}{A} \sum_\lambda \frac{d^3p}{(2\pi)^3} |\Psi_\lambda^A(p)|^2 \left(1 + \frac{p_z}{m}\right) \delta\left(\xi - \frac{p_{\lambda 0} + p_z}{m}\right).$$

Теперь можно определить средний импульс, уносимый кварками в ядре, и сравнить его с соответствующим импульсом ГНР на нуклоне. Из (60) получаем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{2m \int_0^1 dx F_2^{N/D}(x)}{M_D \int_0^1 dx F_{2N}(x)} &= \frac{2m \langle \xi \rangle}{M_D}; \\ \langle \xi \rangle &\equiv \int f_{N/D}(\xi) \xi d\xi \approx 1 + \frac{\varepsilon_D}{m} - \frac{\langle p^2 \rangle}{6m^2} \leq 1; \\ \frac{Am \int_0^1 dx F_2^{N/A}(x)}{M_A \int_0^1 dx F_{2N}(x)} &= \frac{Am \langle \xi \rangle}{M_A}; \\ \xi &\equiv \int f_{N/A}(\xi) \xi d\xi \approx 1 + \frac{\langle \varepsilon \rangle}{m} - \frac{\langle 2T \rangle}{3m} \leq 1, \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

где усреднение ведется по основному состоянию ядра-мишени; ε_D — энергия связи дейтрона; $\langle \varepsilon \rangle = (1/A) \sum \langle \varepsilon_\lambda \rangle = \langle V \rangle + \langle T \rangle$ (V , T — потенциальная и кинетическая энергии нуклона в ядре). Из формул (61) видно, что учет немассовости нуклонов в ядре приводит к тому, что средний импульс, уносимый кварками в ядерном нуклоне, меньше, чем в свободном. В «нуклон-мезонной» модели ядра мезоны, обеспечивающие связанность ядра, также уносят определенную долю импульса. Для определения этой доли импульса и сравнения ее с недостающим импульсом в (61) необходимо вычислить мезонные поправки к импульсному приближению (диаграммы b — d на рис. 5).

Мезонные токи в ГНР лептонов на ядрах.

Диаграммы b и c на рис. 5 в литературе принято называть диаграммами перенормировки и отдачи. Их явный вид дан в работе [54], там же проведена оценка суммарного вклада этих графиков в дейтронные ПС. Далее мы будем пренебрегать поправками от этих

диаграмм, поскольку, с одной стороны, их суммарный вклад в ПС (61) пропорционален g^4 , а наше рассмотрение ограничено поправками до g^2 . С другой — анализ их вклада в упругие и квазиупругие процессы, выполненный разными авторами [59, 69, 70], показал, что он либо точно равен нулю (диаграммы «сокращаются»), либо исчезает в пределе малых передач импульса. Оставшиеся диаграммы (рис. 5, ε , ϑ) обусловлены мезонными токами (МТ) и носят обменный характер:

$$\frac{1}{2} F_2^{M/D} = \int_x^{M_D/m} d\eta f_\mu(\eta) F_2^\mu(x/\eta);$$

$$f_\pi(\eta) = \frac{g^2}{2m^2} \int \frac{d^3 p_1 d^3 p_2}{(2\pi)^6} \frac{1}{3\Omega^4} \sum_M \Psi_D^{M+}(p_1) (\sigma_1 \cdot \mathbf{k}) (\sigma_2 \cdot \mathbf{k}) (\tau_1 \cdot \tau_2) \Psi_D^M(p_2) \times \\ \times (k_0 + k_z) \delta(\eta - (k_0 + k_z)/m) \Theta(k_0 + k_z) \equiv \\ \equiv \int d^3 k n_\pi(k) (k_0 + k_z) / \Omega \delta(\eta - (k_0 + k_z)/m); \quad (62)$$

$$\left. \begin{aligned} f_\sigma(\eta) &= 2g_\sigma^2 \int \frac{d^3 p_1 d^3 p_2}{(2\pi)^6} \frac{1}{3\Omega_\sigma^4} \sum_M \Psi_D^{M+}(p_1) \Psi_D^M(p_2) \times \\ &\times (k_0 + k_z) \delta(\eta - (k_0 + k_z)/m) \Theta(k_0 + k_z); \\ f_\omega(\eta) &= -2g_\omega^2 \int \frac{d^3 p_1 d^3 p_2}{(2\pi)^6} \frac{1}{3\Omega_\omega^4} \sum_M \Psi_D^{M+}(p_1) \Psi_D^M(p_2) \times \\ &\times (k_0 + k_z) \delta(\eta - (k_0 + k_z)/m) \Theta(k_0 + k_z), \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

где p_1, p_2 — переменные интегрирования, имеющие смысл импульса нуклона до взаимодействия и после; $k = p_1 + p_2$ — импульс мезона; $\Omega^2 = (k_0^2 - \omega_\mu^2)$, $\mu = \pi, \omega, \sigma$. При вычислениях мезонных поправок к ГНР на более тяжелом ядре следует выбрать конкретный мезоно-обменный NN -потенциал, т. е. набор мезонов, которые будут в дальнейшем приняты в рассмотрение. Этим ядерный случай принципиально отличается от дейтронного, где мезоны должны определять обычный однобозонный NN -потенциал. Наиболее подходящим для нашей цели является обобщенный ОВЕ-потенциал Миллера — Грина [71] (МГ), который далее и будет использоваться. Этот потенциал по форме является обычным потенциалом однобозонного обмена и включает скалярные σ - и ε -, векторный изоскалярный ω - и векторный ρ -мезоны. Параметры ε - и ω -мезонов таковы, что их вклады в статический потенциал сокращаются, а вкладом ρ -мезона при описании сферических ядер можно пренебречь. Отметим, что параметры потенциала МГ выбраны так, чтобы описать основные свойства сферических ядер в ПХ, вследствие чего (а также из-за отсутствия ρ -мезона, который в этом приближении не дает вклада в одночастичный потенциал для сферических ядер) этот потенциал не является реалистичским NN -потенциалом, т. е. не описывает NN -рассея-

ние и свойства дейтрона. Аргументом в пользу такой модификации может служить наблюдение, что NN -взаимодействия в пустоте и среде (ядре) различны, кроме того, возможно, что такая параметризация эффективно учитывает нуклонные корреляции, которые явно исключаются в ПХ. Для сравнения мы также приведем результаты расчетов с реалистическим боннским потенциалом (σ - и ω -мезоны). Вклад скалярных мезонов в структурную функцию ядра в ПХ имеет вид (см. также [72, 73]):

$$F_2^s(x) = 2g_s^2 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} F_2^M(mx/k_3) k_3/\omega_s^4 \rho(r_1) \rho(r_2) e^{ik(r_1-r_2)} dr_1 dr_2, \quad (64)$$

где $\omega = k^2 + \mu_s^2$; $\rho(r)$ — обычная скалярная ядерная плотность. С принятой в наших вычислениях точностью ($\sim g^2$) вклад векторных мезонов определяется формулой, аналогичной (64). Закон сохранения полного импульса, уносимого кварками и глюонами в ядре (для краткости мы опять приводим формулы только для дейтрона), теперь принимает вид

$$\langle x_q \rangle_D = \frac{2m}{M_D} \{ \langle x_q \rangle_N \langle \xi \rangle + \langle x_q \rangle_\pi \langle \eta_\pi \rangle + \langle x_q \rangle_\sigma \langle \eta_\sigma \rangle + \langle x_q \rangle_\omega \langle \eta_\omega \rangle + \dots \};$$

$$\langle x_g \rangle_D = \frac{2m}{M_D} \{ \langle x_g \rangle_N \langle \xi \rangle + \langle x_g \rangle_\pi \langle \eta_\pi \rangle + \langle x_g \rangle_\sigma \langle \eta_\sigma \rangle + \langle x_g \rangle_\omega \langle \eta_\omega \rangle + \dots \}, \quad (65)$$

где смысл введенных обозначений очевиден. Складывая правые и левые части (65) и используя равенство $2m/M_D \approx 1 - \langle \epsilon \rangle / 2m$, получаем правило сумм для средних значений импульсов конститuentов дейтрона:

$$1 = 1 + \delta_N + \langle \eta_\pi \rangle + \langle \eta_\sigma \rangle + \langle \eta_\omega \rangle + \dots; \quad \delta_N = \frac{\langle \epsilon \rangle}{2m} - \frac{\langle p^2 \rangle}{6m^2}. \quad (66)$$

Посмотрим, как выполняется (66) в нашем случае. Для примера положим, что в дейтроне есть только пионы. Тогда вместо (66) мы должны получить равенство: $\langle \delta_N \rangle = -\langle \eta_\pi \rangle$, где согласно (63):

$$\langle \eta_\pi \rangle = \frac{g^2}{2m^2} \int \frac{d^3p_1 d^3p^2}{(2\pi)^6} \frac{1}{3\Omega^4} \sum_M \Psi_D^{M+}(p_1) (\sigma_1 \cdot k) (\sigma_2 \cdot k) (\tau_1 \cdot \tau_2) \times$$

$$\times \Psi_D^M(p_2) (k_0 + k_z)^2 / m \Theta(k_0 + k_3). \quad (67)$$

Действительно, принимая во внимание, что $-g^2 (\sigma_1 k) (\sigma_2 k) \times (\tau_1 \tau_2) / 4m^2 \omega^2$ в точности есть потенциал $V(k)$ пион-нуклонного взаимодействия [74], и используя соотношения

$$V(k) k^2 / \omega^2 = V(k) \left(1 - \frac{\mu_\pi^2}{\omega^2} \right) = \left(1 - \frac{1}{2} k \frac{d}{dk} \right) V(k) \quad (68)$$

