

ДВУХЧАСТИЧНЫЕ ЛЕПТОН-НУКЛОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ОБЛАСТИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ

А. А. Бельков

Институт физики высоких энергий, Серпухов

С. Г. Коваленко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлен обзор современного состояния теории и феноменологии двухчастичных лептон-нуклонных взаимодействий в области средних энергий. Очерчены основные тенденции развития теоретических представлений о динамике этих взаимодействий на основе КХД. Подробно изложен развитый авторами дуальный КХД-подход. В рамках подхода рассмотрены слабые и электромагнитные формфакторы нуклона и реакции электро- и нейтринорождения Δ_{33} -изобары. Результаты расчетов хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Рассмотрена возможность уточнения существующих оценок КХД-параметра Λ при совместном анализе данных по глубоконеупругим и двухчастичным лептон-нуклонным процессам.

Present status of the theory and phenomenology of two-particle lepton-nucleon interactions in the intermediate energy region has been reviewed. The main trends in development of QCD-based theoretical concepts on dynamics of these processes are outlined. The dual QCD approach, developed by the authors, are presented in detail with its various applications. Weak and electromagnetic formfactors of nucleon and Δ_{33} -isobar are considered within this approach. Obtained results are in good agreement with experimental data. A possibility to specify QCD parametr Λ in the joint analysis of the data on deep inelastic and two-particle processes are considered.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема описания двухчастичных лептон-нуклонных процессов лежит на стыке физики высоких и низких энергий — двух разделов физики элементарных частиц, оперирующих весьма различающимися понятиями и методами. В последнее время наметилась плодотворная тенденция к их взаимному проникновению. Это ведет к более глубокому пониманию физики адронов и развитию нового взгляда на двухчастичные лептон-нуклонные процессы, как на источник важнейшей информации о когерентных свойствах структуры нуклона, выступающего в данном случае как единое целое. В этом их принципиальное отличие от глубоконеупругих процессов, зондирующих «сверхтонкую» структуру нуклона, которая проявляется в области больших переданных импульсов (Q^2) и инвариантных масс конечных продуктов реакций.

Как известно, стандартный аппарат асимптотически свободной КХД-теории возмущений, оказавшийся столь эффективным при изучении глубоконеупругого рассеяния, не привел к желаемым результатам применительно к процессам эксклюзивного типа. Поэтому, в отличие от глубоконеупругих процессов, теоретическая интерпретация упругих, квазиупругих и резонансных реакций в рамках КХД натолкнулась на серьезные трудности. Надежные результаты в теории эксклюзивных процессов удалось получить лишь в области больших переданных импульсов $Q^2 \rightarrow \infty$. Развитие идей факторизации позволило восстановить в КХД классические правила кваркового счета [1—2] с точностью до логарифмических множителей и довести асимптотические вычисления до высокого уровня строгости [3—6]. Однако вскоре выяснилась их неприменимость к описанию реальных экспериментальных данных по формфакторам. Прямая экстраполяция асимптотических формул в область умеренных значений Q^2 приводит к явному несогласию с экспериментом. В то же время имеются и чисто теоретические аргументы, указывающие на недопустимость подобной экстраполяции. В самом деле, асимптотический анализ формфакторов [3—6] в области $Q^2 \rightarrow \infty$ устанавливает доминантность механизма жесткого перерассеяния кварков [2]. Между тем непосредственное применение этого формализма в области $Q^2 \sim 10 \text{ ГэВ}^2$ показывает, что средние передачи импульса между кварками (т. е. виртуальности промежуточных глюонов) гораздо меньше 1 ГэВ [7]. Это противоречит самому смыслу механизма жесткого перерассеяния и делает невозможным использование теории возмущения, основанной на асимптотической свободе КХД. При таких виртуальностях доминирующую роль должны играть непертурбативные эффекты. Выход формфакторов в асимптотический режим происходит чуть ли не при «астрономических» значениях передач Q^2 [8].

Учет непертурбативных эффектов в рамках квантовой теории поля представляет собой сложнейшую проблему, которая не получила окончательного решения и по сей день. У теоретиков это обстоятельство породило глубокий пессимизм в связи с возможностью применения КХД к описанию формфакторов, тогда как в среде экспериментаторов все большую популярность стала приобретать так называемая дипольная параметризация. Эта параметризация получила широкое применение для обработки данных по упругим, квазиупругим и резонансным реакциям и используется до сих пор. Результаты такого анализа представляются в виде извлеченных из эксперимента значений векторных и аксиальных масс (M_V, M_A), которые входят в дипольные формулы в качестве свободных параметров. Однако указанным величинам невозможно приписать какой-либо конкретный физический смысл, и их извлечение не дает реальной информации о структуре нуклона. Это связано с тем, что сами дипольные формулы являются чисто эмпирическими параметризациями, не имеющими теоретического обоснования.

Таким образом, особую актуальность приобретает разработка

новых, непертурбативных подходов к описанию эксклюзивных процессов при умеренных Q^2 в рамках КХД. Значительного прогресса в этом направлении удается достичь при совместном использовании аппарата асимптотически свободной теории возмущений и различного рода конечно-энергетических правил сумм и дисперсионных соотношений. Непертурбативные эффекты в данном случае концентрируются в феноменологических параметрах, которые не вычисляются, но имеют хорошо определенный физический смысл. Подобный подход, получивший общее название метода КХД-правил сумм, впервые был предложен в [9] и применен к описанию масс и лентонных шириин распада адронов. Феноменологическими непертурбативными параметрами выступают здесь вакуумные конденсаты кварков ($\bar{q}q$) и глюонов (G^2), универсальные для всех процессов. Развитию этого подхода посвящена обширная литература [10—13]. В дальнейшем он был обобщен на случай адронных формфакторов [14, 15]. На этом пути удалось достичь хорошего описания экспериментальных данных.

Другой подход к проблеме формфакторов нуклона — дуальный КХД-подход был развит авторами настоящего обзора в [16—19]. Как и предыдущий, он базируется на применении конечно-энергетических правил сумм в пертурбативной КХД. Упомянутые подходы имеют много общих черт. В последнем как объект анализа выступают структурные функции нуклона, что дает возможность воспользоваться плодотворными идеями кварк-партоновой феноменологии. Лежащие в основе дуального КХД-подхода конечно-энергетические правила сумм позволяют связать физические структурные функции лептон-нуклонных процессов, содержащие вклады резонансов и нуклонного пика, с гладкой теоретической функцией, вычисляемой методами КХД-теории возмущения. Конечно-энергетические правила сумм получены исходя из вильсоновских операторных разложений на световом конусе. Однако вывод этих правил сумм не является строгим, поскольку в настоящее время полностью не исследована структура вкладов вильсоновских операторов высших твистов. Поэтому данный подход носит полуфеноменологический характер, и важным критерием его состоятельности является сравнение с экспериментальными данными. Дуальный КХД-подход дает реализацию хорошо известного механизма Фейнмана в КХД, альтернативного механизму жесткого перерассеяния кварков. В рамках подхода имеет место партоноподобная картина двухчастичных процессов, а формфакторы нуклона лоренц-инвариантным образом выражаются через функции распределения кварков. К его достоинствам можно отнести применимость к любому двухчастичному лептон-нуклонному процессу, а также простоту расчетов. Весьма важным представляется и то, что он позволяет связать физические характеристики двухчастичных и глубоконеупругих лептон-нуклонных процессов и провести их совместный анализ. Это дает возможность повысить достоверность извлекаемой из экспериментальных данных информации о кварковых распределениях в нуклоне и значении фундаментального

КХД-параметра Λ . Привлечение данных по двухчастичным реакциям позволяет устранить целый ряд неоднозначностей в определении этих величин, возникающих при независимом анализе глубокоэластического рассеяния и связанных с областью больших значений бьеркеновской переменной x . Двухчастичные процессы выступают при совместном анализе как источник дополнительной информации о поведении структурных функций в этой области.

