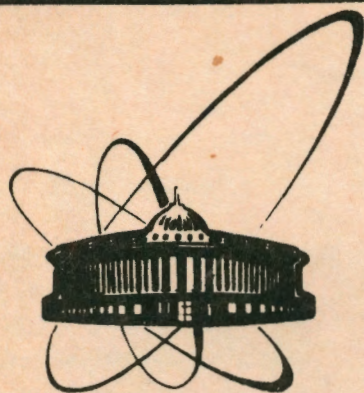


92-170



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-92-170

К.Ю. Казаков*, Л.П. Каптарь, А.Ю. Умников*

ОПЕРАТОРЫ ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
В МЕЗОН-НУКЛОННОЙ ТЕОРИИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Дальневосточный государственный университет,
Владивосток

1992

1. Введение

В настоящее время большое внимание уделяется экспериментальным исследованиям процессов глубокоэластичного рассеяния лептонов легчайшими ядрами [1 - 5]. При этом основные надежды здесь связывают с предполагаемой возможностью извлечения структурных функции (СФ) свободного нейтрона $F_{1,2}^n$ из комбинированного анализа данных на ядрах и водороде с целью последующего их использования для проверки и уточнения результатов и предсказаний квантовой хромодинамики (КХД): выполнения правила сумм Бьеркена и правила сумм Готтфрида, применимости пертурбативной теории и т.д. Основная проблема здесь состоит в надежном выделении роли ядерной структуры, поскольку, как показали исследования ЕМС-эффекта и эффектов ядерной экранировки [6, 7], кварковое распределение в ядре отличается от распределения в свободных нуклонах, и учет ядерной структуры становится существенным. В работах [8, 9] было показано, что изменение СФ нуклонов в ядре объясняется их связанностью в ядерном потенциале. Возникающее при этом небольшое нарушение закона сохранения импульса восстанавливается учетом мезонных степеней свободы [10]. Задача извлечения нейтронных СФ усложняется еще и тем фактом, что при этом необходимо решать интегральное уравнение относительно $F_{1,2}^n$, ядро которого зависит от модельных предположений о механизме реакции и структуре мишени, причем оказывается, что чувствительность результирующей СФ $F_{1,2}^n$ к модели возрастает на границах кинематической области x : $x \rightarrow 1$ и $x \rightarrow 0$ [11]. Это важное обстоятельство необходимо иметь в виду в связи с последними экспериментами группы NMC [4], в которых проведены измерения СФ водорода и дейтрона, в том числе и при очень малых x : $x \sim 10^{-3}$. В результате оказалось, что отношение $F_2^D(x)/F_2^P(x) - 1$ в интервале $10^{-3} \div 10^{-2}$ практически не отличается от единицы, т.е., на первый взгляд, здесь влияние ядерных эффектов (экранировка, мезонные обменные токи, связанность нуклонов ...) полностью отсутствуют. Более того, оценка интеграла $\int (F_2^D - F_2^P) dx/x$ на основе этих данных, а также данных ВCDMC [2] дает сильное ($\sim 20\%$) нарушение правила сумм

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Готтфрида, что, в свою очередь, ставит под сомнение справедливость предположения об изоспиновой симметрии морских кварков в протоне и нейтроне [12] и предсказаний партонной модели. Однако, как было отмечено выше, здесь следует соблюдать известную осторожность, поскольку на самом деле в таких экспериментах непосредственно измеряется ядерная (дейтронная), а не нейтронная структурная функция. Аккуратный учет ядерных эффектов, даже если они противоположны по знаку и компенсируют друг друга, может привести совершенно к другим выводам. По крайней мере, при решении интегрального уравнения на СФ $F_{1,2}^n$ возможно сформулировать такие начальные условия, чтобы в результате нейтронная структурная функция удовлетворяла бы всем требованиям партонной модели и все правила сумм выполнялись бы в точности [13]. В связи с этим особую актуальность представляет разработка самосогласованного подхода к учету ядерной структуры, в рамках которого описываются не только амплитуды данного процесса, но и широкий спектр других свойств мишени: потенциал взаимодействия, основное состояние ядра, его волновые функции и т.д.

Данная работа представляет дальнейшее развитие метода учета ядерной структуры в реакциях глубоконеупругого рассеяния, предложенного в работах [8 - 10]. Особое внимание здесь уделяется вопросу о замене вычисляемых величин соответствующими им экспериментальными данными. Например, в реакциях рассеяния электронов на ядрах используется предположение [14], согласно которому в импульсном приближении функциональная зависимость амплитуды рассеяния на ядерном нуклоне заменяется функциональной зависимостью амплитуды свободного нуклона с учетом его схода с массовой поверхности. Как будет показано ниже, в нашем подходе это соответствует учету собственно энергетических и мезоннообменных диаграмм.

В настоящей работе на основе самосогласованного нерелятивистского подхода определяются:

- явный вид операторов глубоконеупругого рассеяния в пространстве моментов структурных функций,
- матричные элементы от операторов моментов по основному состоянию дейтрона и физического нуклона,
- связь между матричными элементами дейтрона и наблюдаемыми величинами его составляющих (нуклоны и мезоны).

2. Глубоконеупругое рассеяние и операторное разложение

В приближении однофотонного обмена сечение глубоконеупругого рассеяния лептонов на адронной мишени может быть записано в виде:

$$\sigma^{\ell+A \rightarrow \ell'+X} \propto L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^A, \quad (1)$$

где адронный тензор $W_{\mu\nu}^A$ связан оптической теоремой с амплитудой $T_{\mu\nu}$ комптоновского рассеяния вперед виртуального γ^* - кванта:

$$M_A W_{\mu\nu}^A(p_A, q) = \frac{1}{2\pi} \text{Im} T_{\mu\nu}^A(p_A, q). \quad (2)$$

В то же время известно, что $T_{\mu\nu}^A$ определяется T -произведением двух адронных токов [15]:

$$T_{\mu\nu}^A(p_A, q) = i \int d^4x e^{iqx} \langle p_A | T(J_\mu(x) J_\nu(0)) | p_A \rangle. \quad (3)$$

В (3) подразумевается усреднение по проекциям спина мишени. Таким образом, из (1)-(3) видно, что задача теоретического описания реакций глубоконеупругого рассеяния условно делится на две части: а) определение явного вида оператора T - произведения и б) описание векторов основного состояния мишени $|p_A\rangle$. Причем для вычисления матричных элементов (3) самосогласованным образом обе части необходимо рассмотреть в рамках единого теоретического подхода.