и $k_z^2 \sim k^2/3$ в статическом пределе ($k_0 \approx 0$, $\Omega^2 \cong \omega^2$), мы можем переписать (67) в координатном представлении:

$$\langle \eta_\pi \rangle = -\frac{1}{3m} \int d^3r \frac{1}{3} \Psi_D^{M+}(r) \left\{ \frac{3}{2} V(r) + \frac{1}{2} r \frac{dV(r)}{dr} \right\} \Psi_D^M(r). \quad (69)$$

Затем согласно теореме о вириале: $\langle rdV(r)/dr \rangle = \langle 2T \rangle$ получаем

$$\langle \eta_\pi \rangle = -\frac{1}{3m} \left(\frac{3}{2} \langle V \rangle + \langle T \rangle \right), \quad (70)$$

где T — кинетическая энергия нуклона в дейтроне. Подставляя $\langle V \rangle = \langle \epsilon \rangle - \langle T \rangle$ в (70), мы убеждаемся, что

$$\delta_N = -\langle \eta_\pi \rangle, \quad (71)$$

т. е. правило сумм выполняется в точности. Можно показать, что (71) выполняется и для остальных мезонов [для скалярных мезонов соотношение (71) получено в работе [43]], только для каждого из них в теореме вириала будет фигурировать соответствующая часть потенциала, и в сумме мы опять получим (71). Для ядра с $A \geq 2$ рассмотрение проводится аналогично [43, 75] и равенство (71) также имеет место. Отметим здесь только то, что определение мезонных вкладов в ядерную структурную функцию на основе (51), (52) и (64) содержит некоторый произвол, так как соотношение (51) является интегральным. Так, при рассмотрении ГНР на ядре в рамках модели Валечки [72] было показано, что вклад векторных полей, помимо (64), может содержать и другие поправки. Однако при анализе ПС (71) эти поправки в точности сокращаются, и интегрально (64) совпадает с результатом работы [72] для векторных мезонов. Таким образом, в статическом пределе учет мезонообменных поправок к структурным функциям в ГНР полностью восстанавливает энергетическое ПС, нарушенное в ИП связанностью нуклонов. В реальном случае ($k_0 \neq 0$) это может быть и не так. Отметим также, что формула (71) получена в предположении, что g — константа.

На рис. 6 приведены результаты расчета отношения $R^{D/N}(x)$ структурной функции дейтрона и структурной функции изоскалярного нуклона. Кривая 1 соответствует импульсному приближению, кривая 2 — расчету со структурной функцией дейтрона по формулам (57) и (62), (63). Волновая функция дейтрона определялась решением уравнения Шредингера с боннским потенциалом [35]; параметры, определяющие вклад ρ -, ω - и σ -мезонов в мезонообменных диаграммах, взяты теми же самыми, что и в определении NN -потенциала. Таким образом, задача в целом самосогласована. Небольшое нарушение самосогласованности имеет общий характер и состоит в том, что основные диаграммы ГНР, а также уравнение Шредингера для функции Ψ_D получены в приближении до g^2 , однако волновая функция Ψ_D в (57), (63) фактически содержит все степени g . Кроме того, в реалистических NN -потенциалах используются феноменологические мезон-нуклонные вершинные формфакторы, т. е. $g^2 \Rightarrow g^2 \Lambda^2 / (\Lambda^2 + k^2)$. Таким образом, уже вклад диаграммы ИП зависит от Λ . Поэтому и в обменных диаграммах ее нужно также учитывать. Эти обстоятельства могут нарушать соотношение (71).

Из рис. 6, а видно, что качественное поведение отношения $R^{D/N}$ такое же, как и для тяжелых ядер, однако глубина минимума при

$x \sim 0,6$ здесь значительно меньше из-за сравнительной слабости ядерных эффектов в дейтроне. Основной вклад в СФ дают диаграммы с обменом π -мезонами (см. рис. 6, б). Вклад более тяжелых мезонов подавлен их большими массами, которые фигурируют в соответствующих пропагаторах, и эффектами скалярной (σ -мезон) и векторной

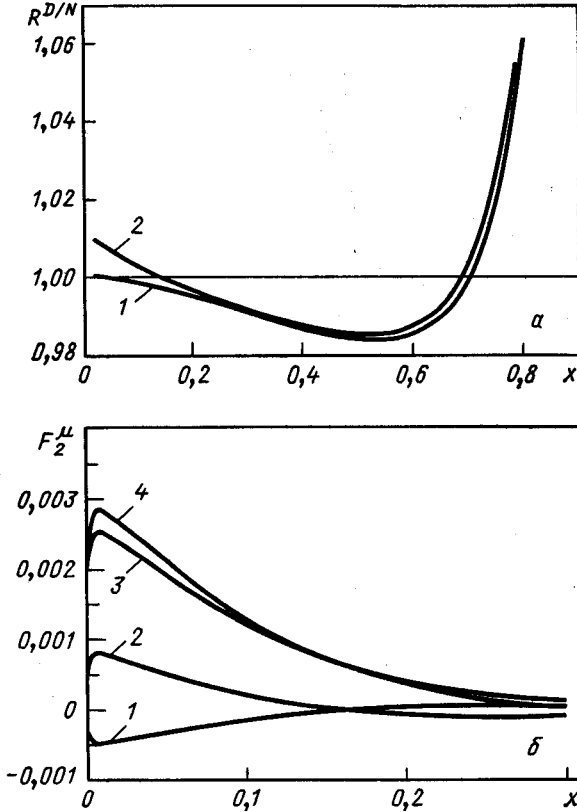


Рис. 6. Вклад мезонных обменных токов в СФ дейтрона:

a — отношение СФ дейтрона и свободного изоскалярного нуклона; 1 — импульсное приближение; 2 — импульсное приближение с учетом МОТ; б — абсолютные вклады мезонных токов в СФ дейтрона: 1—3 вклады ω -, σ -, π -мезонов соответственно; 4 — суммарный вклад всех мезонов

(ω -мезон) связи. Численный расчет правила сумм (66) для дейтрона дал следующий результат: $\delta_N = -0,0036$, а суммарный вклад всех мезонов $-\sum \langle \eta_\mu \rangle \approx 0,0022$. Таким образом, видно, что численно мезонные поправки лишь частично ($\sim 60\%$) восстанавливают энергетическое ПС, нарушаемое в ИП.

Рассмотрим теперь более тяжелое ядро — ^{12}C . В нашем случае (только в приближении Хартри!) вклады импульсного приближения

(58) и МТ (64) выражаются через обычные ядерные плотности, которые, в свою очередь, можно взять из независимых источников — из эксперимента или какой-либо реалистической модели. На рис. 7 приведен результат расчета отношения $R^{A/D}(x)$ СФ ядра ^{12}C по формулам (58), (64) и дейтрона по формулам (57), (62), (63). Отметим, что вклад МТ в $R^{A/D}(x)$ мал — кривые, рассчитанные с различными мезонными вкладами (рис. 8), различаются в пределах узкой

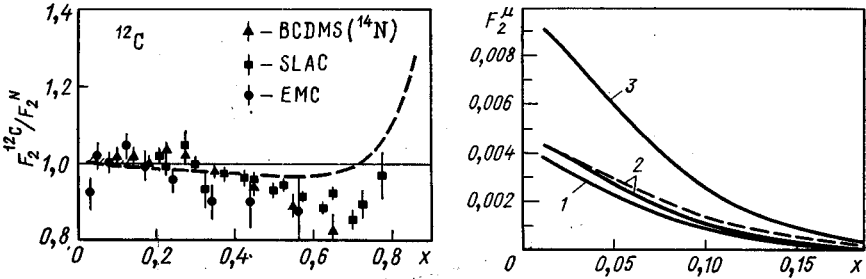


Рис. 7. Отношение СФ ядра ^{12}C и дейтрона:

кривая рассчитана в приближении Хартри с силами Ским-И; узкая заштрихованная область демонстрирует вклады мезонных поправок, рассчитанных в разных предположениях (см. текст)

Рис. 8. Абсолютный вклад МТ в структурную функцию углерода:

1 — расчет с ядерной плотностью Вудса — Саксона и мезонами Миллера — Грина; 2 — с плотностью Ским-И и двумя наборами мезонов (МГ — сплошная кривая, σ - и ω -мезоны боннского потенциала — пунктир). Кривые 1, 2 рассчитаны с параметрами обрезания Λ из соответствующих потенциалов; 3 — расчет с плотностью Ским-И и мезонами МГ при $\Lambda \rightarrow \infty$

заштрихованной области при $x \leq 0,2$. Из рис. 7 видно, что, в отличие от [31, 33, 34], $R^{A/D}(x)$ не описывает эксперимент в области $x \sim 0,5 \div 0,7$. Как было отмечено выше, это связано с тем, что в развиваемом подходе не учитываются коллективные эффекты, которые приводят к образованию глубоколежащих квазиодночастичных уровней. В этом плане наши результаты согласуются с результатами работы [67].