Начнем рассмотрение двухчастичных лептон-нуклонных процессов с обсуждения некоторых общих вопросов их феноменологии и экспериментального статуса проблемы.

1. УПРУГОЕ И КВАЗИУПРУГОЕ ЛЕПТОН-НУКЛОННОЕ РАССЕЯНИЕ

Процессы упругого и квазиупругого лептон-нуклонного рассеяния описываются с помощью формфакторов, определяющих структуру матричных элементов электромагнитного и слабого адронных токов:

$$\left. \begin{aligned} \langle N'(p') | J_\mu^{em} | N(p) \rangle &= \\ &= \bar{u}(p') \left[F_1(Q^2) \gamma_\mu + \frac{\sigma_{\mu\nu} q_\nu}{2M_N} F_2(Q^2) \right] u(p); \\ \langle N'(p') | J_\mu^w | N(p) \rangle &= \bar{u}(p') \left[\gamma_\mu F_V(Q^2) + \right. \\ &+ \left. \frac{\sigma_{\mu\nu} q_\nu}{2M_N} F_M(Q^2) + \gamma_\mu \gamma_5 F_A(Q^2) + \frac{q_\mu \gamma_5}{M_N} F_P(Q^2) \right] u(p). \end{aligned} \right\} (1)$$

Здесь J_μ^{em} — электромагнитный ток; J_μ^w — заряженный или нейтральный слабый ток; $q = p' - p$; $Q^2 = -q^2$; $F_{1,2}$ и $F_{V,M,A,P}$ — соответственно электромагнитные и слабые формфакторы, которые предполагаются вещественными вследствие T -инвариантности.

Из сохранения векторного тока (СВТ) следует связь между слабыми формфакторами F_{VM}^{CC} для заряженного тока и электромагнитными формфакторами $G_{E,M}$:

$$\begin{aligned} F_{V,M}^{CC} &= F_{1,2}^p - F_{1,2}^n, \\ F_1 &= (G_M - G_E)/\tau, \quad F_2 = \left(G_E + \frac{Q^2}{4M_N^2} G_M \right) / \tau, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\tau = 1 + Q^2/(4M_N^2)$; $F_1^{p,n}(Q^2)$ и $F_2^{p,n}(Q^2)$ — дираковский и паулиевский формфакторы протона и нейтрона. Из структуры слабого нейтрального тока в модели Вайнберга — Салама

$$J_\mu^{NC} = J_\mu^{(3)} - 2 \sin^2 \theta_W J_\mu^{em} \quad (3)$$

($J^{(3)}$ — изовекторный ток) и СВТ вытекает связь формфакторов $F_{V,M,A}^{NC}$ для нейтрального тока с формфакторами $F_{V,M,A}^{CC}$ и электромагнитными формфакторами:

$$F_{V,M}^{NC} = \frac{1}{2} F_{V,M}^{CC} - 2 \sin^2 \theta_W F_{1,2}; \quad F_A^{NC} = \frac{1}{2} F_A^{CC}. \quad (4)$$

Для электромагнитных формфакторов выполняются также масштабные соотношения

$$G_E^p = G_M^p/\mu_p = G_M^n/\mu_n, \quad G_E^n = 0, \quad (5)$$

где $\mu_p = 2,79$, $\mu_n = -1,91$ — магнитные моменты протона и нейтрона, причем $G_E^p(0) = 1$.

Гипотеза частичного сохранения аксиально-векторного тока (ЧСАТ) связывает дивергенцию сохраняющего странность аксиального адронного тока с пионным полем φ_π :

$$\partial_\mu A_\mu = m_\pi^2 f_\pi \varphi_\pi, \quad (6)$$

где $f_\pi = 94$ МэВ — константа распада $\pi \rightarrow \mu\nu$. В соответствии с ЧСАТ вклад аксиально-векторного тока в слабые процессы при малых Q^2 в основном определяется пионным полюсом, и

$$F_p(Q^2) \approx 2M_N^2 F_A(Q^2)/(Q^2 + m_\pi^2), \quad (7)$$

$F_A(0) = -g_A = -\frac{f_\pi g_{\pi N}}{M_N}$ (соотношение Гольдбергера—Треймана),

где $g_{\pi N}$ — константа πN -взаимодействия; $g_A = 1,23$ — аксиальная константа связи, измеренная в экспериментах по β -распаду нейтрона. Вклад псевдоскалярного формфактора F_p в сечении квазиупругого (упругого) рассеяния нейтрино пропорционален массе лептона в конечном состоянии и поэтому членом с F_p в (1) можно пренебречь.

Электромагнитные формфакторы нуклона определяются в экспериментах по упругому eN -рассеянию, дифференциальное сечение которого в приближении однофотонного обмена описывается формулой Розенблюта [20]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e} = \frac{\alpha^2}{4E^2} \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)} \frac{1}{2M_N\eta} [1 + \delta'(Q^2)] \times \\ \times \left[\frac{2M_N G_E^2(Q^2) + \frac{Q^2}{2M_N} G_M^2(Q^2)}{1 + Q^2/(4M_N^2)} + 2 \operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right) \frac{Q^2}{2M_N} G_M^2(Q^2) \right]. \quad (8)$$

Здесь α — постоянная тонкой структуры; θ — угол рассеяния в лабораторной системе; E — энергия падающего электрона; $\eta = 1 + \frac{2E}{M_N} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$; $\delta'(Q^2)$ — поправка, возникающая при учете более высоких по α в электрон-фотонной вершине [21]:

$$\delta'(Q^2) = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\frac{13}{12} \log \frac{Q^2}{m_e^2} - \frac{14}{9} \right).$$

Экспериментальные данные [22—27] показывают, что масштабные соотношения (5) выполняются с погрешностью 5 %. Наиболее точно измерены электромагнитные формфакторы протона, зависимость которых от Q^2 обычно аппроксимируется дипольной формулой

$$G_E^p(Q^2) = G_M^p(Q^2)/\mu_p = G_{\text{DIP}}(Q^2) = (1 + Q^2/M_V^2)^{-2}, \quad (9)$$

где M_V — векторная масса. Наилучшее согласие с экспериментом достигается при $M_V = 0,84$ ГэВ. Однако дипольная параметризация (9) не имеет надежного теоретического обоснования. Более того, существуют заметные отклонения экспериментальных данных от простой дипольной зависимости (9) [28]:

$$G_E^p(Q^2) = G_M^p(Q^2)/\mu_p = \lambda(Q^2) G_{\text{DIP}}(Q^2). \quad (10)$$

Корректирующий множитель $\lambda(Q^2)$ показан на рис. 1.