При больших переданных импульсах $Q^2 \rightarrow \infty$ наиболее строгим теоретическим методом вычисления T - произведения является операторное разложение Вильсона [16, 17]. Это общий метод анализа произведения операторов, взятых в точках, интервал между которыми стремится к нулю. В методе операторного разложения вклады малых и больших расстояний факторизуются. В случае ГНР на ядрах большим расстояниям соответствуют матричные элементы по ядерным состояниям, а малым расстояниям - рассеяние на конституэнтах. В данной работе мы сосредоточиваем внимание на исследовании роли ядерных эффектов в реакции ГНР, а "элементарную" амплитуду рассеяния на конституэнтах считаем известной и берем из эксперимента. Для того, чтобы выделить роль ядерных структурных эффектов, нам представляется наиболее естественным рассмотреть ядро в рамках традиционной мезон-нуклонной

теории ядерных сил. Тогда операторное разложение следует произвести также в терминах взаимодействующих мезонных и нуклонных полей.

В операторном разложении мы ограничиваемся приближением лидирующего твиста ($\tau = 2$), т.е. пренебрегаем поправками m^2/Q^2 высших твистов. Тогда амплитуду $T_{\mu\nu}^A$, содержащую всевозможные операторы твиста два (которые составлены из взаимодействующих нуклонных и мезонных полей) можно представить в виде [18]:

$$\begin{aligned} & i \int d^4x e^{iqx} T(J_\mu(x) J_\nu(0)) = \\ & = \sum_{a;n=2,4,\dots}^{\infty} C_{a,n}^{(1)} \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) \frac{2m_a 2^n q_{\mu_1} \dots q_{\mu_n} O_a^{\mu_1 \dots \mu_n}(0)}{(-q^2)^n} + \\ & + \sum_{a;n=2,4,\dots}^{\infty} C_{a,n}^{(2)} \left(g_{\mu\mu_1} - \frac{q_\mu q_{\mu_1}}{q^2} \right) \left(g_{\nu\mu_2} - \frac{q_\nu q_{\mu_2}}{q^2} \right) \frac{2m_a 2^n q_{\mu_3} \dots q_{\mu_n} O_a^{\mu_1 \dots \mu_n}(0)}{(-q^2)^{n-1}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где a – нуклон либо мезон, $C_{a,n}^{(i)}$ – коэффициенты Вильсона и m_a – соответствующая масса. Явный вид операторов определяется нуклонными полями и полями конкретных мезонов. Для простоты в настоящей работе мы рассматриваем теорию только со спинорными и скалярными полями, хотя выводы и результаты действительны для всех типов мезонов (изоскалярных, векторных ...), дающих вклад в потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия. Нетрудно убедиться, что операторам $\tau = 2$ скалярной мезон-нуклонной теории будут:

$$O_N^{\mu_1 \dots \mu_n} = \left(\frac{i}{2} \right)^{n-1} S \left\{ \bar{N}(0) \gamma^{\mu_1} \overleftrightarrow{\partial}^{\mu_2} \dots \overleftrightarrow{\partial}^{\mu_n} N(0) \right\}, \quad (5)$$

$$O_\Phi^{\mu_1 \dots \mu_n} = \left(\frac{i}{2} \right)^n S \left\{ \Phi(0) \overleftrightarrow{\partial}^{\mu_1} \dots \overleftrightarrow{\partial}^{\mu_n} \Phi(0) \right\}, \quad (6)$$

где S означает симметризацию по всем индексам и вычитание членов, которые содержат свертки с $g_{\mu_i \mu_j}$, N и Φ – нуклонные и мезонные (скалярные) поля соответственно. Операторы (5)-(6) записаны в представлении Гейзенберга, и для определения производной ∂^{μ_n} от взаимодействующих полей N и Φ необходимо знать явный вид гамильтониана системы, а для вычисления матричных элементов по основному состоянию мишени – его собственные вектора и собственные значения. В настоящее время гамильтониан мезон-нуклонной системы и уравнения на его собственные

значения наиболее детально и полно исследованы в нерелятивистском приближении. Наше рассмотрение также будет проводиться в рамках нерелятивистского приближения.

3. Основное состояние ядра в мезон-нуклонной модели

Будем рассматривать ядро как систему взаимодействующих нуклонных и мезонных полей с лагранжианом:

$$\mathcal{L} = \bar{N} (i\hat{\partial} - m) N + \frac{1}{2} \left((\partial\Phi)^2 - \mu_\sigma^2 \Phi^2 \right) - g_\sigma \bar{N} N \Phi, \quad (7)$$

где $N = \begin{pmatrix} f \\ \chi \end{pmatrix}$ и Φ – нуклонное и мезонное поля соответственно, m и μ_σ – затраточные ("голые") массы нуклона и σ -мезона, g_σ – константа связи. Соответствующие классические уравнения движения полей имеют вид:

$$\begin{aligned} (i\hat{\partial} - m) N(x) &= g_\sigma \Phi(x) N(x), \\ (\square + \mu_\sigma^2) \Phi(x) &= -g_\sigma \bar{N}(x) N(x). \end{aligned} \quad (8)$$

В процедуре нерелятивистской редукции уравнений (8) исключаются несущественные для ядерной физики антинуклонные степени свободы. Для этого, используя первое уравнение (8), выразим малую χ компоненту спинорного поля N через большую f компоненту, после чего в первом порядке разложения по степеням $1/m$ получаем для f нерелятивистское уравнение движения:

$$i\dot{f}(x) = m f(x) - \frac{\Delta}{2m} f(x) + g_\sigma \Phi(x) f(x). \quad (9)$$

Отметим, что разложение $1/m$ ограничивает точность вычислений до g^2 по константе взаимодействия, что соответствует принятому в ядерной физике приближению при получении потенциала взаимодействия и уравнения Шредингера.

В принципе, уравнение (9) может быть использовано для дальнейшего квантования и определения физических свойств системы. Однако, как было замечено [19, 20], поля $f(x)$ не удовлетворяют условиям нормировки плотности вероятности и заряда и, следовательно, не могут служить в качестве истинных вторично-квантованных полей системы. Обычно вводятся новые поля $\psi(x) = (\hat{I} + \hat{F}) f(x)$, где \hat{I} – единичный оператор. Оператор \hat{F} определяется тем, что поля $\psi(x)$ должны удовлетворять всем

условиям для канонических вторично-квантованных полей. Для рассматриваемого случая нуклонных и σ -мезонных полей нетрудно получить:

$$\psi(x) = \left(\hat{I} - \frac{\Delta}{8m^2} \right) f(x). \quad (10)$$

Гамильтониан для такой системы получается стандартным путем из лагранжиана (7) с учетом (10) и имеет вид:

$$\begin{aligned} H_0^g &= \frac{1}{2} \int d^3x \{ (\nabla\Phi(x))^2 + \dot{\Phi}(x)\dot{\Phi}(x) + \mu_\sigma^2 \Phi(x)\Phi(x) \}, \\ H_0^N + H_{int} &= \int d^3x \left\{ \frac{1}{2m} \nabla\psi^+(x)\nabla\psi(x) + m\psi^+(x)\psi(x) \right\} + \\ &+ g_\sigma \int d^3x \{ \psi^+(x)\Phi(x)\psi(x) \}. \end{aligned} \quad (11)$$

Таким образом, мы определили процедуру нерелятивистской редукции для нуклонных полей и получили явный вид нерелятивистского гамильтониана системы. Таким же путем, зная явный вид любого другого оператора в терминах мезонных и нуклонных полей, можно найти его нерелятивистское выражение.