На рис. 8 приведены результаты расчетов мезонных вкладов в структурную функцию. Кривые 1 и 2 (сплошная и пунктирная) соответствуют двум разным наборам мезонов (потенциалы МГ и боннский) и разным ядерным плотностям (Ским-И и Вудс — Саксон). Видно, что результаты этих расчетов практически совпадают, что, по-видимому, свидетельствует о правомерности сделанных нами предположений при выборе мезонных потенциалов и ядерных плотностей. Численный расчет правила сумм (66) (Ским-И) дал следующий результат: $\delta_N = (Am/M_A)(\xi - 1) = -0,0046$ (см. для сравнения [67]), а суммарный вклад всех мезонов (МГ) — $\sum \langle \eta_\mu \rangle \approx 0,0023$. Таким образом, видно, что, как и в дейтроне, мезонные поправки лишь частично ($\sim 50\%$) восстанавливают энергетическое ПС. Исключение формфакторов из обменных диаграмм ($\Lambda \rightarrow \infty$) полностью

восстанавливает правила сумм $[(\sum \langle \eta_\mu \rangle) \approx 0,005, \text{ см. также рис. 8)]$, но при этом, по-видимому, нарушается самосогласованность метода.

Для полного восстановления ПС в дальнейшем необходимо исследовать:

а) вклады следующих членов разложения по g^2 , поскольку такие вклады содержатся в волновой функции дейтрона. В частности, должен быть более детально рассмотрен вопрос о последовательном построении с контролируемой точностью по g^2 «элементарных» операторов $\hat{t}_{\mu\nu}^M, \hat{t}_{\mu\nu}^N$;

б) вклад других ненуклонных (N^*, Δ , многокварковых) степеней свободы в дейтроне. При этом необходимо иметь в виду, что частично этот вклад феноменологически учитывается в реалистической волновой функции дейтрона;

в) вклад от более тяжелых мезонов (которыми можно имитировать k^2 -зависимость вершинных формфакторов). В частности, это могут быть мезоноподобные объекты, нейтральные по отношению к электромагнитному взаимодействию (наподобие «глюболов» [76]), дающие вклад в потенциал, но не «детектируемые» в ГНР.

Реалистические импульсные распределения нуклонов и различные схемы учета ферми-движения. Выше отмечалось, что для удовлетворительного описания СФ средних и тяжелых ядер при $x \leq 0,2 \div 0,3$ необходимо учитывать рассеяние на глубоколежащих уровнях, имеющих более сложную коллективную природу. В ИП вся информация о структуре ядра содержится в $S^A(\epsilon, k)$ [см. (20), (21)] и соответственно в $f^{N/A}$. Точное релятивистское выражение для $S^A(\epsilon, k)$ и $f^{N/A}$ неизвестно. Однако $S^A(\epsilon, k)$ должна удовлетворять нормировочным условиям (19)–(22) и хорошо описывать основные свойства ядер и коллективные эффекты, такие, как ширины и центры энергии, сечения рассеяния частиц и ионов на ядре в различных реакциях, импульсные распределения и др. Существует несколько подходов, позволяющих построить такую спектральную функцию [31, 33, 68]. Один из них — модель когерентных флуктуаций плотности (МКФП) [77–79]. Спектральная функция $S^A(\epsilon, k)$ в МКФП имеет сравнительно простой вид

$$S^A(\epsilon, k) = \frac{16\pi r_0^3}{3} \frac{\alpha}{2|k|} \frac{|f(r_0)|^2}{\sqrt{\mu(\epsilon - E_f)}}, \quad (72)$$

где $r_0 = \alpha/(|k| \sqrt{(\epsilon - E_f)/\mu})$, $\alpha = (9\pi A/8)^{1/3}$. Значения параметров E_f и μ берутся из работ [77, 78]; $\mu = -50$ МэВ и $E_f = 8$ МэВ. Функция $|f(r_0)|^2$ связана с ядерной плотностью соотношением

$$|f(r_0)|^2 = -\frac{4\pi r_0^3}{3A} \left(\frac{d\rho(r)}{dr} \right)_{r=r_0}. \quad (73)$$

Ядерная плотность $\rho(r)$ в (73) извлекается из экспериментов по рассеянию электронов ядрами, например [80]:

$$|f(x)|^2 = \frac{4\pi x^3}{3Ab} \rho_0 \left\{ \frac{e^{-(x+R)/b}}{(1+e^{-(x+R)/b})^2} - \frac{e^{(x-R)/b}}{(1+e^{(x-R)/b})^2} \right\}, \quad (74)$$

где $\rho_0 = 3A / \left\{ 4\pi R^3 \left[1 + \left(\frac{\pi b}{R} \right)^2 \right] \right\}$. Построенная таким образом спектральная функция хорошо описывает электронные ($e, e'p$)-реакции, в том числе и данные по глубоким дырочным состояниям. Функция

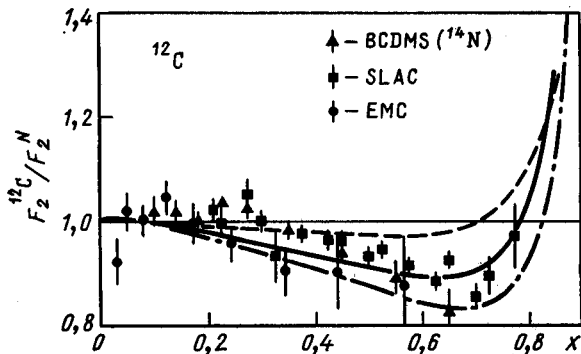


Рис. 9. Отношение $F_2^{12C}/F_2^N(x)$, рассчитанное в МКФП (с потоковым фактором — сплошная линия, без потокового фактора — штрихпунктир) и в ПХ с силами Скирма (пунктир)

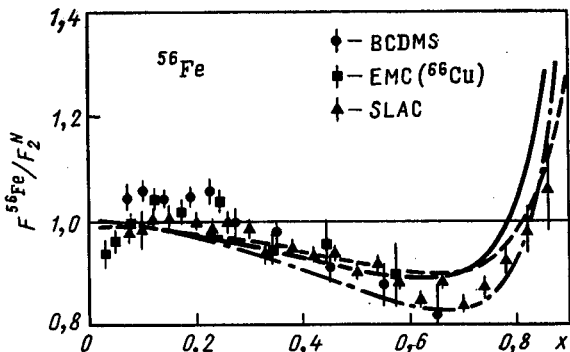


Рис. 10. Отношение $F_2^{56Fe}/F_2^N(x)$, рассчитанное в МКФП (с потоковым фактором — сплошная линия, без потокового фактора — пунктир). Для сравнения приведено отношение $F_2^{56Fe}/F_2^D(x)$ (штрихпунктир)

распределения ядерных нуклонов по продольному импульсу $f^{A/N}(y)$ согласно (21) определяется выражением

$$f^{A/N}(y) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} d\epsilon S(\epsilon, k) (1 + k_z/m) \delta(y - k_+/m), \quad (75)$$

$$k_+ = m + \epsilon + k_z.$$

Соответственно средний импульс $\langle y \rangle$ имеет вид

$$\langle y \rangle \cong 1 + \frac{\langle \epsilon \rangle}{m}, \quad \langle \epsilon \rangle = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} d\epsilon S(\epsilon, k) \epsilon. \quad (76)$$

На рис. 9 и 10 представлены результаты расчетов F_2^A для ядер ^{12}C и ^{56}Fe по формулам (20), (21) и (72)–(75) с использованием следую-

щих параметров плотности (74):

$$\left. \begin{aligned} R &= 2,214 \text{ фм}, \quad b = 0,488 \text{ фм для } {}^{12}\text{C}; \\ R &= 4,054 \text{ фм}, \quad b = 0,600 \text{ фм для } {}^{56}\text{Fe}. \end{aligned} \right\} \quad (77)$$

Видно, что теоретические результаты МКФП (сплошные линии) хорошо согласуются с экспериментальными данными в области $0,3 \leq x \leq 0,7$. В методических целях там же приведены расчеты без потокового фактора $(1 + k_z/m)$ (пунктир). На рис. 9 показан также результат для ядра ${}^{12}\text{C}$, полученный с использованием одночастичной спектральной функции в приближении Хартри (ПХ) с силами Скирма. Поведения отношений в двух случаях (МКФП и ПХ) качественно похожи. Однако глубина минимума различна, так как поведение СФ при средних x существенно зависит от $\langle \epsilon \rangle$ (76). Действительно, раскладывая $F_2^N(x/y)$ в (20) в окрестности $\langle y \rangle$ [т. е. в точке острого максимума $f^{N/A}(y)$]:

$$\frac{1}{A} F_2^A(x) \cong F_2^N(x/\langle y \rangle) + \frac{1}{2} (\langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2) \frac{\partial^2}{\partial \langle y \rangle^2} F_2^N(x/\langle y \rangle) + \dots \quad (78)$$

и подставляя $\langle y \rangle$ (76), получаем оценку $F_2^A(x)$:

$$F_2^A(x) \approx F_2^N(x/(1 + \langle \epsilon \rangle/m)). \quad (79)$$

Откуда ясно, что рассогласование в результатах МКФП и одночастичного ПХ является следствием разных величин $\langle \epsilon \rangle$, получаемых в этих подходах: МКФП дает значение $\langle \epsilon \rangle \approx -38$ МэВ, что согласуется с результатами работ [31, 33], тогда как в ПХ получается $\langle \epsilon \rangle \approx -20$ МэВ (см. также [67]).