Слабые формфакторы нуклона извлекаются из анализа дифференциальных сечений $d\sigma/dQ^2$ квазиупругого (упругого) νN -рассеяния:

$$\frac{d\sigma^\pm}{dQ^2} = \frac{G^2}{\pi} \left\{ \left(\frac{F_V \pm F_A}{2} \right)^2 + (1-y)^2 \left(\frac{F_V \mp F_A}{2} \right)^2 - \frac{1}{2} (F_V^2 - F_A^2) \frac{Q^2}{2E_\nu^2} + \frac{F_M}{2} y \left[F_M (1-y) \frac{E_\nu}{2M_N} + \frac{y}{4} (4F_V + F_M \mp 4F_A) \pm F_A \right] \right\}, \quad (11)$$

где константа связи $G^2 = 5 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2 \cdot \text{ГэВ}^{-2}$; $y = Q^2/(2M_N E_\nu)$; E_ν — энергия нейтрино (антинейтрино); верхние знаки соответствуют рассеянию нейтрино, а нижние — рассеянию антинейтрино.

Обычно предполагают справедливость СВТ и используют связь слабых формфакторов $F_{V,M}$ с электромагнитными формфакторами $G_{E,M}$, которые параметризуются дипольной формулой $G_E(Q^2) = G_M(Q^2)/(\mu_p) = \lambda(Q^2) (1 + Q^2/M_V^2)^{-2}$. Затем из экспериментальных данных по дифференциальному сечению (11) извлекают информацию об аксиальном формфакторе F_A . В большинстве случаев снова [29—32] используется дипольная параметризация аксиального формфактора

$$F_A(Q^2) = F_A(0)/(1 + Q^2/M_A^2)^2, \quad F_A(0) = -1,23, \quad (12)$$

а экспериментально измеряемым параметром считается аксиальная масса M_A . Наилучшее согласие с экспериментом достигается при значении $M_A \approx 1$ ГэВ. Наиболее детально изучено квазиупругое рассеяние нейтрино и антинейтрино [29—32]. Данные по упругому

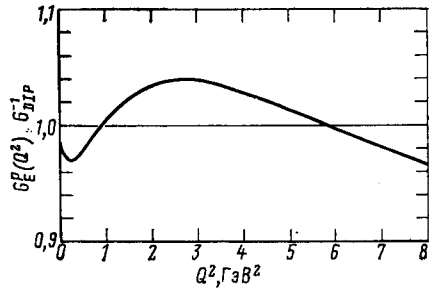


Рис. 1. Отклонение экспериментально измеряемого электромагнитного формфактора протона $G_E^p(Q^2)$ от дипольной параметризации $G_{\text{DIP}} = (1 + Q^2/0,71)^{-2}$

νN -рассеянию до сих пор немногочисленны и недостаточно надежны [33—35].

Точность экспериментальных данных по квазиупругому νN -рассеянию пока не позволяет измерить отклонение Q^2 -зависимости аксиального формфактора F_A от дипольной параметризации (12). Тем не менее указания на существование такого отклонения уже есть [36]. Это обстоятельство, а также тот факт, что дипольная параметризация электромагнитных и слабых формфакторов нуклона не имеет теоретического обоснования, приводят к необходимости поиска других подходов к описанию формфакторов нуклонов. Некоторые из них мы рассмотрим в последующих разделах настоящего обзора, уделив основное внимание развитому нами дуальному КХД-подходу и его приложениям. Здесь же, в качестве альтернативы дипольной параметризации нуклонных формфакторов, остановимся на параметризации в рамках модели доминантности векторных мезонов и ее модификациях на кварковом уровне.

Гипотеза доминантности векторных мезонов устанавливает связь изотриплета векторных (V_μ) и аксиально-векторных (A_μ) токов с полями векторных и аксиально-векторных мезонов:

$$V_\mu = \frac{m_\rho^2}{g_\rho} \rho_\mu, \quad A_\mu = g_{A_1} \frac{m_\rho^2}{g_\rho^2} a_\mu. \quad (13)$$

Здесь ρ_μ, a_μ — поля ρ - и A_1 -мезонов; g_ρ, g_{A_1} — соответствующие константы связи. В соответствии с (13) модель доминантности векторных мезонов дает следующие предсказания для формфакторов нуклона:

$$\left. \begin{aligned} G_E^p(Q^2) &= G_M^p(Q^2)/\mu_p = m_\rho^2/(Q^2 + m_\rho^2); \\ F_V^{CC}(Q^2) &= m_\rho^2/(Q^2 + m_\rho^2); \quad F_A^{CC}(Q^2) = g_{A_1} m_{A_1}^2/(Q^2 + m_{A_1}^2). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Однако эти формулы плохо описывают экспериментальные данные. Поэтому были предприняты попытки модифицировать модель векторной доминантности на кварковом уровне. Обсудим две возможности такой модификации [36, 37].

Примем геометрическую картину, согласно которой среднеквадратичный радиус нуклона $\langle R^2 \rangle$ складывается из размера области записания кварков $\langle R^2 \rangle_{QM}$, определяемой волновой функцией их связанного состояния, и размера $\langle R^2 \rangle_{VD}$ облака векторных и аксиально-векторных мезонов каждого кварка. Таким образом, мезоны взаимодействуют непосредственно с кварками. Тогда формфактор нуклона F можно приближенно представить в виде

$$F(Q^2) = F_{QM}(Q^2) F_{VD}(Q^2), \quad (15)$$

где формфакторы F_{QM} и F_{VD} отвечают распределениям «заряда», формирующим области $\langle R^2 \rangle_{QM}$ и $\langle R^2 \rangle_{VD}$ соответственно. Формфакторы $F_{VD}(Q^2)$ в модели доминантности векторных мезонов задаются формулами (14). Формфактор F_{QM} определяется волновой функцией

кварков в нуклоне и вводится по-разному, в зависимости от выбранной модели.

Простейшая эмпирическая параметризация формфактора F_{QM} , описывающая экспериментально наблюдаемое поведение векторного формфактора нуклона, имеет вид [38]:

$$F_{QM}(Q^2) = \exp \left[-\frac{1}{6} Q^2 R^2 / (1 + Q^2 / (4M_N^2)) \right], \quad (16)$$

где $R^2 = 6 \text{ ГэВ}^{-2}$. В этой модели векторный и аксиальный формфакторы нуклона имеют вид [36]:

$$F_{V,A}(Q^2) = \frac{F_{V,A}(0) \exp \left[-\frac{1}{6} Q^2 R^2 / \left(1 + \frac{Q^2}{4M_N^2} \right) \right]}{1 + Q^2 / m_{\rho, A1}^2}, \quad (17)$$

$F_V(0) = 1$, $F_A(0) = -1,23$. Как показывают прямые численные расчеты, параметризация (17) для векторного формфактора F_V практически не отличается от дипольной, в то время как аксиальный

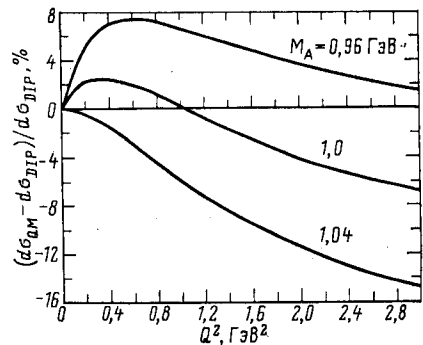


Рис. 2. Различие дифференциальных сечений квазиупругого рассеяния $\nu_{\mu}n \rightarrow \mu^-p$ при разных параметризациях формфакторов нуклона:

σ_{DIP} — сечение, рассчитанное с дипольной параметризацией; σ_{QM} — сечение, рассчитанное с параметризацией (17) в модифицированной модели векторной доминантности

формфактор F_A , рассчитанный по формуле (17) в области $Q^2 \approx \approx 0,5 \text{ ГэВ}^2$, оказывается на 10 % больше, чем дипольный формфактор (12). На рис. 2 показано сравнение дифференциальных сечений реакции $\nu_{\mu}n \rightarrow \mu^-p$, рассчитанных для дипольной параметризации формфакторов нуклона и для параметризации (17). В области $Q^2 \approx \approx 0,5 \text{ ГэВ}^2$ при $M_A = 1 \text{ ГэВ}$ различие в дифференциальных сечениях $d\sigma/dQ^2$ достигает 3 %. Анализ экспериментальных данных [30] показал, что фитирование дифференциального сечения квазиупругого νN -рассеяния с параметризацией нуклонных формфакторов (17) оказывается на одно стандартное отклонение лучше, чем с дипольной формулой.

В [37] было рассмотрено другое представление формфактора F_{QM} в формуле (15), основанное на динамической модели факторизующихся кварков [39]. Согласно этой модели, налетающая частица (W^\pm, Z^0, γ^*) возбуждает в нуклоне эффективный потенциал $V_{эф}(r)$,

на котором происходит квазинезависимое рассеяние составляющих кварков. Потенциал $V_{\text{эф}}(r)$ задается в релятивистском конфигурационном представлении [40] и имеет вид $V_{\text{эф}}(r) = \delta(r)/(4\pi r^2)$. Тогда для амплитуды рассеяния кварка g_i получим

$$g_i(Q_i^2) = y_i / \text{sh } y_i, \quad y_i = \text{Arch}(1 - Q_i^2/2m_i^2), \quad (18)$$

где Q_i^2 — передача 4-импульса на один кварк массы m_i (для простоты можно считать $m_i = m_N/3$, $\sqrt{Q_i^2} = \sqrt{Q^2}/3$). В рассмотренном случае формфактор нуклона пропорционален произведению амплитуд рассеяния кварков на потенциале $V_{\text{эф}}$ и

$$F_{QM}(Q^2) \sim g_i^2(Q^2). \quad (19)$$

Таким образом, в динамической модели факторизующихся кварков векторный и аксиальный формфакторы нуклона имеют вид

$$F_{V,A}(Q^2) = F_{V,A}(0) \frac{g_i^2(Q^2)}{1 + Q^2/m_{\rho, A_1}^2}. \quad (20)$$

Поскольку $g_i(0) = 1$, то множитель $g_i^2(Q^2)$ в (20) не искажает нормировку нуклонных формфакторов при $Q^2 = 0$. Использование формулы (20) приводит к лучшему описанию экспериментальных данных по сравнению с дипольной формулой и параметризацией (17).

2. ЭЛЕКТРО- И НЕЙТРИНОРОЖДЕНИЕ ИЗОБАРЫ Δ_{33}

Процессы электророжения ($e p \rightarrow \Delta^+ e$) и нейтринорождения ($\nu_\mu p \rightarrow \mu^- \Delta^{++}$) изобары Δ_{33} описываются с помощью шести формфакторов, входящих в матричные элементы электромагнитного и слабого адронных токов:

$$\left. \begin{aligned} \langle \Delta_{33}(p') | J_\mu^{em} | N(p) \rangle &= \bar{\psi}_\nu(p') \left[\frac{C_3}{M_N} (\hat{q} g_{\mu\nu} - q_\nu \gamma_\mu) + \right. \\ &+ \left. \frac{C_4}{M_N^2} ((p'q) g_{\mu\nu} - q_\nu p'_\mu) \right] \gamma_5 u(p); \\ \langle \Delta_{33}(p') | J_\mu^w | N(p) \rangle &= \bar{\psi}_\nu(p') \left\{ \left[\frac{C_3^V}{M_N} (\hat{q} g_{\mu\nu} - q_\nu \gamma_\mu) + \right. \right. \\ &+ \left. \frac{C_4^V}{M_N^2} ((p'q) g_{\mu\nu} - q_\nu p'_\mu) \right] \gamma_5 + \frac{C_3^A}{M_N} (\hat{q} g_{\mu\nu} - q_\nu \gamma_\mu) + \\ &+ \left. \frac{C_4^A}{M_N^2} ((p'q) g_{\mu\nu} - q_\nu p'_\mu) + C_5^A g_{\mu\nu} + \frac{C_6^A}{M_N^2} q_\nu q_\mu \right\} u(p). \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Здесь $\bar{\psi}_\nu$ — спинор Рарита — Швингера, описывающий состояния со спином 3/2; $q = p' - p$; $C_{3,4}$ — формфакторы электророжения Δ^+ -изобары; $C_{3,4}^V$, C_i^A ($i = 3, \dots, 6$) — формфакторы нейтринорождения Δ^{++} -изобары, соответствующие взаимодействию со слабыми векторным и аксиальным токами. В силу T -инвариантности все

формфакторы предполагаются действительными функциями от $Q^2 = -q^2$.

Из СВТ и предположения о доминировании магнитного дипольного перехода M_1 [41—44] вытекает следующая связь между электромагнитными формфакторами C_3 и C_4 :

$$C_4 = -\frac{M_N}{W} C_3, \quad (22)$$

где W — эффективная масса πN -системы, на которую распадается Δ -изобара. Поскольку $\langle \Delta^{++} | V_\mu | p \rangle = \sqrt{3} \langle \Delta^+ | J_\mu^{em} | p \rangle$, где V_μ — не меняющий странность слабый адронный ток, то формфакторы нейтринорождения изобары $C_{3,4}^V$ связаны с электромагнитными формфакторами соотношением

$$C_{3,4}^V = \sqrt{3} C_{3,4}. \quad (23)$$

Из ЧСАТ для аксиальных формфакторов нейтринорождения Δ^{++} -изобары следуют соотношения

$$\left. \begin{aligned} C_6^A(Q^2) &= M_N^2 C_5^A(Q^2)/(Q^2 + m_\pi^2); \\ C_5^A(0) &= \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{f_\pi g_{\Delta N \pi}}{m_\pi} = 1,2, \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

где $g_{\Delta N \pi} = 2,11$ — константа распада $\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$.