Вектор основного состояния $|A\rangle$ любого ядра является собственным вектором гамильтониана (11) с собственным значением, равным полной энергии основного состояния:

$$(H_0 + H_{int}) |A\rangle_q = E_A(q) |A\rangle_q, \quad (12)$$

где $E_A(q)$ - полная энергия системы с импульсом q .

Здесь следует отметить, что в результате нерелятивистской редукции мы получили теорию типа старых мезонных теорий (например, Чу и Лоу[21]). В частности, гамильтониан (11) обладает теми же свойствами, что и гамильтониан в этих теориях, а именно: а) вакуум для такого гамильтониана совпадает с физическим вакуумом, б) оператор числа мезонов коммутирует с полным гамильтонианом системы, т.е. мезоны в данной теории являются физическими, в) чисто нуклонные ("голые") состояния не являются собственными состояниями полного гамильтониана. Физическими нуклонными состояниями системы являются суперпозиции состояний с "голыми" нуклонами и различным числом мезонов, причем в таком представлении ряд обрывается на определенном числе "свободных" мезонов, тем самым предполагается, что амплитуды состояний с большим числом мезонов равны нулю (метод Тамма-Данкова[22]),

$$|A\rangle_q = \sqrt{1 - Z_A \varphi_0^A} | \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \rangle_q + \varphi_1^A | \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \sigma \rangle_q + \varphi_2^A | \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \sigma \sigma \rangle_q + \dots, \quad (13)$$

где Z_A - константа перенормировки волновой функции, определяемая условием $\langle A | A \rangle = 1$. Систему уравнений для волновых функций φ_i^A можно получить, проектируя (12) на различные компоненты фоковского столбца:

$$\begin{aligned} \langle \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A | (H_0 - E_A) | \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \rangle \varphi_0^A + | \langle \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \sigma | H_{int} | \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \rangle |^2 \varphi_0^A / \Delta_1 &= 0, \\ \varphi_1^A &= \langle \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \sigma | H_{int} | \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \rangle \varphi_0^A / \Delta_1 + O(g^3), \\ \varphi_2^A &= \langle \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \sigma \sigma | H_{int} | \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \sigma \rangle \langle \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \sigma | H_{int} | \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \rangle \varphi_0^A / \Delta_1 \Delta_2 + O(g^3), \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= \langle \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \sigma | H_0 | \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \rangle - E_A, \\ \Delta_2 &= \langle \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \sigma \sigma | H_0 | \bar{N}_1 \dots \bar{N}_A \sigma \rangle - E_A. \end{aligned} \quad (15)$$

В соответствии с приближениями, принятыми в процедуре нерелятивистской редукции ($\sim 1/m$), в уравнениях (14) мы ограничиваемся только членами до g^2 . Формально контролировать точность можно, учитывая члены, содержащие константу g^2 в явном виде, однако надо иметь в виду, что в процессе вычислений появляются также члены $\langle T \rangle / m \sim \langle p^2 \rangle / m^2 \sim g^2$ (T - кинетическая энергия нуклонов).

Зная решение (14), мы можем впоследствии вычислить любой матричный элемент от любого оператора. Нас интересуют матричные элементы операторов (5)-(6) (после их нерелятивистской редукции) по состояниям ядерной мишени. Как было отмечено выше, в данном подходе мы стремимся выразить их через соответствующие наблюдаемые матричные элементы по ядерным конститuentам (нуклонов и мезонов). С этой целью ниже мы выпишем отдельно решения (14) для физического нуклона и физической ядерной мишени соответственно. Для примера в качестве ядра мы берем дейтрон как "точно решаемую ядерную модель". Это позволяет получить аналитические выражения в замкнутом виде и, кроме того, использовать хорошо известные результаты исследований основных его свойств [23 - 25] (волновые функции, потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия и т.д.).

Нуклон

Разложение (13) для физического нуклона ($A = 1$) с импульсом q имеет вид:

$$|N\rangle_q = \sqrt{1 - Z_N \varphi_0^N} | \bar{N} \rangle_q + \varphi_1^N | \bar{N} \sigma \rangle_q + \varphi_2^N | \bar{N} \sigma \sigma \rangle_q + \dots, \quad (16)$$

где, как нетрудно увидеть, $\varphi_0^N = 1$, а волновые функции $\varphi_{1,2}^N$ в системе с $q = 0$ имеют вид:

$$\varphi_1^N(k) = -\frac{g_\sigma}{\sqrt{2\omega(k)}} \cdot \frac{1}{\omega(k)} \quad (17)$$

$$\varphi_2^N(k_1, k_2) = \frac{g_\sigma^2}{\sqrt{2\omega(k_1)2\omega(k_2)}} \cdot \frac{1}{\omega(k_1)\omega(k_2)}, \quad (18)$$

где $\omega(k) = \sqrt{k^2 + \mu_\sigma^2}$ и учтено, что $\Delta_1 \simeq -\omega(k)$, $\Delta_2 \simeq -\omega(k_1) - \omega(k_2)$.

Константа перенормировки Z_N имеет вид:

$$Z_N = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \cdot \frac{g_\sigma^2}{2\omega^3(k)}. \quad (19)$$

Мы получили расходящийся интеграл. Расходимость устраняется простой регуляризацией и введением соответствующего контрчлена в исходный лагранжиан. Например, массовый контрчлен записывается:

$$m_{\text{физ.}} = m + \delta m,$$

где

$$\delta m = - \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \cdot \frac{g_\sigma^2}{2\omega^2(k)}. \quad (20)$$

Уравнения (16)-(20) полностью определяют состояние физического нуклона. Для примера вычислим среднее значение следа тензора энергии-импульса по состоянию нуклона. Этот оператор играет важную роль в теории, поскольку он пропорционален оператору $\hat{O}^{\mu_1\mu_2}$ в разложении (3) при $n = 2$. Очевидно, что в системе покоя нуклона мы должны получить его физическую массу.