3. ЭФФЕКТЫ ЯДЕРНОЙ СТРУКТУРЫ ЛЕГЧАЙШИХ ЯДЕР В ГНР ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛЕПТОНОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЯДРАХ

В настоящее время большой интерес представляют исследования спиновой структуры в ГНР. Это в большой степени вызвано результатами по измерению спиновой структурной функции протона. Оказалось, что доля спина нуклона, переносимая кварками в пределах экспериментальных погрешностей, равна нулю, в резком противоречии с представлениями партонной модели. При этом использовались модельные представления об относительном распределении протона и нейтрона. А поскольку прямую информацию о нейтронной СФ можно получить из ядерных данных, то необходимо исследовать роль ядерной структуры на ГНР в поляризационных экспериментах. Эти вопросы обсуждаются ниже.

Эффекты фермиевского движения в ГНР на поляризованном дейтроне. Сечения σ^+ и σ^- (с взаимной параллельной и антипараллельной ориентацией спинов пучка и мишени вдоль направления пучка) в ГНР поляризованных лептонов на поляризованной адронной мишени T определяются структурными функциями (3) $F_{1,2}^T(x)$ и так называемыми спиновыми функциями $g_{1,2}^T(x)$ [3, 81]. Они зависят от

поляризации мишени и характеризуют распределение спина нуклона по кваркам различных сортов. В партонной модели для $g_{1,2}^T(x)$ имеем:

$$g_1^T(x) = \sum_{\alpha} e_{\alpha}^2 (q_{\alpha\uparrow/T\uparrow}^T(x_T) - q_{\alpha\uparrow/T\downarrow}^T(x_T)), \quad g_2 = 0, \quad (80)$$

где индекс α пробегает все сорта заряженных партонов: $q_{\alpha\uparrow/T\uparrow}^T(x_T)$ и $q_{\alpha\uparrow/T\downarrow}^T(x_T)$ — плотности вероятности найти в мишени T партон α с долей продольного импульса x_T и спином, параллельным или антипараллельным спину мишени.

Спиновые СФ $g_{1,2}$ экспериментально и теоретически значительно менее изучены, чем функции $F_{1,2}$. В ранних работах [82, 83] с методическими целями для определения спиновых СФ использовались следующие предположения: 1) вклад в g_1^N дают лишь валентные кварки («море» неполяризовано), распределение по x для которых бралось таким же, как в неполяризованном случае; 2) распределение валентных кварков по ориентации спинов определяется волновой функцией нуклона в представлении [56, $L_z = 0$] $SU(6)$ -классификации [3]:

$$|p\uparrow\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |u\uparrow u\uparrow d\downarrow\rangle + \frac{1}{3} |u\uparrow d\uparrow u\downarrow\rangle. \quad (81)$$

Эти предположения приводят к следующим СФ для протона (p) и изоскалярного нуклона (N):

$$g_1^p(x) = \frac{1}{27} \{8u_v(x) - d_v(x)\}; \quad (82)$$

$$g_1^N(x) = \frac{5}{54} \{2u_v(x) - d_v(x)\}, \quad (83)$$

где $u_v(x)$ и $d_v(x)$ — распределения валентных u - и d -кварков в протоне (здесь эти распределения нормированы на 1). Кроме того, мы пренебрегаем электромагнитными поправками более высоких порядков по α и поправками от нейтральных токов (в том числе возможной интерференцией электромагнитных и нейтральных токов), вклад которых при планируемых начальных энергиях лептонов и передачах импульса мал и не превышает нескольких процентов [85]. Из рис. 11 видно, что функции (81) не описывают эксперимент при $x \leq 0,2$ и неплохо с ним согласуются при больших значениях x . Приложение конволюционной модели к ГНР поляризованных лептонов на поляризованных ядрах дает выражение для СФ $g_1^A(x)$ [22]:

$$g_1^A(x) = \sum_t \int_x^{y_{\max}} dy/y g_1^t(x/y) [f_{t\uparrow/A\uparrow}(y) - f_{t\downarrow/A\uparrow}(y)], \quad (84)$$

где t — виртуальный адронный конститuent ядра A ; $f_{t\uparrow/A\uparrow}(y)$ и $f_{t\downarrow/A\uparrow}(y)$ — функции распределения конституентов t с различной ориентацией спина (спин $-1/2$ —) относительно спина ядра A . Здесь мы рассматриваем только нуклонные степени свободы в ядре, поэтому $t = p, n$. Интегрирование (84) позволяет получить интеграль-

ные правила сумм (ПС) для ядерных СФ g_1 . Пример такого ПС будет рассмотрен ниже. Для того чтобы свести к минимуму неопределенности, связанные с определением элементарных СФ g_1^N , мы будем рассматривать относительные величины типа $R_g^{D/N}(x) = g_1^D(x)/g_1^N(x)$, где g_1^D определяется формулой (84). При этом неточности и неопределенности в СФ g_1^p и g_1^n (см. рис. 11) с хорошей точностью сокращаются (во всяком случае при $x \geq 0,2$). Поэтому мы будем считать

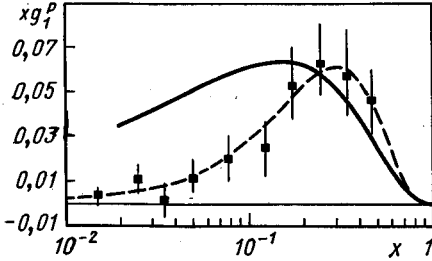


Рис. 11. Спиновая функция протона. Экспериментальные точки и пунктир из работы [86], сплошная линия — $xg_1^p(x)$ [SU(6)] (см. текст)

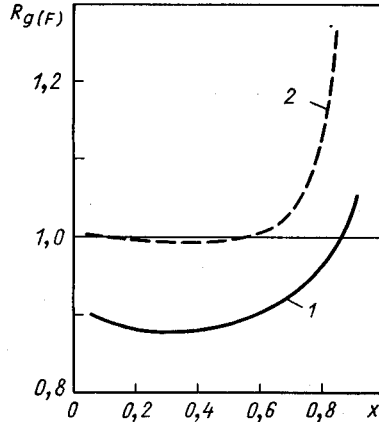


Рис. 12. Отношение структурных функций дейтрона и изоскалярного нуклона 1 — отношение спиновых СФ $g_1(x)$; 2 — отношение структурных функций F_2 . Расчеты в кинематике на световом фронте с волновой функцией дейтрона в парижском потенциале

«элементарные» g_1^p и g_1^n заданными [для определенности мы используем функции (82), (83)] и сконцентрируем наше внимание на собственно ядерной части конволюционной формулы (84) $f_{t\uparrow/A\uparrow}(y)$ и $f_{t\downarrow/A\uparrow}$. Ясно, что в функциях распределения $f_{t\uparrow/A\uparrow}(y)$ и $f_{t\downarrow/A\uparrow}$, в принципе, должны проявляться, помимо собственно спиновых, все те же ядерные эффекты, что и при рассмотрении неполяризованных процессов (внемассовость нуклонов, поправки типа $\langle p \rangle/m$, мезонные токи...). Однако в случае легчайших ядер ($A \sim 2 \div 3$) эти эффекты малы по сравнению с эффектами спин-орбитальной структуры. Поэтому, для определенности, здесь в расчетах функции $R_g^{D/N}(x)$ при $x \leq 1$ мы воспользуемся теорией связанных систем в кинематике на световом фронте [87, 88]. Учитывая спин-орбитальную структуру волновой функции дейтрона в теории связанных систем на световом фронте, получаем:

$$f_{t\uparrow/A\uparrow}(y) = \int dk^2 \frac{f_{t\uparrow/A\uparrow}(k)}{2y(1-y)}, \quad f_{t\downarrow/A\uparrow}(y) = \int dk^2 \frac{f_{t\downarrow/A\uparrow}(k)}{2y(1-y)}; \quad (85)$$

$$f_{t\uparrow/A\uparrow}(k) = [4\pi(u(k)Y_{00}(\hat{k}) - w(\hat{k})Y_{20}(k)/\sqrt{10})]; \quad (86)$$

$$f_{t\downarrow/A\uparrow}(k) = \sqrt{\frac{3}{5}} 4\pi w(k) Y_{22}(\hat{k}),$$

где u , w , S , D — компоненты волновой функции дейтрона. Для конкретных расчетов нами была использована реалистическая волновая функция дейтрона в «парижском» потенциале [89] и СФ (83) с распределениями $u_v(x)$, $d_v(x)$ из работы [39]. На рис. 12 приведено отношение $R_g^{D/N}$ (кривая 1) и, для сравнения, $R_F^{D/N} = F_2^D(x)/F_2^N(x)$, рассчитанное так же в кинематике на световом фронте (кривая 2). Видно, что поведение $R_g^{D/N}$ и $R_F^{D/N}$ количественно различно. Деструктивный вклад D -волны в $g_1^D(x)$ приводит к тому, что $R_g^{D/N}$ заметно меньше единицы почти во всей области x (и меньше $R_F^{D/N}$ при всех x).