Электророждение Δ^+ -изобары в настоящее время хорошо изучено. Его дифференциальное сечение следующим образом выражается через спиральные амплитуды $f_{\pm,0}$ и угол θ рассеяния электрона в лабораторной системе координат [45]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega_e} &= \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 + 2 \frac{E}{M_N} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]} \times \\ &\times \left[\left(\frac{Q^2}{Q^2}\right)^2 |f_0|^2 + \left(\frac{|Q^2|}{2\tilde{Q}^2} + \frac{M_\Delta^2}{M_N^2} \operatorname{tg}^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) (|f_+|^2 + |f_-|^2) \right], \quad (25) \end{aligned}$$

где E — энергия конечного электрона; $\tilde{Q}^2 = |Q^2| + \frac{1}{4M_\Delta^2} \times (M_\Delta^2 - M_N^2 - |Q^2|)^2$ — квадрат 3-импульса, переданного нуклону в системе покоя Δ_{33} -изобары

Обычно при анализе экспериментальных данных по электророждению Δ_{33} -изобары вместо спиральных амплитуд используют формфакторы $N\Delta$ -перехода $G_{M\Delta}$, $G_{E\Delta}$ и $G_{C\Delta}$:

$$\begin{aligned} G_{M\Delta}^2(Q^2) + G_{E\Delta}^2(Q^2) &= \frac{2M_N^2}{\tilde{Q}^2} (|f_+|^2 + |f_-|^2), \\ G_{C\Delta}^2(Q^2) &= \frac{2M_N^2}{\tilde{Q}^2} |f_0|^2. \end{aligned} \quad (26)$$

Формфакторы $G_{M\Delta}$, $G_{E\Delta}$ и $G_{C\Delta}$ соответствуют возбуждениям типа M_1 , E_2 и C_2 (кулоновский оступоль), вызывающим переход $J \equiv = 1/2^+ \rightarrow J = 3/2^+$. Существуют теоретические [41, 42] и экспериментальные [43, 44] указания на то, что формфакторы $G_{E\Delta}$ и $G_{C\Delta}$ должны быть намного меньше, чем $G_{M\Delta}$ (доминантность дипольного магнитного перехода M_1). Поэтому при анализе угловых распределений электрона (25) обычно пренебрегают формфакторами $G_{E\Delta}$ и $G_{C\Delta}$ и извлекают непосредственно только $G_{M\Delta}$, который измерен с высокой точностью в широком диапазоне значений Q^2 [46]. Анализ данных по реакции $e p \rightarrow e \Delta^+$ на языке формфакторов $C_{3,4}$ (21) показал, что наилучшее описание эксперимента достигается при использовании параметризации [47]

$$|C_3(Q^2)|^2 = (2,05)^2 [1 + 9 \sqrt{Q^2}] \exp[-6,3 \sqrt{Q^2}]. \quad (27)$$

Процесс $\nu_{\mu} p \rightarrow \mu^- \Delta^{++}$, дающий основной вклад в образование одиночных заряженных пионов в νp -взаимодействиях, также хорошо изучен [48—51]. Для этого процесса измерены полные сечения в широком интервале энергий нейтрино E_{ν} , а также дифференциальные сечения $d\sigma/dQ^2$. Последние представляют большой интерес как для извлечения информации о формфакторах нейтринорождения Δ^{++} -изобары, так и для проверки гипотезы ЧСАТ, в соответствии с которой

$$\frac{d\sigma}{dQ^2}(Q^2=0) = \frac{G^2}{4\pi} \frac{s-W^2}{s-M_N^2} \frac{M_N+W}{M_N} (C_5^A(0))^2, \quad (28)$$

где s — квадрат полной эффективной массы. Экстраполяция экспериментальных данных в точку $Q^2 = 0$ показала, что соотношение ЧСАТ выполняется в пределах погрешности эксперимента $\pm 20\%$ [48].

При анализе экспериментальных данных по реакции $\nu_{\mu} p \rightarrow \mu^- \Delta^{++}$ векторные формфакторы $C_{3,4}^V$ фиксируются с помощью соотношений (23), (27) и извлекается информация об аксиальных формфакторах $C_{3,4,5}^A$. Последние параметризуются следующим образом:

$$C_i^A(Q^2) = C_i^A(0) \left(1 + \frac{a_i Q^2}{b_i + Q^2}\right) / (1 + Q^2/M_A^2)^2, \quad (29)$$

где $C_3^A(0) = 0$, $C_4^A(0) = -0,3$, $C_5^A(0) = 1,2$, $a_{4,5} = -1,24$, $b_{4,5} = 2,0$ в модели Адлера [52]; $C_3^A(0) = 1,8$, $a_3 = -1,11$, $b_3 = 0,63$, $C_4^A(0) = -1,8$, $a_4 = -1,05$, $b_4 = 0,77$, $C_5^A(0) = 1,9$, $a_5 = -1,11$, $b_5 = 1,32$ в модели Зуккера [53]; M_A — аксиальная масса, которая является свободным параметром и определяется из эксперимента. Анализ данных [48] показал, что наилучшее согласие с экспериментом дает параметризация (29) в модели Адлера, а модель Зуккера может быть отброшена по χ^2 -критерию. Для аксиальной массы во всех случаях получается результат $M_A \approx 1$ ГэВ. Достигнутые точности пока не позволяют говорить о каких-либо заметных отклонениях результатов эксперимента от расчетов с дипольной

параметризацией (29). Однако отсутствие теоретического обоснования последней ставит под сомнение физическую содержательность построенного на ней анализа данных.

3. ФОРМФАКТОРЫ НУКЛОНА В КХД

Описание формфакторов адронов в рамках квантовой теории поля представляет сложную и вместе с тем актуальную проблему физики элементарных частиц. Общие черты асимптотического поведения формфакторов были установлены в классической работе [1] с помощью анализа размерностей. В результате были сформулированы правила кваркового счета, которые стали неотъемлемой частью современных представлений о формфакторах составных частиц. Правила кваркового счета предписывают следующую асимптотику для формфактора адрона, состоящего из n кварков:

$$F(Q^2) \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} \frac{1}{(Q^2)^{n-1}}. \quad (30)$$

В [2] был найден динамический механизм, реализующий такое поведение формфакторов — механизм жесткого перерасеяния кварков, графически представленный на рис. 3. Свое обоснование он

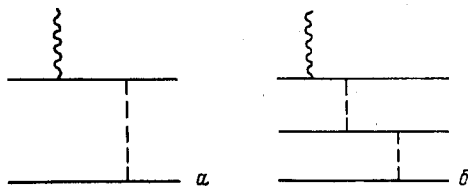


Рис. 3. Диаграммы, ответственные за асимптотику формфакторов пиона (а) и нуклона (б)

получил в КХД на основе теории возмущений. Было установлено [3—6], что в КХД выполняется степенной закон (30) с точностью до логарифмического фактора. В частности, для магнитного формфактора нуклона G_M имеет место следующее асимптотическое соотношение:

$$G_M(Q^2) \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2} \right)^2 (\alpha_s(Q^2))^{C_F/\beta_0}. \quad (31)$$

Здесь $\alpha_s = 4\pi/(\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2))$ — хромодинамическая бегущая константа связи в лидирующем порядке; $\beta_0 = 11 - (2/3)n_f$; $C_F = 4/3$; n_f — число ароматов.