Ковариантное выражение для следа тензора энергии-импульса системы взаимодействующих нуклонов и мезонов с лагранжианом (7) имеет вид:

$$\theta_\mu^\mu(x) = : m\bar{N}(x)N(x) : + : \mu_\sigma^2\Phi^2(x) :. \quad (21)$$

Нерелятивистская редукция (21) согласно описанной выше процедуре дает:

$$\theta_\mu^\mu(x) = \nabla\psi^+(x)\nabla\psi(x) + m\psi(x)^+\psi(x) + : \mu_\sigma^2\Phi^2(x) :, \quad (22)$$

тогда матричный элемент (22) по нуклонному состоянию (16) имеет вид:

$$\langle N | \theta_\mu^\mu(0) | N \rangle = m + \delta m_\theta, \quad (23)$$

где

$$\delta m_\theta = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \cdot \frac{g_\sigma^2}{\omega^2(k)} - g_\sigma^2 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \cdot \frac{k^2}{\omega^4(k)} \neq \delta m. \quad (24)$$

На первый взгляд, мы получили противоречие с (20), однако легко убедиться, что регуляризованные выражения (20) и (24) совпадают.

Дейтрон

В этом разделе мы определим основные наблюдаемые характеристики дейтрона и покажем, как они связаны с соответствующими наблюдаемыми реального нуклона.

Действуя согласно общей схеме, представим основное состояние дейтрона в виде:

$$|D\rangle = \sqrt{1 - Z_D}\varphi_0^D | \bar{N}\bar{N} \rangle + \varphi_1^D | \bar{N}\bar{N}\sigma \rangle + \varphi_2^D | \bar{N}\bar{N}\sigma\sigma \rangle + \dots \quad (25)$$

В системе с $q = 0$ удобно несколько переопределить волновую функцию φ_0^D :

$$\varphi_0^D(p_1, p_2) = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(p_1 + p_2) \varphi_0^D(p_1), \quad (26)$$

тогда уравнение для нее имеет вид обычного уравнения Шредингера с потенциалом однобозонного обмена:

$$2 \cdot \frac{p^2}{2m_{\text{физ.}}} \varphi_0^D(p) - \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{g_\sigma^2}{\omega^2(k)} \varphi_0^D(p+k) = \epsilon_D \varphi_0^D(p), \quad (27)$$

где $\epsilon_D = M_D - 2m_{\text{физ.}}$, M_D — физическая масса дейтрона. В дальнейшем мы будем использовать для φ_0^D более привычное обозначение Ψ_D , имея в виду тот факт, что если включить в рассмотрение другие мезоны (π , ω , ρ ...), то Ψ_D будет соответствовать хорошо известной функции дейтрона, вычисленной, например, парижской или боннской группами [23, 24].

Волновые функции $\varphi_{1,2}^D$:

$$\begin{aligned} \varphi_1(p_1, p_2, k) &= -\frac{g_\sigma}{\sqrt{2\omega(k)\omega(k)}} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(p_1 + p_2 + k) (\Psi_D(p_1) - \Psi_D(p_2)), \\ \varphi_2(p_1, p_2, k_1, k_2) &= \frac{g_\sigma^2}{2\sqrt{2\omega(k_1)2\omega(k_2)\omega(k_1)\omega(k_2)}} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(p_1 + p_2 + k_1 + k_2) \times \\ &\times (\Psi_D(p_1 + k_1) - \Psi_D(p_2 + k_1) + \Psi_D(p_1) - \Psi_D(p_2)). \end{aligned} \quad (28)$$

Далее, прямым вычислением нетрудно убедиться, что константа перенормировки дейтронной волновой функции связана с соответствующей нуклонной константой соотношением:

$$Z_D = 2Z_N + \tilde{Z}_D, \quad (29)$$

$$\tilde{Z}_D = \int \frac{d^3k d^3p}{(2\pi)^6} \frac{g_\sigma^2}{\omega^3(k)} \Psi_D^\dagger(p) \Psi_D(p+k).$$

Отметим, что чисто дейтронная часть константы перенормировки \tilde{Z}_D конечна и, как видно из (29), она определяет полное число дополнительных мезонов в дейтроне, обеспечивающих взаимодействие между нуклонами.

Вычислим матричный элемент оператора тензора энергии-импульса по состоянию дейтрона (25) и убедимся, что его полная масса выражается через массу нуклона и энергию связи ϵ_D :

$$\begin{aligned} \langle D | \theta_\mu^\mu(0) | D \rangle &= 2 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left(m - \frac{p^2}{2m} \right) \Psi_D^\dagger(p) \Psi_D(p) + \\ &+ 2\mu_\sigma^2 \int \frac{d^3p_1 d^3p_2}{(2\pi)^6} \frac{g_\sigma^2}{\omega^4(k)} \Psi_D^\dagger(p_1) \Psi_D(p_2) + 2\delta m_\theta, \end{aligned} \quad (30)$$

где $k = p_1 + p_2$. Перепишем (30) в координатном представлении:

$$\langle D | \theta_\mu^\mu(0) | D \rangle = 2m_{\text{физ.}} + \int d^3r \left(-\frac{\Delta}{m} + r \frac{d}{dr} V(r) + V(r) \right) \Psi_D^\dagger(r) \Psi_D(r); \quad (31)$$

где V - потенциал (Юкавы) нуклон-нуклонного взаимодействия. С помощью теоремы вириала $\langle r dV/dr \rangle = 2\langle T \rangle$ ($\langle T \rangle \equiv \langle p^2/m_{\text{физ.}} \rangle$ - средняя кинетическая энергия нуклонов в дейтроне) находим:

$$\begin{aligned} M_D &= 2m_{\text{физ.}} + \epsilon_D, \\ \epsilon_D &= \langle T \rangle + \langle V \rangle. \end{aligned} \quad (32)$$

Таким образом, мы видим, что в данном подходе основные характеристики дейтрона (масса, потенциал взаимодействия, волновая функция) описываются самосогласованным способом.