Правило сумм Бьеркена и ГНР на поляризованных ядрах. Здесь мы обсудим [84]: а) проблему выделения первых моментов нуклонных СФ $g_1^{p,n}$ (в контексте извлечения дополнительной информации для исследования «спинового кризиса» из ядерных СФ в поляризационных процессах ГНР); б) связь ядерных СФ с обычной ядерной физикой (слабые распады, ядерные магнитные моменты и т. д.). Для этого мы рассмотрим ниже спиновые СФ $g_1^T(x)$ различных мишеней (нуклонов и ядер). Мы также обсудим правило сумм Бьеркена (БПС) [90], являющееся одним из основных соотношений, используемых при анализе ГНР поляризованных частиц (кроме того, БПС позволяет связать СФ g_1 с величинами и матричными элементами, часто встречающимися в нерелятивистской ядерной физике):

$$\int_0^1 dx (g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2)) = \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V} \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right). \quad (87)$$

Это соотношение справедливо и для реакции ГНР на ядерных мишенях; в этом случае мы будем заменять g_A/g_V на $(g_A/g_V)_A$ в правой части уравнения (87). Непосредственная экспериментальная проверка фундаментальных соотношений типа БПС и уточнение спиновых СФ нуклонов важны также ввиду того, что обработка экспериментальных данных ЕМС с использованием информации о слабых распадах барионов ставит под сомнение справедливость пертурбативной КХД (!?), если верно БПС [91]. Либо наоборот — если верить КХД, то БПС должно быть нарушено. Используя конволюционную модель и пренебрегая несущественными в случае легчайших ядер немассовыми поправками к интегральным величинам, таким, как (87), интегрируем (80) и получаем для ядерных СФ:

$$\int_0^1 dx g_1^A(x) = \sum_{t=p,n} \int_0^1 dx g_1^t(x) [p_{t\uparrow/A\uparrow} - p_{t\downarrow/A\uparrow}], \quad (88)$$

где $p_{t\uparrow/A\uparrow}$ и $p_{t\downarrow/A\uparrow}$ — вероятности найти в основном состоянии ядра A конститuent t со спином, параллельным и антипараллельным спину ядра соответственно. В рамках формализма обычной ядерной физики величина $[p_{t\uparrow/A\uparrow} - p_{t\downarrow/A\uparrow}]$ может быть вычислена

как матричный элемент оператора $\sum_i \sigma_z^t(i)$ (сумма по всем нуклонам сорта t) по ядерной волновой функции основного состояния $|A\rangle$:

$$\int_0^1 dx g_1^A(x) = \left[\int_0^1 dx g_1^p(x) \right] S^{pA} + \left[\int_0^1 dx g_1^n(x) \right] S^{nA}, \quad (89)$$

где $S^{pA(nA)} = \langle A | \sum_{p(n)} \sigma_z^{p(n)} | A \rangle$ — спиновой структурный фактор ядра. Уравнение (89) является прямым следствием конволюционного подхода, обычно используемого при исследовании ГНР на ядрах. Однако при интерпретации этого соотношения требуется определенная осторожность ввиду а) возможного изменения нуклонных свойств в ядерной среде и ввиду того, что б) упрощенное рассмотрение ядерной структуры может привести к неверным результатам.

Авторы работы [22] применяли БПС (87) и соотношения типа (89) для определения g_A/g_V для связанных нуклонов, используя СФ g_1^A и q_1^{A*} зеркальных ядер, т. е. ядер A и A^* , в которых числа протонов и нейтронов переставлены, со спином $J = 1/2$. Для зеркальных ядер имеем $S^{pA} = S^{nA^*}$, $S^{nA} = S^{pA^*}$, и поэтому:

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx (g_1^A(x) - g_1^{A^*}(x)) &= \frac{1}{6} \left(\frac{g_A}{g_V} \right)_{AA^*} \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi} \right) = \\ &= \frac{1}{6} \left(\frac{g_A}{g_V} \right)_{\text{св. нукл}} \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi} \right) [S^{pA} - S^{nA}]. \end{aligned} \quad (90)$$

Следуя логике конволюционной модели, мы должны были бы положить: $(g_A/g_V)_{\text{св. нукл}} = g_A/g_V$. В контексте нашего рассмотрения это означало бы равенство первых моментов СФ $g_1(x)$ свободных и связанных нуклонов. Однако, как известно, отношение g_A/g_V «перенормируется» в ядре в эффективную константу $(g_A/g_V)_{\text{св. нукл}}$, которая может быть определена из β -распада и гамов-теллеровских переходов ядер [92]. Это рассогласование вытекает из ограничений конволюционного подхода, оперирующего только нуклонными степенями свободы, тогда как мезонные и другие ненуклонные конститuenty (Δ -изобары, мультикварки...) могут также давать вклад в ядерную СФ. Если же рассматриваются только нуклоны, то ясно, что следует использовать эффективную константу, за исключением, быть может, случая легчайших ядер, в которых ненуклонные вклады, по-видимому, незначительны. Далее, $[S^{pA} - S^{nA}]$ есть матричный элемент оператора σ_z по волновой функции ядра A . Именно этот матричный элемент возникает при рассмотрении β -распадных процессов. Эксперименты по слабым распадам зеркальных ядер дают эмпирическую величину $(g_A/g_V)_{AA^*}$, которая позволяет определить

перенормированное отношение g_A/g_V связанных нуклонов:

$$\begin{aligned} \left(\frac{g_A}{g_V}\right)_{AA^*} &= \left(\frac{g_A}{g_V}\right)_{\text{св. нукл}} \left\langle A \left| \sum_{i=1}^A \sigma_3(i) \tau_3(i) \right| A \right\rangle \equiv \\ &\equiv \langle \sigma_3 \tau_3 \rangle \left(\frac{g_A}{g_V}\right)_{\text{св. нукл}}. \end{aligned} \quad (91)$$

Уравнения (90) и (91) иллюстрируют связь между ГНР и слабыми процессами. Используя эти соотношения, экспериментальную информацию по β -распаду и вычисляя спиновые структурные факторы ядер, мы можем извлечь информацию о нейтронной СФ и об отношении g_A/g_V из ГНР на ядрах.

Перейдем к рассмотрению конкретных примеров. Начнем со случая простейшего ядра — дейтрона. Представляется очевидным, что свойства нуклонов в дейтроне менее всего отличаются от свойств свободных нуклонов. Поэтому именно дейтрон является наиболее подходящим источником информации о нейтронной спиновой СФ подобно неполяризованному случаю [93, 94]. Главная проблема в извлечении СФ «почти свободного» нейтрона из дейтронных данных — определение и исключение нуклонного ферми-движения (поляризованного или неполяризованного). Если мы собираемся работать только с интегральными величинами (87) и (89), влияние дейтронной структуры сводится к факторам $S^{pA, nA}$. (Поляризационные эффекты в ГНР на дейтроне были рассмотрены в работах [81] и [82]. Были получены спиновые импульсные распределения нуклонов в дейтроне. Однако вопрос об извлечении нейтронной СФ и, следовательно, отношении g_A/g_V не ставился.) Непосредственные вычисления в (89) с реалистической волновой функцией дейтрона дают:

$$\int_0^1 dx g_1^D(x) = \int_0^1 dx [g_1^p(x) + g_1^n(x)] S^D, \quad (92)$$

$$S^{pD} = S^{nD} = S^D = 1 - \frac{3}{2} P_D, \quad (93)$$

где P_D — вес D -волны в дейтроне. Уравнения (92), (93) дают возможность для извлечения первого момента СФ поляризованного нейтрона из соответствующих СФ протона и дейтрона. Пренебрегая изменением свойств нуклонов в дейтроне, легко найти желаемое выражение для $(g_A/g_V)_{pD} \cong g_A/g_V$:

$$\int dx (2g_1^p(x) - (S^D)^{-1} g_1^D(x)) = \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V} \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right). \quad (94)$$

Уравнение (94) — полезное соотношение для экспериментальной проверки справедливости БПС или, если БПС справедливо, для верификации КХД (см. подробнее в [91]). Подставляя реалистическое значение $P_D = 0,0425$ [35] в (93), находим $S^D = 0,936$, что существ-

венно отличается от единицы из-за орбитального движения нуклонов в дейтроне (D -волна). Учет этого фактора приводит к поправкам к конечному результату по сравнению со случаем, когда дейтрон представляется простой суммой покоящихся нейтрона и протона ($S^D = 1$). Рассмотрим теперь пример зеркальных ядер, в качестве которых выберем простейший случай — пару ${}^3\text{H}$ — ${}^3\text{He}$. Как было показано выше, разность СФ зеркальных ядер связана с $(g_A/g_V)_{\text{св. нукл}}$ соотношением (90). Волновая функция ядер H и He — хорошо известный в теории нескольких тел объект (см., например, работы [95, 96]). Ее общий вид:

$$\Psi_A^{JM_J T M_T} = \sum_{L, m, \mu} R_{Lm}^{\nu} (r_1 r_2 r_3) (L M S \mu | J M_J) | S \mu, T M_T, \nu \rangle, \quad (95)$$

где J, T, M_J, M_T — полный момент и полный изоспин ядра и их проекции, соответствующие рассматриваемому ядру; S и L — спин и угловой момент; индекс ν нумерует состояния с различной симметрией; $| S \mu, T M_T, \nu \rangle$ спин-изоспиновые состояния с симметрией ν . Основными состояниями в волновой функции (95) являются полностью симметричное S -состояние и S' -состояние смешанной симметрии с $L = 0$, а также D -состояние смешанной симметрии с $L = 2$. Волновая функция (95) позволяет явно рассчитать спиновые факторы:

$$\begin{aligned} S^{n^3\text{He}} &= S^{p^3\text{H}} = P_S + \frac{1}{3} P_{S'} - \frac{1}{3} P_D, \\ S^{p^3\text{He}} &= S^{n^3\text{H}} = \frac{2}{3} P_{S'} - \frac{2}{3} P_D, \\ S^{p^3\text{H}} - S^{n^3\text{H}} &= P_S - \frac{1}{3} P_{S'} + \frac{1}{3} P_D, \end{aligned} \quad (96)$$

где $P_S, P_{S'}, P_D$ — веса S -, S' - и D -состояний в ${}^3\text{He}$ или ${}^3\text{H}$ соответственно. Используя типичные значения $P_S = 0,897, P_{S'} = 0,0017$ и $P_D = 0,086$, находим:

$$S^{p^3\text{H}} - S^{n^3\text{H}} = 0,920, \quad (97)$$

что заметно отличается от единицы, которая получается в стандартной модели [22]. Далее, экспериментальное значение величины (91) при $(g_A/g_V)_{A=3} \cong 1,2055$ (см. [92]) и оценка (97) дают:

$$\left(\frac{g_A}{g_V} \right)_{\text{св. нукл}} \approx 1,310, \quad (98)$$

вместо 1,259 для свободных нуклонов [97]. Вследствие того что отношение g_A/g_V перенормируется в ядре с $A = 3$ примерно на 4 %, такие ядра не очень подходящий источник информации о спиновой нейтронной СФ. Однако остается возможность тестирования БПС.