Однако формулы (30), (31) не решают проблему описания экспериментальных данных, поскольку они носят существенно асимптотический характер. Надежды на то, что выход формфакторов в асимптотический режим происходит при сравнительно небольших значениях Q^2 ,

не оправдались. В связи с этим можно привести такую теоретическую аргументацию. Следуя стандартной процедуре разделения вкладов больших и малых расстояний, представим формфактор нуклона в виде суммы диаграмм рис. 4. По существу такое представление означает последовательное выделение из кварк-адронной вершины различных конфигураций «жестких» кварковых и глюонных линий, по которым протекает большой импульс. Как видно из рис. 4, диаграмма жесткого перерасеяния является лишь третьим членом данного разложения. Несложно оценить относительный вклад каждой из трех диаграмм рис. 4. При $Q^2 = 0$ основной вклад дает диаграмма рис. 4, *a*, поскольку в этом случае отсутствует большой импульс Q^2

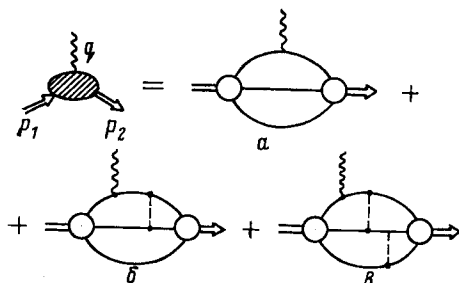


Рис. 4. Структура факторизации для нуклонных формфакторов. Обобщенные кварк-адронные вершины вместе с непосредственно примыкающими к ним кварковыми линиями соответствуют большому расстоянию (малым виртуальностям), а остальные кварковые и глюонные линии — малым расстояниям, т. е. виртуальностям, большим некоторого адронного масштаба $\lambda^2 \sim 1 \text{ ГэВ}^2$

и кварк-адронные вершины не содержат жесткой компоненты. Последующие диаграммы предполагают наличие большого импульса. Их вклад подавлен по сравнению с первой диаграммой факторами порядка $\alpha_s(M_N) \pi \lesssim 0,1$ и $(\alpha_s(M_N)/\pi)^2 \leq 0,01$ соответственно. Таким образом, вырисовывается следующая картина. В некоторой области передач $Q^2 < t_{\max}$ доминирует простейшая диаграмма рис. 4, *a*. По мере увеличения Q^2 включается механизм подавления этой диаграммы, обусловленный наличием быстро убывающего судакковского формфактора активного кварка. В результате в асимптотике выживает, как и следовало ожидать, только диаграмма жесткого перерасеяния рис. 4, *в*. По грубым оценкам $t_{\max} \sim (\alpha_s/\pi)^{-2} \cdot 1 \text{ ГэВ}^2$. Таким образом, разработанные в КХД асимптотические пертурбативные методы, успешно применявшиеся для анализа глубоконеупругого рассеяния, не решают задачу о формфакторах нуклона в области реалистических значений Q^2 , так как доминирующая диаграмма рис. 4, *a* отвечает непертурбативному вкладу. Возникает необходимость в непертурбативных методах КХД.

Существенный прогресс в данном вопросе связан с применением дисперсионных правил сумм и идей кварк-адронной дуальности. Впервые такой подход, получивший общее название метода КХД-правил сумм, был предложен в [9] и успешно применялся для описания масс и ширин распада адронов. В дальнейшем он был обобщен на случай адронных формфакторов [14, 15, 56—58]. В частности, при рассмотрении упругого электромагнитного формфактора нукло-

на [56] найдены правила сумм следующего типа:

$$\int_0^{S_0} ds_1 \int_0^{S_0} ds_2 \rho_i^{-Pt}(s_1, s_2, t) = \int_0^{S_0} ds_1 \int_0^{S_0} ds_2 \rho_i^{Ph}(s_1, s_2, t) = \pi^2 \lambda_N^2 F_i(t), \quad (32)$$

которые хорошо оправданы в рамках реалистических предположений о волновой функции нуклона. Здесь $\rho_i^{Ph}(s_1, s_2, t)$ — физические, содержащие непертурбативные вклады, а $\rho_i^{Pt}(s_1, s_2, t)$ — пертурбативные, вычисляемые по теории возмущений, спектральные плотности, S_0 — интервал дуальности, λ_N — нормировочная константа.

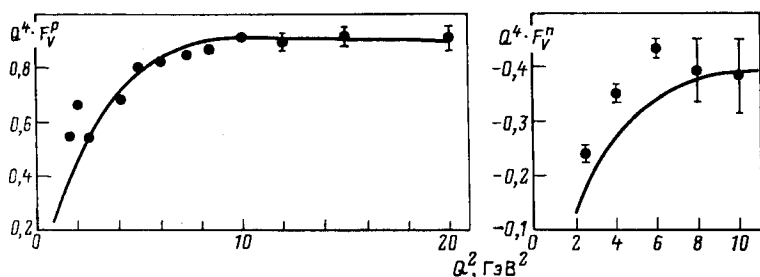


Рис. 5. Формфакторы $Q^4 \cdot F_V^{p,n}(Q^2)$ протона и нейтрона, рассчитанные методами КХД-правил сумм [56]. Экспериментальные данные взяты из [59]

Последнее равенство в формуле (32), устанавливающее связь ρ^{Pt} с формфакторами нуклона F_i , вытекает из обычной аппроксимации физической спектральной плотности

$$\rho_i^{Ph}(s_1, s_2, t) = \pi^2 \lambda_N^2 F_i(t) \delta(s_1 - M_N^2) \delta(s_2 - M_N^2). \quad (33)$$

Этот подход дает хорошие результаты при описании экспериментальных данных [59] по упругим электромагнитным формфакторам нуклона (рис. 5).

Авторами настоящего обзора независимо развивался другой подход к проблеме нуклонных формфакторов, сходный по своей логической структуре с предыдущим, но не связанный непосредственно с методом КХД-правил сумм. В его основе также лежит применение правил сумм и кварк-адронной дуальности в КХД. Исходные физические предпосылки нашего подхода являются менее общими и сводят область его применимости к задачам рассеяния. Вместе с тем он обладает целым рядом преимуществ, которые, в частности, позволяют связать двухчастичные процессы с процессами глубоконеупругого рассеяния. В свою очередь, это дает возможность применить аппарат

КХД-теории возмущений [и хорошо апробированные представления кварк-партоновой феноменологии.

Перейдем к подробному изложению дуального КХД-подхода и рассмотрим различные его приложения.

4. ЛОКАЛЬНАЯ ДУАЛЬНОСТЬ И ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ ЛЕПТОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ

Физической предпосылкой дуального КХД-подхода является идея локальной дуальности Блума — Гилмана [60], обобщенная в рамках КХД и согласованная с ее предсказаниями. Дуальность в лептон-нуклонных взаимодействиях устанавливает связь Q^2 -зависимости упругого нуклонного пика и нуклонных резонансов с поведением гладкой скейлинговой функции $F'(x') = \lim_{Q^2 \rightarrow \infty} F(x', Q^2)$, где

$F(x', Q^2)$ — структурная функция лептон-нуклонного рассеяния. Здесь в качестве скейлинговой переменной вместо обычной бьеркевской $x = Q^2/(2M_N \nu)$ введена $x' = x/(1 + x^2 M_N^2/Q^2)$, по которой наблюдается ранний скейлинг ($\nu, Q^2 = -q^2$ — энергия и квадрат 4-импульса, переданного нуклону в его системе покоя).

Упомянутая связь состоит в том, что резонансы, содержащиеся в экспериментальных данных при малых значениях инвариантных масс W , совпадают с гладкой скейлинговой функцией $F'(x')$ в смысле среднего значения по достаточно большой кинематической области (глобальная дуальность). Очевидно, что сами резонансы не обладают скейлингом, так как любой безразмерный формфактор перехода нуклон — резонанс $G(Q^2/m^2)$ должен содержать некоторый размерный параметр m^2 . По чисто кинематическим причинам резонансы, привязанные к определенным значениям W , смещаются при увеличении Q^2 к точке $x = 1$. Это перемещение происходит таким образом, что дуальность между резонансами и гладкой функцией $F'(x')$ продолжает выполняться. Как показано в работе [60], дуальность справедлива и в локальной версии, т. е. в окрестности каждого отдельного резонанса и, что более неожиданно, в окрестности упругого нуклонного пика.