4. Амплитуда глубоконеупругого рассеяния

Вернемся к сечению ГНР на ядрах. Адронный тензор $W_{\mu\nu}$ обычно параметризуется в терминах безразмерных структурных функций $F_{1,2}^A$, непосредственно измеряемых на опыте. В нашем подходе удобно рассмотреть вместо структурных функций их моменты, которые связаны с вильсоновскими коэффициентами $C_{a,n}^{(i)}$, $i = 1, 2$; $a = N, \Phi$ и матричными элементами $\bar{a}_{a,n}^A$ операторов (4) - (5) соотношениями:

$$2M_n(F_1^A) = \sum_a C_{a,n}^{(1)} \cdot \bar{a}_{a,n}^A, \quad (33)$$

$$M_{n-1}(F_2^A) = \sum_a C_{a,n}^{(2)} \cdot \bar{a}_{a,n}^A, \quad (34)$$

где n -ый момент ядерной структурной функции определяется как:

$$M_n(F_1^A) = \int_0^1 F_1^A(x) x^{n-1} dx. \quad (35)$$

Структурные функции можно получить, применяя обратное преобразование Меллина (см., например, [26]) к уравнениям (33-34).

В глубоконеупругой кинематике $q = (\nu, 0, 0, -\nu - M_A x_A)$ операторы (4) имеют вид:

$$\begin{aligned} O_N &= \frac{2^n q_{\mu_1} \dots q_{\mu_n}}{(-q^2)^n} O_N^{\mu_1 \dots \mu_n} = \left(\frac{i}{2} \right)^{n-1} \left(\frac{2\nu}{-q^2} \right)^n \bar{N}(0) (\gamma_0 + \gamma_3) (\vec{\partial}_0 + \vec{\partial}_3)^{n-1} N(0), \\ O_\Phi &= \frac{2^n q_{\mu_1} \dots q_{\mu_n}}{(-q^2)^n} O_\Phi^{\mu_1 \dots \mu_n} = \left(\frac{i}{2} \right)^n \left(\frac{2\nu}{-q^2} \right)^n \Phi(0) (\vec{\partial}_0 + \vec{\partial}_3)^n \Phi(0). \end{aligned} \quad (36)$$

Дальнейшее преобразование операторов (36) сводится к переходу от релятивистских спиноров $N(x)$ к нерелятивистским полям $\psi(x)$ и вычислению, с помощью уравнения движения полей (9) и гамильтониана (11), производных $(\vec{\partial}_0 + \vec{\partial}_3)^n$. После довольно громоздких преобразований результат нерелятивистской редукции может быть записан в виде сумм операторов в порядке возрастания по константе взаимодействия g :

$$\begin{aligned} O_N &= O_N^n + O_N^{n\sigma} + O_N^{nn}, \\ O_\Phi &= O_\Phi^n + O_\Phi^{n\sigma} + O_\Phi^{nn}, \end{aligned} \quad (37)$$

явный вид операторов дается в Приложении. Из (33) и (37) мы получаем, что момент физического нуклона определяется следующими вкладками:

$$M_n(F_1^N) = M_n(F_1^{\bar{N}}) \cdot \bar{a}_{N,n}^N + M_n(F_1^\sigma) \cdot \bar{a}_{\sigma,n}^N, \quad (38)$$

где $M_n(F_1^N), M_n(F_1^\sigma)$ - моменты "голого" нуклона и мезона соответственно, а матричные элементы $\bar{a}_{N,n}^N, \bar{a}_{\sigma,n}^N$ равны:

$$\bar{a}_{N,n}^N = (1 - Z_N) \underbrace{\langle \bar{N} | O_N^n | \bar{N} \rangle}_a + \underbrace{\varphi_1^{N+} \varphi_1^N \langle \bar{N} \sigma | O_N^n | \bar{N} \sigma \rangle}_b + \underbrace{\varphi_1^N \langle \bar{N} | O_N^{n\sigma} | \bar{N} \sigma \rangle}_c + c.c. \quad (39)$$

$$\bar{a}_{\sigma,n}^N = \underbrace{\varphi_1^{N+} \varphi_1^N \langle \bar{N} \sigma | O_\Phi^n | \bar{N} \sigma \rangle}_r + \underbrace{\varphi_1^N \langle \bar{N} | O_\Phi^n | \bar{N} \sigma \rangle}_d + \underbrace{\varphi_2^N \langle \bar{N} \sigma \sigma | O_\Phi^n | \bar{N} \rangle}_e + c.c.$$

Поскольку операторы O_N^{nn} и O_Φ^{nn} имеют двухчастичную структуру, их вклады по нуклонному состоянию равны нулю. Как видно из (39), моменты физического нуклона определяются величинами $\bar{a}_{a,n}^N$, которые вычисляются нами непосредственно, и моментами "голых" конститuentов, которые, вообще говоря, неизвестны и в настоящее время могут быть вычислены лишь приближенно, в рамках, например, пертурбативной КХД [27]. В (39) различным матричным элементам соответствуют различные процессы: рассеяние на "голом" нуклоне с учетом перенормировки волновой функции (а), вклад отдачи (б) и собственно энергетические поправки (в)-(е), которые "одевают" момент "голого" нуклона. Наглядно это продемонстрировано на рис.1, где мезон обозначается пунктирной линией, нуклон - сплошной, а нуклонные и мезонные операторы - черными и светлыми кружками соответственно.

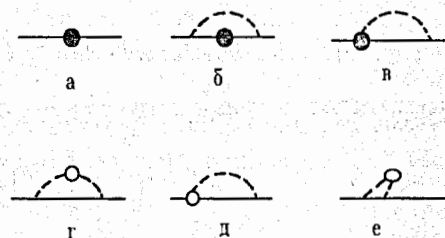


Рис. 1: Диаграммы, определяющие моменты физического нуклона: рассеяние на "голом" нуклоне с учетом перенормировки волновой функции (а) и поправки взаимодействия (б) - отдача, в) - е) - собственно энергетические вклады.

В дальнейшем будем считать, что (39) полностью определяют (с точностью, принятой в нашем подходе) истинные моменты нуклона, измеряемые на опыте, и будем использовать их при вычислении моментов дейтрона.