Подставляя (97), (98) в (90), получаем:

$$\int_0^1 dx (g_1^{3\text{H}}(x) - g_1^{3\text{He}}(x)) = \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \cdot (S^{p^{3\text{H}}} - S^{n^{3\text{H}}}) \frac{1}{6} \left(\frac{g_A}{g_V}\right)_{\text{св. нукл}} \approx 0,1836, \quad (99)$$

что несколько отличается ($\sim 5\%$) от результата обычной конволюционной модели, использующей спиновый структурный фактор (97) (не единицу!):

$$\int dx (g_1^{3\text{H}}(x) - g_1^{3\text{He}}(x)) = \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V} \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \cdot (S^{p^{3\text{H}}} - S^{n^{3\text{H}}}) \approx 0,1762. \quad (100)$$

Учет таких, казалось бы, незначительных ($\sim 5\%$) поправок имеет важное значение ввиду большой чувствительности последующего анализа БПС и спинового содержания нуклонов к небольшим вариациям данных, закладываемых в этот анализ. В конце раздела сделаем несколько заключительных замечаний:

1. Проведенный анализ показал, что поляризационное ГНР лептонов на ядрах встречается с теми же трудностями, что и неполяризованный случай (ЕМС-эффект), а именно: обычный конволюционный подход должен быть «подправлен» с учетом того, что а) свойства нуклонов, возможно, изменяются в ядерной среде и что б) упрощенное рассмотрение ядерной структуры может приводить к некорректным результатам. Выше нами проведен учет влияния ядерной спин-орбитальной структуры на спиновые СФ легчайших ядер. Далее, используя «перенормированную» константу g_A/g_V , мы фактически учли и другие эффекты: изменение нуклонных свойств в ядрах, ненуклонные степени свободы (Δ -изобары, мультикварки...) и др.

2. Чтобы понять возможную роль мезонных обменных токов, рассмотрим «педагогический» пример. Оператор, усредняемый в (89), весьма близок к обычному оператору магнитного момента ядра:

$$\hat{\mu}_z = \mu_p \sum_p \sigma_z^p + \mu_n \sum_n \sigma_z^n + \sum_{p\cdot} l_z^p. \quad (101)$$

Известно, что вычисление магнитного момента ядер с учетом только нуклонных степеней свободы приводит к неправильным результатам. Например, в случае ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ расхождение с экспериментом составляет около 20% :

$$\begin{aligned} \mu({}^3\text{He})_{\text{расч}} &\cong 1,743; & \mu({}^3\text{He})_{\text{эксп}} &\cong -2,128; \\ \mu({}^3\text{H})_{\text{расч}} &\cong 2,558; & \mu({}^3\text{H})_{\text{эксп}} &\cong 2,978. \end{aligned}$$

Отклонение $\mu_{\text{расч}}$, рассчитанного с использованием P_S , $P_{S'}$ и P_D , приведенных выше, от экспериментального значения $\mu_{\text{эксп}}$ естест-

венным образом объясняется при учете мезонных обменных поправок [98, 99]. Отметим, что в случае нейтрона подобное отклонение составляет всего около 0,2%, и, очевидно, мезонные поправки здесь незначительны (следовательно, можно пренебречь перенормировочными эффектами).

3. Установленные соотношения между ядерной структурой, перенормированным отношением g_A/g_V и спиновыми СФ ядер позволяют предсказывать величину $(g_A/g_V)_A$ (87). В частности, согласно экспериментальным значениям $(g_A/g_V)_A$ [92], БПС должно иметь нетривиальную A -зависимость. С другой стороны, можно использовать (по крайней мере в принципе) выражение (90) для извлечения отношения (g_A/g_V) из экспериментов по ГНР.

4. Проведенный анализ позволяет сделать заключение о том, что извлечение величины g_A/g_V из комбинации протонных и дейтронных данных несколько не хуже, чем из данных по ГНР на зеркальных ядрах. В обоих случаях процедура модельно-зависима, поскольку неизбежно использование модельных волновых функций для вычисления ядерных факторов $S^{pA, nA}$. Кроме того, волновая функция дейтрона изучена в ядерной физике лучше других, а эффекты перенормировки (g_A/g_V) — минимальны.

4. ПРОЯВЛЕНИЕ МУЛЬТИКВАРКОВОЙ СТРУКТУРЫ ЯДЕР В ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ ПРОЦЕССАХ

При рассмотрении ГНР, как правило, возникновение высокоимпульсной компоненты связывается с NN -взаимодействием на малых расстояниях, приводящим к возникновению сильноскоррелированных нуклонных кластеров, которые как единичный объект могут принимать участие в реакции с малым временем взаимодействия. В этом разделе мы исследуем проявление многобарионных-многокварковых корреляций в ядрах в ГНР. Вопрос о мультикварковых взаимодействиях был поставлен уже давно [100]. Позднее стали формироваться представления о существовании в ядрах многокварковых систем, прообразом которых можно назвать флуктуации ядерной плотности Блохинцева [101]. Поэтому, следуя традиции этих работ [21, 49, 102], мы часто будем называть здесь мультикварковые системы «флуктонами». Флуктоны — это нестабильные объекты, которые, в принципе, могут детектироваться реакциями с малым временем взаимодействия и проявляться, главным образом, в высокоимпульсной части ядерных спектров.

КХД-эволюция ядерных структурных функций вблизи границы однонуклонной кинематики. Роль мультикварковых состояний (высокоимпульсной компоненты) детально исследовалась в кумулятивных h -реакциях [48] при сравнительно малых передачах импульса ($Q^2 \leq 10$ ГэВ²/с²). В реакциях ГНР лептонов переданный импульс существенно больше ($Q^2 \sim 100 \div 300$ ГэВ²/с²), и поведение

мультикваркового распределения в области $x \sim 1$ может заметно отличаться от тех распределений, параметры которых фиксируются из hA -реакций. Первым очевидным источником этой разницы является логарифмическое нарушение масштабной инвариантности. Качественный анализ Q^2 -зависимости СФ ядер при $x \geq 1$ без учета ферми-движения нуклонов был дан в работе [103]. Однако поскольку в пограничной области однонуклонной кинематики вклад фермиевского движения существен, то для получения количественных оценок необходимо исследование суммарного вклада ферми-движения и мультикварковых компонент в СФ $F_2^A(x, Q^2)$. Эта задача особо актуальна в связи с тем, что эффект нарушения скейлинга в СФ свободного нуклона возрастает при $x \rightarrow 1$.

СФ ядра A с учетом $6q$ -примесей при данном Q^2 может быть представлена в виде

$$F_2^A(x) = (1 - P_A) \int dy f^{N/A}(y) F_2^N(x/y) + P_A F_2^{6q}(x/2), \quad (102)$$

где F_2^{6q} — флуктонная СФ (в рассматриваемой нами области $0,8 \leq x \leq 1,0$ основной вклад дают $6q$ -конфигурации, с мультикварками более высоких порядков мы пренебрегаем); P_A — соответствующая вероятность.

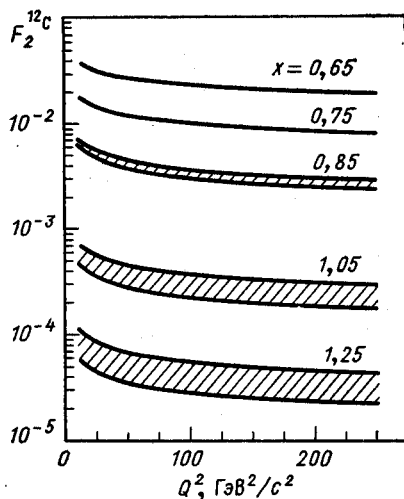
Функция распределения $f^{N/A}(y)$, рассчитанная в обычной оболочечной модели [см., например, (58)], неудовлетворительно описывает эксперимент в некумулятивной области (рис. 7), и поэтому, естественно, следует использовать $f^{N/A}(y)$, учитывающую более сложные коллективные эффекты. Для этого удобно опять использовать относительно простую модель когерентных флуктуаций ядерной плотности [см. формулы (72)–(77)].