Основа для понимания дуальности Блума — Гилмана с точки зрения теоретико-полевых представлений КХД была найдена в [61, 62] в виде соотношения

$$\int_0^1 d\xi \xi^n (F(\xi, Q^2) - F^{(th)}(\xi, Q^2)) = \sum_{h=1}^{\infty} B_{n,h}(Q^2) \left(n \frac{M_0^2}{Q^2}\right)^h, \quad (34)$$

полученного в рамках формализма операторных разложений Вильсона на световом конусе. В этом соотношении $F(\xi, Q^2)$ — некоторая комбинация физических, наблюдаемых на опыте структурных функций. В области резонансов $F(\xi, Q^2)$ содержит соответствующие резонансные выбросы, а при $W = M_N$ — упругий нуклонный пик. Структурная функция $F^{(th)}(\xi, Q^2)$ рассчитывается методами КХД-

теории возмущений и обладает логарифмическим по Q^2 поведением. Это гладкая функция, являющаяся аналогом блум-гилмановской предельной скейлинговой функции. Она соответствует лидирующему по $1/Q^2$ вкладу в выражении (34), который определяется вильсоновскими операторами твиста $\tau = 2$. Степенные по $(M_0^2/Q^2)^k$ поправки в (34) отвечают вкладу операторов высших твистов $\tau = 2k + 2 > 2$,

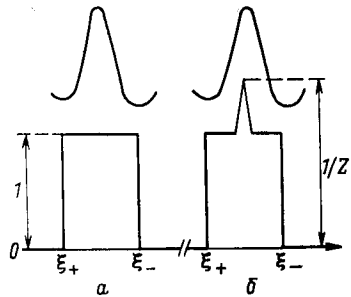
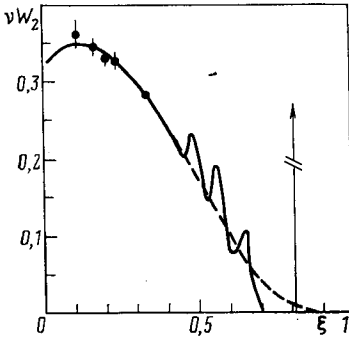


Рис. 6. Иллюстрация дуальности:

сплошная кривая — результат фитирования экспериментальных данных SLAC [62]; штриховая — теоретическая структурная функция $F^{(th)}$; стрелка — упругий пик

Рис. 7. Профили локализирующих полиномов

матричные элементы которых равны $B_{k,n}(Q^2)M_0^{4k+4}$. Масштаб степенных поправок M_0 определяется внутридронной динамикой. Таким может быть средний поперечный импульс p_T кварков внутри нуклона $M_0 \sim p_T \sim 1/R_{conf}$ (R_{conf} — радиус конфайнмента, $p_T \approx \approx 0,4$ ГэВ).

Степенные поправки масштаба массы нуклона, имеющие кинематическую природу, учтены в (34) с помощью формализма ξ -скейлинга [61], предсказывающего скейлинг по переменной

$$\xi = 2x/(1 + \sqrt{1 + 4x^2 M_N^2/Q^2}).$$

В [61, 62] в результате последовательного применения уравнений движения кварков в глюонном поле и привлечения размерного анализа к матричным элементам операторов высших твистов была получена оценка

$$|B_{n,k}(Q^2)/A_n(Q^2)| \approx 1 \tag{35}$$

при любых n, k, Q^2 . Здесь $A_n(Q^2)$ — моменты теоретических структурных функций

$$A_n(Q^2) = \int_0^1 d\xi \xi^n F^{(th)}(\xi, Q^2). \tag{36}$$

Используя оценку (35), перепишем соотношение (34) в виде

$$\int_0^1 d\xi \xi^n (F(\xi, Q^2) - F^{(th)}(\xi, Q^2)) = A_n(Q^2) \sum_{h=1}^{\infty} \left(n \frac{M_0^2}{Q^2}\right)^h. \quad (37)$$

Отсюда получаем серию конечно-энергетических правил сумм

$$\int_{\xi_m}^1 d\xi \xi^n (F(\xi, Q^2) - F^{(th)}(\xi, Q^2)) \approx 0 \quad \text{при } n \ll Q^2/M_0^2. \quad (38)$$

Обрезание ξ_m на нижнем пределе интегрирования введено здесь, чтобы отразить факт наступления раннего скейлинга по переменной ξ при $\xi < \xi_m$ (нерезонансная область). Правила сумм (38) выражают свойство глобальной дуальности: в резонансной области гладкая теоретическая кривая $F^{(th)}$, соответствующая вкладу вильсоновских операторов твиста $\tau = 2$, усредняет физическую осциллирующую около нее структурную функцию F (рис. 6).

Правила сумм (38) можно использовать также и для объяснения локальной дуальности, обнаруженной Блумом и Гилманом в глубоко-неупругих лептон-нуклонных взаимодействиях. Применяя правила сумм (38) к каждому члену локализирующего полинома \mathcal{P} , обладающего с заданной точностью свойством (см. рис. 7,а):

$$\mathcal{P}(\xi|\xi_+, \xi_-) = \sum_n a_n \xi^n \approx \theta(\xi - \xi_+) \theta(\xi_- - \xi), \quad \xi_- > \xi_+, \quad (39)$$

где ξ_{\pm} — пределы охвата некоторого резонансного пика, можно записать [16]:

$$\begin{aligned} \int_{\xi_m}^1 d\xi \mathcal{P}(\xi|\xi_+, \xi_-) (F(\xi, Q^2) - F^{(th)}(\xi, Q^2)) = \\ = \int_{\xi_+}^{\xi_-} d\xi (F(\xi, Q^2) - F^{(th)}(\xi, Q^2)) \approx 0. \end{aligned} \quad (40)$$

Это соотношение, устанавливающее равенство наблюдаемой и теоретической структурных функций по окрестности отдельного резонанса, и является выражением свойства локальной дуальности.

Однако для практических целей правила сумм (40) оказываются мало пригодными, так как по мере уменьшения Q^2 высшие степени ($n \sim Q^2/M_0^2$) локализирующего полинома (39) должны отбрасываться, поскольку для них перестают выполняться правила сумм (38). Из-за этого локализирующий полином начинает расплываться, и соотношения (40) теряют смысл. Хорошей точности от правил сумм (40) можно ожидать лишь при $Q^2 \gg Q_n^2 \gg M_0^2$. По оценкам [16] $Q_n^2 \sim 30 \text{ ГэВ}^2$. Так что из рассмотрения выпадает область, наиболее интересная в смысле изучения упругих и квазиупругих взаимодействий.