Для дейтронной мишени $\bar{a}_{a,n}^D$ содержат следующие матричные элементы:

$$\bar{a}_{N,n}^D = (1 - Z_D) \Psi_D^\dagger \Psi_D \langle \bar{N} \bar{N} | O_N^n | \bar{N} \bar{N} \rangle + \varphi_1^{D+} \varphi_1^D \langle \bar{N} \bar{N} \sigma | O_N^n | \bar{N} \bar{N} \sigma \rangle +$$

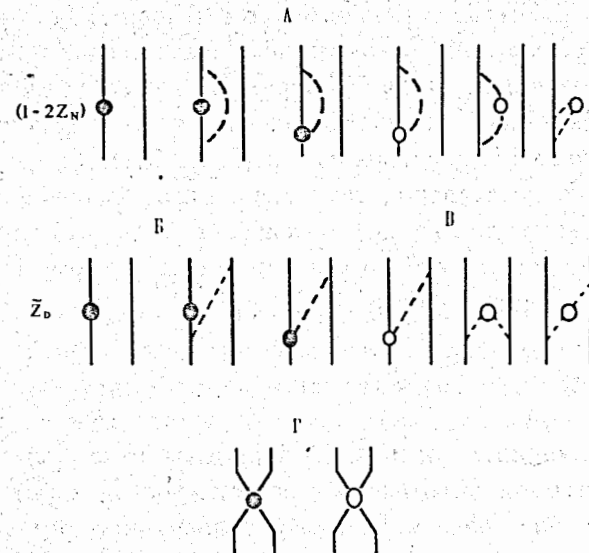


Рис. 2: Диаграммы глубоконеупругого рассеяния на дейтроне: А) - импульсное приближение, Б) - перенормировка и отдача, В) и Г) - мезонные обменные токи.

$$\begin{aligned} & + \varphi_1^{D+} \Psi_D \langle \bar{N} \bar{N} \sigma | O_N^{n\sigma} | \bar{N} \bar{N} \rangle + \Psi_D^\dagger \Psi_D \langle \bar{N} \bar{N} | O_N^{n\sigma} | \bar{N} \bar{N} \rangle + c.c. \\ \bar{a}_{\sigma,n}^D = & \varphi_1^{D+} \varphi_1^D \langle \bar{N} \bar{N} \sigma | O_\Phi^n | \bar{N} \bar{N} \sigma \rangle + \varphi_1^{D+} \Psi_D \langle \bar{N} \bar{N} \sigma | O_\Phi^{n\sigma} | \bar{N} \bar{N} \rangle + \\ & + \varphi_2^{D+} \Psi_D \langle \bar{N} \bar{N} \sigma \sigma | O_\Phi^n | \bar{N} \bar{N} \rangle + \Psi_D^\dagger \Psi_D \langle \bar{N} \bar{N} | O_\Phi^{n\sigma} | \bar{N} \bar{N} \rangle + c.c. \end{aligned} \quad (40)$$

Полученные матричные элементы могут быть сгруппированы так, чтобы в явном виде выделить рассеяние на физическом нуклоне (вклад диаграмм (а)-(е) в импульсном приближении) плюс вклады чисто мезонных обменных токов (см. рис.2).

Обратим особое внимание на диаграммы импульсного приближения. Традиционно при рассмотрении инклюзивных процессов рассеяния лептонов на ядрах в импульсном приближении возникает вопрос об амплитуде взаимодействия лептонов с ядерным нуклоном [14]. Обычно предполагается, что различные амплитуды взаимодействия лептонов со связанными и со свободными нуклонами мало, и ядерные эффекты учитываются лишь в кинематике. Это предположение оправдывается "a posteriori"

сравнением численных расчетов с экспериментом. В нашем случае, как видно из рис.2, в диаграммы импульсного приближения входят моменты физического нуклона, непосредственно измеряемые на опыте. Ядерная структура учитывается обменными диаграммами, а также через потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия и энергию связп. По сути, полученные нами выражения показывают, что замена в импульсном приближении амплитуды рассеяния на ядерных нуклонах свободными амплитудами соответствует точности до g^2 по константе взаимодействия и не учитывает мезонные степени свободы.

5. Пример: $n=2$

Рассмотрим конкретный пример вычисления второго момента структурных функций. Именно второй момент играет важную роль в теории ГНР, поскольку закон сохранения энергии-импульса полностью определяется им, и, следовательно, исследование второго момента является одним из критериев проверки самосогласованности теории. Напомним, что в ранних феноменологических подходах по учету вклада мезонных степеней свободы в реакциях ГНР [8, 9, 28] закон сохранения энергии-импульса либо нарушался, либо фиксировался феноменологически, подбором параметров.

Заменяя в выражениях для матричных элементов $n = 2$ (см. Приложение), получаем для нуклона:

$$M_2(F_1^N) = M_2(F_1^{\bar{N}}) - M_2(F_1^\sigma) \frac{\delta m}{m}. \quad (41)$$

Физический смысл полученного выражения очевиден: нуклон в процессе взаимодействия "одевается" мезонным облаком и второй член в правой части выражения (41) играет роль контрчлена для момента (собственно энергетические поправки). Кроме того, прямым вычислением можно показать, что диаграммы перенормировки и отдачи ((а)-(б) на рис.1) сокращаются. Обратим внимание, что в выражении для второго момента мы не получили дополнительных расходимостей по сравнению с первоначальными бесконечными константами перенормировки волновых функций и массового контрчлена. Это согласуется с общей теорией перенормировок, согласно которой сохраняющиеся составные операторы (в случае $n = 2$ это будет тензор энергии - импульса) не требуют введения дополнительных констант перенормировки [27].

Момент дейтрона:

$$\frac{M_D}{2m} M_2^D = M_2^{\bar{N}} \left(1 + \frac{5 \langle T \rangle}{3m} + \frac{\langle V \rangle}{m} \right) - M_2^\sigma \left(\frac{2 \langle T \rangle}{3m} + \frac{1 \langle V \rangle}{2m} + \frac{\delta m}{m} \right). \quad (42)$$

При получении (42) мы вновь воспользовались теоремой вприала. Первый член (42) описывает моменты в импульсном приближении с учетом связности, второй член - чисто мезоннообменные эффекты. Как и в нуклонном случае, диаграммы перенормировки и отдачи полностью сократились. Выражению (42) можно придать более наглядный вид, записывая вместо моментов $M^{N,D}$, согласно партонной модели, средние импульсы, уносимые кварками. Тогда, если отождествить коэффициенты при моментах со средними значениями импульса, уносимого конститuentами в дейтроне, то закон сохранения полного импульса будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \langle x_q \rangle_D &= \langle x_q \rangle_N \cdot \langle y \rangle_N + \langle x_q \rangle_\sigma \cdot \langle y \rangle_\sigma \\ \langle x_g \rangle_D &= \langle x_g \rangle_N \cdot \langle y \rangle_N + \langle x_g \rangle_\sigma \cdot \langle y \rangle_\sigma, \end{aligned} \quad (43)$$

где $\langle x_{q(g)} \rangle$ - средний импульс, уносимый кварками (глюонами) в конститuentе, $\langle y \rangle$ - средний импульс, уносимый самим конститuentом:

$$\langle y \rangle_N = \frac{2m_{\text{физ.}}}{M_D} \left(1 + \frac{5 \langle T \rangle}{3m_{\text{физ.}}} + \frac{\langle V \rangle}{m_{\text{физ.}}} \right) \quad \langle y \rangle_\sigma = \left(\frac{2 \langle T \rangle}{3m_{\text{физ.}}} + \frac{\langle V \rangle}{2m_{\text{физ.}}} \right).$$

Складывая правые и левые части (42) и используя равенство $2m_{\text{физ.}}/M_D \approx 1 - \epsilon_D/2m_{\text{физ.}}$, убеждаемся, что правило сумм восстанавливается в точности. Здесь следует обратить внимание, что, как видно из (41)- (43), окончательные результаты зависят только от средних значений кинетической энергии нуклонов и потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия и не зависят от конкретного вида мезонов. Рассмотренный подход может быть обобщен на систему с любыми сортами мезонов, в частности, можно рассмотреть набор мезонов, используемый боннской группой, чьи результаты (волновая функция Ψ_D , энергия связи ϵ_D , потенциал V и т.д.) могут быть использованы нами для выполнения конкретных численных расчетов.