Изоскалярную нуклонную СФ $F_2^N(x)$ в (102) необходимо, в принципе, выбрать из условия хорошего описания данных ГНР лептонов на протоне и нейтроне (реально из комбинации протонных и дейтронных данных с учетом фермиевского движения и связности нуклонов в дейтроне) при данном Q^2 . К сожалению, в настоящее время экспериментальных данных недостаточно для надежной параметризации $F_2^N(x, Q^2)$. Поэтому в [104, 105] при $Q^2 \sim 15 \div 25 \text{ ГэВ}^2/c^2$ нами использовалась простая параметризация из [39, 103], удовлетворительно описывающая совокупность данных EMC [93] и CDHS [17]. Результаты расчетов с этой функцией в области $x \sim 0,8 \div 1,2$ практически совпадают с расчетами, использующими функцию в [44, 54, 75]. Параметры $F_2^{6q}(x)$ определены также при сравнительно небольших Q^2 [48, 103]:

$$F_2^{6q}(x, Q_0^2) = \frac{5}{18} 4,7x^{0,5} (1-x)^7 + \frac{2}{3} 0,23 (1-x)^{11}. \quad (103)$$

Таким образом, мы можем рассчитать ядерную СФ $F_2^A(x, Q_0^2)$, где $Q_0^2 \sim 15 \text{ ГэВ}^2/c^2$. Для сравнения с экспериментальными данными BCDMS ($Q_0^2 \sim 100 \div 300 \text{ ГэВ}^2/c^2$) необходим, в первую очередь, учет

Рис. 13. Q^2 -эволюция СФ углерода с учетом эффектов немассовости нуклонов и шестикварковой примеси при разных x



обычного логарифмического нарушения скейлинга (Q^2 -эволюции). Нами решались эволюционные уравнения Липатова — Альтарелли—Паризи [106, 107] в лидирующем порядке с размерным параметром КХД $\Lambda \cong 0,21 \div 0,23$ ГэВ и начальными условиями (104) при $Q_0^2 \cong \cong 15$ ГэВ²/с². Очевидно, что эти начальные условия неизбежно содержат некоторый произвол, который в основном связан с погрешностями в определении нуклонной СФ из недостаточно полных экспериментальных данных по СФ протонов и нейтронов. Вторым источником этого произвола связан с неопределенностями в определении вклада мультикварковых конфигураций как в $F_2^{6q}(x)$, так и в P_A . Эти неопределенности возникают из невозможности достаточно корректного учета вторичных ядерных эффектов, таких, как перерассеяние адронов в начальном и конечном состояниях, ядерное поглощение и др. На рис. 13 приведены результаты численных расчетов Q^2 -эволюции для СФ углерода при разных значениях x с учетом как связности нуклонов в ядре, так и вклада флюктуонной компоненты. Заштрихованные области на рис. 13 отражают упомянутые выше неопределенности в начальных условиях, причем вероятность $6q$ -примеси P_A в ядре углерода варьировалась от 5 до 10 %, до $Q^2 = 150$ ГэВ²/с² в зависимости от x . Учет фермиевского движения связанных нуклонов удовлетворительно описывает экспериментальные данные в некумулятивной области. Вклад мультикварковой компоненты сравним с вкладом ферми-движения вблизи границы однонуклонной кинематики и начинает доминировать с ростом значений x . Включение эффектов немассовости нуклонов и Q^2 -эволюции приводит к заметному смягчению высокоимпульсной компоненты в ядре. Этот результат следует принимать во внимание при сравнении экспериментальных данных по СФ ядер, полученных в разных процессах, лептон-ядерных (большие Q^2) или адрон-ядерных (средние и малые Q^2).

Мультикварковые конфигурации в ГНР на поляризованном дейтроне. В разд. 3 уже рассматривались эффекты нуклонной структуры легчайших ядер в ГНР поляризованных лептонов поляризованными ядрами. В частности, было показано качественно разное поведение отношений СФ дейтрона и «изоскалярного» нуклона

в случаях функций $g_1(x)$ и $F_2(x)$. Рассмотрим теперь, как влияет на поведение спиновых СФ возможная примесь $6q$ -компоненты в волновой функции дейтрона. Если предположить, что шестикварковый флюктон в дейтроне присутствует с вероятностью P_D , то выражение (84) $g_1^D(x)$ модифицируется к виду

$$g_1^D(x) = (1 - P_D) \int dy/y_{\text{пол}}^{N/A}(y) g_1^N(x/y) + P_D g_1^{6q}(x/2), \quad (104)$$

где для оценки спиновой СФ шестикваркового флюктона можно применить, например, модель [47] для $6q$ -мешка с квантовыми числами дейтрона и кварками в S -оболочке; спиновые распределения кварковых ароматов (u, d) по x берутся такими же, как и в неполяризованном случае. Ясно, что, как и в случае нуклонов, такая оценка носит весьма приближенный характер, однако ее можно использовать для качественного анализа роли мультикварковой примеси в спиновую СФ дейтрона. Явное выражение для $g_1^{6q}(x)$ записывается в виде

$$g_1^{6q}(x) = \frac{1}{9} (2u_v^{6q}(x) + d_v^{6q}(x)), \quad (105)$$

где $u_v^{6q}(x)$, $d_v^{6q}(x)$ и вероятность P_D взяты из работ [39, 103].

Анализ $g_1^D(x)$ (104) позволяет сделать следующие выводы:

- а) учет вклада $6q$ -компоненты качественно меняет поведение отношения $R_g(x) = g_1^D(x)/g_1^N(x)$ во всей области значений x ;
- б) R_g , по сравнению с $R_F(x) = F_2^D(x)/F_2^N(x)$, более чувствительна к наличию примеси $6q$ -компоненты в дейтроне. Отметим, что учет более сложных кварковых конфигураций $6q$ -мешка в дейтроне (например, $(S + P)$ -волны [108]) приведет к некоторому уменьшению R_g в области малых и средних x .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в ядерной физике высоких энергий процесс исследования различной «экзотики» оказывается тесно связан с расчетами обычной нуклонной структуры ядер, которые, конечно, имеют свою «высокоэнергетическую» специфику.

Всестороннее исследование ненуклонных степеней свободы в атомных ядрах расширяют наши знания об устройстве ядер и, одновременно, позволяют глубже понять природу сильного взаимодействия элементарных частиц.

В настоящее время теоретические исследования эффектов ядерной структуры и ненуклонных степеней свободы имеют также особую актуальность ввиду большого числа крупных экспериментальных программ, как действующих, так и планируемых. В ГНР лептонов это, в первую очередь, эксперименты, в том числе поляризационные, коллабораций EMC, BCDMS, SLAC; в адрон-ядерных и ядро-ядерных кумулятивных процессах — эксперименты ЛВЭ ОИЯИ,

ИТЭФ и др. И, наконец, внимание исследованию ядерной «экзотики» отведено в программе строящегося сильноточного ускорителя CE-BAF (США).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ицкеон К., Зюбер Ж. Б. Квантовая теория поля: Пер. с англ. М.: Мир., 1984.
2. Индурайн Ф. Квантовая хромодинамика. Пер. с англ. М.: Мир, 1986.
3. Клоуз Ф. Кварки и партоны: Пер. с англ. М.: Мир, 1982.
4. Bloom E. D., Gilman F. J.//Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 9. P. 1140—1143.
5. Bloom E. D., Cottrell R. L., Coward D. H. e. a.//Proc. of Fifteenth Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev, 1970. Vol. 1. P. 324.
6. Miller D., Bloom E. D., Cottrell e. a.//Ibid. P. 323.
7. Bjorken J. D.//Phys. Rev. 1969. Vol. 179. P. 1547—1553.
8. Николаев Н. Н.//ЭЧАЯ, 1981. Т. 12. С. 162—219.
9. Berlad G., Dar A., Eilam G.//Phys. Rev. 1980. Vol. D22. P. 1547—1573.
10. Bodek A., Ritchie J. L.//Phys. Rev. 1981. Vol. D23. P. 1070—1091.
11. Ashman J., Badelek B., Baum G. e. a.//Phys. Lett. 1988. Vol. B202. P. 603—611.
12. Aubert J. J., Bassompierre G., Becks K. H. e. a.//Phys. Lett. 1983. Vol. B123. P. 275—279.
13. Bodek A., Ciokaris N., Atwood W. B. e. a.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 1431—1434.
14. Benvenuti A. C., Bollini D., Bruni G. e. a.//Phys. Lett. 1987. Vol. B189. P. 483—489.
15. Bari G., Benvenuti A. C., Bollini D. e. a.//Phys. Lett. 1985. Vol. B163. P. 282—286.
16. Arnold R. G., Bosted P. E., Vhang C. C. e. a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 727—730.
17. Abramowicz H., Hansl-Kozanecki G., May J. e. a.//Z. Phys. 1984. Vol. C25. P. 29—43.
18. Савин И. А. Препринт ОИЯИ Р1-85-315. Дубна, 1985.
19. Jaffe R. P. Relativistic Dynamics and Quark Nuclear Physics. N.Y.: Wiley, 1986.
20. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами: Пер. с англ. М.: Мир, 1975.
21. Efremov A. V., Radyushkin A. V.//Riv. Nuovo cimento. 1980. Vol. 3. P. 1—87.
22. Close F. E., Roberts R. G., Ross G. G.//Nucl. Phys. 1988. Vol. B296. P. 582—610.
23. Kuti J., Wisskopf V.//Phys. Rev. 1971. Vol. D4. P. 3418—3439.
24. Isaev P. S., Kovalenko S. G.//Hadronic Journ. 1980. Vol. 3. P. 919—940.
25. Date S.//Progr. Theoret. Phys. 1983. Vol. 70. P. 1682—1685.
26. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.//Lett. Nuovo cimento, 1973. Vol. 7. P. 719—725.
27. Альфаро В. и др. Токи в физике адронов. Пер. с англ.: М.: Мир, 1976.
28. Jaffe R. L., Close F. E., Roberts R. G., Ross G. G.//Phys. Rev. 1985. Vol. D31. P. 1004—1013.
29. Close F. E., Roberts R. G., Gross G. G.//Phys. Lett. 1983. Vol. 129B. P. 346—350.
30. Cleymans J., Thews R. L.//Phys. Rev. 1985. Vol. D31. P. 1014—1018.
31. Акулиничев С. В., Ваградов Г. М., Кулагин С. А.//Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 105—107.
32. Akulichev S. V., Kulagin S. A., Vagradov G. M.//Phys. Lett. 1985. Vol. 158B. P. 475—479; J. Phys. 1985. Vol. G11. P. L245—L249.
33. Birbrair B. L., Levin E. M., Shuvaev A. G.//Phys. Lett. 1986. Vol. B166. P. 119—122.