6. Заключение

1. На примере скалярных мезонов изложена нерелятивистская мезон-нуклонная теория реакций глубоконеупругого рассеяния лептонов

на дейтроне. В методе операторного разложения Вильсона получен явный вид нерелятивистских операторов ГНР в терминах взаимодействующих нуклонных и мезонных полей.

2. Получено аналитическое выражение для второго момента структурных функций (с точностью до g^2), выделены вклады собственно энергетических частей и обменных мезонных токов. Показано, что моменты дейтрона выражаются через физически наблюдаемые моменты конститuentов - нуклонов и мезонов.

3. Показано, что нарушение закона сохранения энергии-импульса в импульсном приближении в точности восстанавливается учетом мезонных обменных токов.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Н. Красникову за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

После нерелятивистской редукции операторы (4)-(5) принимают вид:

Нуклонный оператор:

$$O_N^n = \int \frac{d^3 p_1 d^3 p_2}{(2\pi)^6} \mathcal{N}_n^{(1)}(p_1, p_2) \cdot a^+(p_1) a(p_2), \quad (1)$$

$$O_N^{n\sigma} = g_\sigma \int \frac{d^3 p_1 d^3 p_2}{(2\pi)^9} \frac{d^3 k}{\sqrt{2\omega(k)}} \mathcal{N}_n^{(2)}(k) \cdot a^+(p_1) a(p_2) (b^+(k) + b(k)), \quad (2)$$

$$O_N^{nn} = g_\sigma^2 \int \frac{d^3 p_1 d^3 p_2}{(2\pi)^6} \frac{d^3 p_3 d^3 k}{(2\pi)^6} \mathcal{N}_n^{(3)}(k) \cdot a^+(p_1) a^+(p_2) (a(p_2 - k) + a(p_2 + k)) a(p_3), \quad (3)$$

где $a^+(p)$, $a(p)$ и $b^+(k)$, $b(k)$ - операторы рождения и уничтожения нуклона и мезона соответственно, а $\mathcal{N}_n^{(i)}(k)$ равны:

$$\mathcal{N}_n^{(1)}(p_1, p_2) = 2m^n \left(1 - \frac{p_1^2 + p_2^2}{8m^2} + \frac{p_1 p_2}{4m^2} + \frac{p_{1z} + p_{2z}}{2m} \right) \left[1 + \frac{p_1^2 + p_2^2}{4m^2} + \frac{p_{1z} + p_{2z}}{2m} \right]^{n-1}$$

$$\mathcal{N}_n^{(2)}(k) = \frac{2m^n}{\omega_+(k)} \left(\left[1 + \frac{\omega_+(k)}{2m} \right]^{n-1} - \left[1 - \frac{\omega_+(k)}{2m} \right]^{n-1} \right)$$

$$\mathcal{N}_n^{(3)}(k) = \frac{2m^n}{2\omega^2(k)\omega_+(k)} \left(\left[1 + \frac{\omega_+(k)}{2m} \right]^{n-1} - \left[1 - \frac{\omega_+(k)}{2m} \right]^{n-1} - \frac{\omega_+^2(k)}{k_z^2} \left(\left[1 + \frac{k_z}{2m} \right]^{n-1} - \left[1 - \frac{k_z}{2m} \right]^{n-1} \right) \right)$$

Мезонный оператор аналогичным образом можно представить в виде:

$$O_\Phi^\sigma = \int \frac{d^3 k_1 d^3 k_2}{(2\pi)^6} \frac{1}{\sqrt{2\omega(k_1)2\omega(k_2)}} \mathcal{M}_n^-(k_1, k_2) (b^+(k_1)b^+(k_2) + b(k_1)b(k_2)) + 2\mathcal{M}_n^+(k_1, k_2)b^+(k_1)b(k_2),$$

$$O_\Phi^{n\sigma} = g_\sigma \int \frac{d^3 p d^3 k_2}{(2\pi)^9} \frac{d^3 k_1}{\sqrt{2\omega(k_1)}} \mathcal{M}_n^{(2)}(k_1, k_2) \cdot (a^+(p)a(p - k_2)b(k_1) + a^+(p)a(p + k_2)b^+(k_1)), \quad (4)$$

$$O_\Phi^{nn} = g_\sigma^2 \int \frac{d^3 k_1 d^3 p_1}{(2\pi)^6} \frac{d^3 k_2 d^3 p_2}{(2\pi)^6} \mathcal{M}_n^{(3)}(k_1, k_2) \cdot a^+(p_1)a^+(p_2)a(p_2 + k_2)a(p_1 + k_1), \quad (5)$$

где $\mathcal{M}_n^{(i)}(k_1, k_2)$ имеют следующий вид:

$$\mathcal{M}_n^\pm(k_1, k_2) = \frac{1}{2^n} (\omega_+(k_1) \pm \omega_+(k_2))^n,$$

$$\mathcal{M}_n^{(2)}(k_1, k_2) = \frac{1}{2^n \omega^2(k_2)} \cdot ((\omega_+(k_1) - \omega_+(k_2))^n + (\omega_+(k_1) + \omega_-(k_2))^n - (\omega_+(k_1) - k_{2z})^n),$$

$$\mathcal{M}_n^{(3)}(k_1, k_2) = \frac{1}{2^{n+2} \omega^2(k_1)\omega(k_2)} \cdot (2[\omega_-(k_1) + \omega_+(k_2)]^n + [\omega_-(k_1) - \omega_-(k_2)]^n + [\omega_+(k_1) - \omega_+(k_2)]^n - 4[\omega_+(k_1) - k_{2z}]^n + 4[k_{1z} - k_{2z}]^n), \quad \omega_\pm(k) = \omega(k) \pm k_z.$$

Приведем выражения матричных элементов операторов (4)-(5) по дейтрону для случая $n = 2$, в которых мы выделяем различные вклады во второй момент.

Матричный элемент $\bar{a}_{N,2}^N =$

а) импульсное приближение:

$$2 \left(1 + \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} |\Psi_D(p)|^2 \left[\frac{p^2}{2m_{\text{физ.}}^2} + \frac{p_z^2}{m_{\text{физ.}}^2} \right] \right) - \quad (6)$$

б) мезонные обменные токи:

$$- \frac{2}{m_{\text{физ.}}} \int \frac{d^3 p d^3 k}{(2\pi)^6} \Psi_D(p)^+ \Psi_D(p+k) \frac{g_\sigma^2}{\omega^2(k)} + \quad (7)$$

в) отдача:

$$+ 2 \int \frac{d^3 p d^3 k}{(2\pi)^6} \Psi_D(p)^+ \Psi_D(p+k) \frac{g_\sigma^2}{\omega^3(k)} + 2 \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{g_\sigma^2}{\omega^3(k)} - \quad (8)$$

г) перенормировка:

$$-2(Z_N + \bar{Z}_D). \quad (9)$$

Матричный элемент $\bar{a}_{\sigma,2}^N =$

а) мезонные обменные токи:

$$-\frac{2g_\sigma^2}{m_{\text{физ.}}} \int \frac{d^3 p d^3 k}{(2\pi)^6} \Psi_D(p)^+ \Psi_D(p+k) \frac{k_3^2}{\omega^4(k)} - \quad (10)$$

б) собственно энергетический вклад:

$$-\frac{2g_\sigma^2}{m_{\text{физ.}}} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{k_3^2}{\omega^4(k)} - \frac{2}{m_{\text{физ.}}} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{g_\sigma^2}{2\omega^2(k)}. \quad (11)$$

Из выражения (29) для константы перенормировки волновой функции Z_D и (9) видно, что члены перенормировки и отдачи сокращают друг друга, а оставшиеся члены в сумме дают (42).

Литература

- [1] Савин И.А., Смирнов Г.И.-ЭЧАЯ, 1991, т.22, вып.5, с.1005.
- [2] BCDMS Collab.: Benvenuti A.C. et al.-Phys. Lett., 1990, v.B237, p. 592; ibid., p.599.
- [3] EMC Collab.: Aubert J.J. et al.-Nucl. Phys., 1987, v.B293, p.740.; Nucl. Phys., 1985, v.B259, p.189.
- [4] NMC Collab.: Amaudruz P. et al.-CERN-PPE/91-05., ; CERN-PPE/91-167; NMC Collab.: Allasia D. et al.-Phys.Lett., 1990, v.B242 p. 366.
- [5] Arneodo M. et al.-Nucl. Phys., 1990, v.B333, p.1.
- [6] Nikolaev N.N., Zakharov B.G.-Phys. Lett. 1975, v.B55, p. 397.; Nikolaev N.N., Zakharov B.G.-Z. Phys.C, 1991, v. 49, 607.
- [7] Zoller V.R.-Preprint DFTT-5/91; Препринт ИТЭФ 102-91, Москва, 1991.
- [8] Акулиничев С.В., Ваградов Г.М., Кулагин С.А.-Письма в ЖЭТФ, 1985, т.42, с. 105; Phys. Lett. 1985, v. 158B, p. 475. Kulagin S.A.-Nucl. Phys., 1989, v.A500, p.653.
- [9] Birbrair B.L. et al.-Phys. Lett., 1986, v. B166, p. 119; Birbrair B.L., Levin E.M., Shuvaev A.G.-Nucl. Phys., 1989, v. A491, p. 618.

- [10] Каптарь Л.П., Титов А.И., Умников А.Ю.-ЭЧАЯ, 1991, т. 22, с. 839.; Bratkovskaya E.L., Kaptari L.P., Titov A.I., Umnikov A.Yu.-Nucl. Phys., v. A512, 1990, p. 684.; Antonov A.N., Kaptari L.P., Nikolaev V.A., Umnikov A.Yu.-Nuovo Cim. A104, 1991, p. 487.; Каптарь Л.П., Резник Б.Л., Титов А.И., Умников А.Ю.-Письма в ЖЭТФ, 1988, т.47, с. 428.; Каптарь Л.П., Титов А.И., Умников А.Ю.-ЯФ, 1990, т. 51, с. 864.
- [11] Kaptari L.P., Umnikov A.Yu.-Phys. Lett. 1991, v.B259, p. 155.
- [12] Bo-Qiang Ma-Preprint ВИИЕР-ТН-91-16, Beijing, China, 1991.
- [13] Kaptari L.P., Umnikov A.Yu.-Phys. Lett. 1991, v.B272, p. 359.
- [14] T. de Forest, Jr.-Nucl. Phys. 1983, v.A392, p. 232.
- [15] Индурайн Ф. Квантовая хромодинамика.- М.: Мир , 1986.
- [16] Jaffe R.L.-in: Relativistic Dynamics and Quark Nuclear Physics, Eds.: M.B.Johnson and A.Picklesimer. Wiley, New York, 1986, p.537.
- [17] Ициксон К., Зюбер Ж.Б. Квантовая теория поля.- М.: Мир , 1984, т.2.
- [18] Jaffe R. L., Manohar A.-Nucl. Phys. 1989, B321, p.343.
- [19] Rosa-Clot M., Testa M.-Nuovo Cim., 1983, v. A78, p. 113.
- [20] Akhiezer A., Berestetskii V.-Quantum Electrodynamics. N. Y.: Wiley, 1965.
- [21] Швебер С. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля. - М.: Ин. лит. , 1963. ◊
- [22] Bethe H. A., de Hoffman F. Mesons and Fields. N. Y.: Wiley, 1955.
- [23] Lacombe M. et al.-Phys. Rev., 1980, v. C21, p.t861.
- [24] Machleid R. et al.-Phys. Rep., 1987, v.t149, p.1.
- [25] Khanna F.C. and Dymarz R.-Lectures given at the Spring School on Medium and High Energy Nuclear Physics. Taiwan, May 1988. Dymarz R. and Khanna F.C.-Nucl. Phys., A516 (1990),549. Dymarz R., Morningstar C.J. and Khanna F.C.-Nucl. Phys., A507, (1990) 531.
- [26] West G.B., ; Los Alamos Preprint, LA-UR-84-241.
- [27] Muta T., Foundations of Quantum Chromodynamics. World Scientific Lectures Notes in Physics - Vol.5, 1986.
- [28] Титов А.И.-ЯФ, 1984, т.40, вып.1, с. 76.

Рукопись поступила в издательский отдел

15 апреля 1992 года.