34. Antonov A. N., Kaptari L. P., Nikolaev V. A., Umnikov A. Yu.//JINR Rapid Communications, Vol. 2 [41]-90, Dubna, 1990. P. 14—21.
35. Machleid R., Holinde K., Elster C.//Phys. Rep. 1987. Vol. 149. P. 1.
36. Dymarz R., Khanna F. C.//Nucl. Phys. 1990. Vol. A507. P. 53—62.
37. Умников А. Ю. Структурные функции ядер в глубоководных процессах. Владивосток: ДВГУ, 1987.
38. Llewellynt Smith C. H.//Phys. Lett. 1983. Vol. B128. P. 107—111.
39. Титов А. И.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 76—88.
40. Berger E. L., Coester F., Wiringa R. B.//Phys. Rev. 1984. Vol. D29. P. 398—412.
41. Саперштейн Э. Е., Шматиков М. Ж.//Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 44—47.
42. Ericson M., Thomas A. W.//Phys. Lett. 1983. Vol. B128. P. 112—116.
43. Birbrair B. L., Levin E. M., Shuvaev A. G.//Nucl. Phys. 1989. Vol. A491. P. 618—641.
44. Каптарь Л. П., Резник Б. Л., Титов А. И., Умников А. Ю.//Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 428—431.
45. Baldin A. M., Bondarev V. K., Ghiordanescu N. e. a.//Preprint JINR E2-82-472. Dubna, 1982.
46. Гаврилов В. Б., Лексин Г. А. Препринт ИТЭФ 124. М., 1983.
47. Matveev V. A., Sorba P.//Lett. Nuovo cimento. 1977. Vol. 20. P. 435—439.
48. Буров В. В., Лукьянов В. К., Титов А. И.//ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. С. 1248—1295.
49. Лукьянов В. К., Титов А. И.//ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 815—849.
50. Ефремов А. В.//ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. С. 613—672.
51. Кондрачук Л. А., Шматиков М. Ж.//ЯФ. 1985. Т. 41. С. 222—235.
52. Efremov A. V., Bondarchenko E. A. Preprint JINR E2-84-124. Dubna, 1984.
53. Jaffe R. L., Close F. E., Roberts R. G., Ross G. G.//Phys. Lett. 1984. Vol. B13. P. 449—454.
54. Bratkovskaya E. L., Kaptari L. P., Titov A. I., Umnikov A. Yu.//Nucl. Phys. 1990. Vol. A512. P. 684—698.
55. Kulagin S. A.//Nucl. Phys. 1989. Vol. A500. P. 653—669.
56. Jung H., Miller G. A.//Phys. Lett. 1988. Vol. B200. P. 351—356.
57. Chemtob M., Rho M.//Nucl. Phys. 1971. Vol. A163. P. 1—55.
58. Mathiot J. F.//Phys. Lett. 1982. Vol. B115. P. 174—177.
59. Rosa-Clot M., Testa M.//Nuovo cimento. 1983. Vol. A78. P. 113—134.
60. Akhiezer A., Berestetskii V.//Quantum Electrodynamics. N. Y.: Wiley, 1965.
61. Bethe H. A., de Hoffmann F.//Mesons and Fields. N. Y.: Wiley, 1955.
62. Callan C. G., Coleman S., Jackiw R.//Ann. Phys. 1970. Vol. 59. P. 42—73.
63. Sullivan J. D.//Phys. Rev. 1972. Vol. D5. P. 1732—1737.
64. Аракелян Г. Г., Боресков К. Г.//ЯФ. 1985. Т. 41. С. 416—429.
65. Frankfurt L. L., Strikman M. I.//Phys. Rep. 1981. Vol. 76C. P. 215—287.
66. Frankfurt L. L., Strikman M. I.//Phys. Lett. 1987. Vol. 183B. P. 254—259.
67. Li G.-L., Liu K. F., Brown G. E.//Phys. Lett. 1988. Vol. B213. P. 531—536.
68. Ciofidegli Atti C., Liuti S.//Phys. Lett. 1989. Vol. B225. P. 215—222.
69. Иванов Е. А., Труглиц Э.//ЭЧАЯ, 1981. Т. 12. С. 492—547.
70. Gari M., Hyuga H.//Z. Phys. 1976. Vol. A277. P. 291—297; Nucl. Phys. 1976. Vol. A264. P. 409—421.
71. Miller L. D., Green A. E.//Phys. Rev. 1972. Vol. C5. P. 241—252.
72. Birbrair B. L., Levin E. M., Shuvaev A. G.//Preprint LNPI-1296. Leningrad, 1987.
73. Birbrair B. L., Levin E. M., Shuvaev A. G.//Phys. Lett. 1989. Vol. B222. P. 281—285.
74. Brown G. E., Jackson A. D. The Nucleon-Nucleon Interaction. N. Y.; 1976.

75. Каптарь Л. П., Титов А. И., Умников А. Ю.//ЯФ. 1990. Т. 51. С. 864—872.
76. Zhu W., Shen J.-G.//Comm. Theoret. Phys. 1988. Vol. 9. P. 51—61.
77. Antonov A. N., Hodgson P. E., Petkov I. Zh. Nucleon Momentum and Density Distribution in Nuclei. Oxford: Clarendon Press, 1988.
78. Antonov A. N., Petkov I. Zh.//Nuovo cimento. 1986. Vol. A94. P. 68—77.
79. Antonov A. N., Nikolaev V. A., Petkov I. Zh.//Z. Phys. 1980. Vol. A297. P. 257—260.
80. Лукьянов В. К., Поль Ю. С.//ЭЧАЯ. 1974. Т. 5. С. 955—1022.
81. Hoodbhoy P., Jaffe R. L., Manohar A.//Nucl. Phys. 1989. Vol. B312. P. 571—587.
82. Каптарь Л. П., Титов А. И., Умников А. Ю.//Препринт ОИЯИ P2-86-26. Дубна, 1986.
83. Бажанский И. И., Каптарь Л. П., Резник Б. Л. и др.//Тр. VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ D1 2-86-668. Дубна, 1987. Т. 1. С. 318—325.
84. Kartari L. P., Umnikov A. Yu.//Phys. Lett. 1990. Vol. B240. P. 203—208.
85. Бардин Д. Ю.//ЯФ. 1982. Т. 33. С. 707—721.
86. Ashman J., Badelek V., Baum G. e. a.//Phys. Lett. 1988. Vol. B206. P. 364—370.
87. Карманов В. А., Шапиро И. С.//ЭЧАЯ. 1978. Т. 9. С. 327—382.
88. Гарсеванишвили В. Р., Матвеев В. А.//ТМФ. 1975. Т. 24. С. 3—10.
89. Lacombe M., Loiseau B., Richard J. M., Vinh Mau R.//Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 861—873.
90. Bjorken J. D.//Phys. Rev. 1966. Vol. 148. P. 1467—1478.
91. Preparata G., Soffer J.//Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. P. 1167—1171.
92. Raman S., Houser C. A., Walkiewicz T. A., Towner I. S.//Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1978. Vol. 21. P. 567—620.
93. Aubert J. J., Bassompierre G., Becks G. e. a.//Nucl. Phys. 1987. Vol. B293. P. 740—786.
94. Benvenuti A. C., Bollini D., Bruni G. e. a.//Preprint CERN EP/89-171, 1989.
95. Phillips A. C.//Rep. Progr. Phys. 1977. Vol. 40. P. 905—961.
96. Friar J. L., Gibson B. F., Payne G. L.//Ann. Rev. Nucl. Sci. 1984. Vol. 34. P. 403—434.
97. Review of Particle Properties, Particle Data Group//Phys. Lett. 1988. Vol. B204.
98. Harper E. P., Kim Y. E., Tubis A.//Phys. Lett. 1972. Vol. B40. P. 533—526.
99. Jaus W.//Nucl. Phys. 1974. Vol. A271. P. 495—502.
100. Балдин А. М.//Краткие сообщения по физике ФИАН СССР, 1971. Т. 1. С. 35—39.
101. Блохинцев Д. И.//ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1295—1299.
102. Блохинцев Д. И., Ефремов А. В., Лукьянов В. К., Титов А. И.//Тр. Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ 1,2-12036. Дубна, 1978.
103. Титов А. И.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1582—1585.
104. Каптарь Л. П., Резник Б. Л., Титов А. И., Умников А. Ю.//Тр. IX Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ D12-88-652. Дубна, 1988. Т. 2.
105. Kartari L. P., Umnikov A. Yu.//JINR Rapid Communications, No6[32]-88, Dubna, 1988. P. 17—21.
106. Altarelli G.//Phys. Rep. 1982. Vol. 81. P. 1—131.
107. Липатов Л. Н.//ЯФ. 1974. Т. 20. С. 181—198.
108. Neudatchin V. G., Obukhovskiy I. T., Smirnov Yu. F., Tkaya E. Y.//Z. Phys. 1983. Vol. A313. P. 357—366.