Попытка расширить область применимости правил сумм (38) и (40) была сделана в [16]. Для учета в структурных функциях $F^{(th)}$ степенных поправок большого масштаба ($M_0 \sim p_T \sim 0,4$ ГэВ), нарушающих локальность соотношений (40), введена новая скейлинговая переменная

$$\bar{\xi} = \xi \left[1 + \frac{M_0^2}{Q^2} \left(1 + \frac{M_0^2}{Q^2 + M_0^2} \right) \right]. \quad (41)$$

Нетрудно проверить, что при подстановке переменной $\bar{\xi}$ в правила сумм (38) возникают степенные поправки масштаба M_0 , правильно воспроизводящие характер степенного (по M_0^2/Q^2) ряда в (34). В самом деле, разложим $F^{(th)}(\bar{\xi}, Q^2)$ по степеням M_0^2/Q^2 :

$$\tilde{F}^{(th)}(\bar{\xi}, Q^2) = F^{(th)}(\xi, Q^2) + \frac{M_0^2}{Q^2} \xi \frac{\partial F^{(th)}(\xi, Q^2)}{\partial \xi} + O\left(\frac{M_0^4}{Q^4}\right) \quad (42)$$

и вычислим моменты

$$\begin{aligned} & \int_0^1 d\bar{\xi} \bar{\xi}^n F^{(th)}(\bar{\xi}, Q^2) = \\ & = \int_0^1 d\xi \xi^n F^{(th)}(\xi, Q^2) - (n+1) \frac{M_0^2}{Q^2} \int_0^1 d\xi \xi^n F^{(th)}(\xi, Q^2). \end{aligned} \quad (43)$$

Второй член в этом выражении получен после интегрирования по частям. Возвращаясь с учетом этого к интегрированию по ξ в (38), находим

$$\begin{aligned} & \int_0^1 d\xi \xi^n (F(\xi, Q^2) - F^{(th)}(\xi, Q^2)) = \\ & = A_n(Q^2) (1 - (n+1) M_0^2/Q^2 + O(M_0^4/Q^4)). \end{aligned} \quad (44)$$

В общем случае с помощью аналогичных вычислений можно показать, что коэффициент при $(M_0^2/Q^2)^k$ пропорционален n^k ($n \gg 1$). Это согласуется с характерной n -зависимостью ряда в правой части (34) и показывает, что введение новой скейлинговой переменной $\bar{\xi}$ правильно моделирует вклад степенных поправок $(M_0^2/Q^2)^k$. Более того, вклад операторов твиста 4 точно соответствует результату, полученному в [61, 63] на основе КХД.

Таким образом, с помощью переменной $\bar{\xi}$ можно феноменологически учесть степенные поправки большого масштаба $\sim M_0$ и в результате этого ожидать существенного улучшения локальных свойств правил сумм (40).

Отметим, что при интегрировании по окрестности отдельного резонанса в (40) предполагается соответствие в нормировках форм-фактора возбуждения резонанса и структурной функции $F^{(th)}$.

В общем случае такое соответствие представляется малообоснованным. Правила сумм, учитывающие явным образом возможное различие в нормировках формфакторов и $F^{(th)}$, легко получить из правил сумм (38), используя локализирующий полином, профиль которого показан на рис. 7, б. В силу узости «нормировочного» пика высотой $1/Z$, расположенного напротив вершины резонанса, а также с учетом гладкости $F^{(th)}$ получим [16]:

$$\int_{\xi_m}^1 d\bar{\xi} \mathcal{P}_Z(\bar{\xi} | \bar{\xi}_+, \bar{\xi}_-) F(\bar{\xi}, Q^2) = \int_{\bar{\xi}_-}^{\bar{\xi}_+} d\bar{\xi} F^{(th)}(\bar{\xi}, Q^2). \quad (45)$$

Этим правилом сумм можно воспользоваться для вычисления факторов электрослабого возбуждения резонансов, предполагая нормировочную константу Z универсальной для всех резонансов.

Следует подчеркнуть, что рассуждения, проведенные выше при выводе правил сумм (45), равно как и при получении соотношений (40), не обладают доказательной силой. Они лишь позволяют понять место этих правил сумм и выражаемой ими локальной дуальности в рамках КХД. Одним из критериев справедливости правил сумм (45) может служить сравнение теоретических результатов, полученных на их основе, с экспериментальными данными по лептон-нуклонному рассеянию.

5. ДУАЛЬНЫЙ КХД-ПОДХОД К ОПИСАНИЮ ДВУХЧАСТИЧНЫХ ЛЕПТОН-НУКЛОННЫХ ПРОЦЕССОВ

В [16] был развит подход к вычислению структурных функций (формфакторов) двухчастичных лептон-нуклонных процессов, основанный на пертурбативной КХД и представлении о локальной дуальности. Для математической формулировки последней использованы правила сумм (45).

Изложим схему построения дуального КХД-подхода.

Ограничиваясь приближением нулевой ширины ($\Gamma_R = 0$), запишем резонансные компоненты физических структурных функций в окрестности резонанса R массы M_R в виде

$$\left. \begin{aligned} F_1^R(\nu, Q^2) &= \bar{W}_1^R(Q^2) \delta(\nu - \nu_R); \\ F_{2,3}^R(\nu, Q^2) &= \nu \bar{W}_{2,3}^R(Q^2) \delta(\nu - \nu_R)/2M_N, \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

где $\nu_R = (M_R^2 - M_N^2 + Q^2)/2M_N$; $\bar{W}^R(Q^2)$ — искомые структурные функции процесса рождения резонанса R .

Наряду с резонансной компонентой в структурных функциях может содержаться значительная фоновая примесь, не связанная с образованием резонансов. Тогда встает вопрос о выделении резонансной компоненты из физических структурных функций F , входящих в левую часть правил сумм (45). Следуя Блуму и Гилману [60], попытаемся решить этот вопрос, обобщив хорошо известные

представления о двухкомпонентной природе амплитуды рассеяния сильновзаимодействующих частиц [64] на лептон-нуклонные процессы. Согласно этому представлению, резонансной компоненте амплитуды сопоставляется t -канальный обмен несинглетными реджевскими траекториями, тогда как фоновая компонента связывается с обменом траекторией Померанчука. Реджевский анализ, примененный к структурным функциям глубоконеупругого рассеяния [60, 65], указывает на прямую связь несинглетной (валентной) части структурных функций с несинглетными реджевскими траекториями в t -канале виртуального комптоновского рассеяния на нуклоне, а синглетной (морской) части — с траекторией Померанчука. Именно это служит основанием сопоставить резонансным компонентам физических структурных функций F^R несинглетные части соответствующих теоретических функций $F^{(th)NS}$, а фоновым компонентам — синглетные. Принимаемая такой способ разделения, запишем правила сумм (45) для резонансных структурных функций:

$$\int_{\xi_+}^{\xi_+} d\bar{\xi} \mathcal{P}_z(\bar{\xi} | \bar{\xi}_+, \bar{\xi}_-) F_h^R(\bar{\xi}, Q^2) = \int_{\xi_+}^{\xi_+} d\bar{\xi} \bar{\xi}^{1-\delta_{2h}} F_h^{(th)NS}(\bar{\xi}, Q^2) \quad (47)$$

($k = 1, 2, 3$). Подставляя сюда (46) и учитывая свойства локализуемого полинома \mathcal{P}_z (рис. 7, б), получаем

$$\bar{W}_h^R(Q^2) = Z T_h(Q^2) \int_{\bar{\xi}_+^{(Q^2)}}^{\bar{\xi}_-^{(Q^2)}} d\bar{\xi} \bar{\xi}^{1-\delta_{2h}} F_h^{(th)NS}(\bar{\xi}, Q^2), \quad (48)$$

где

$$\left. \begin{aligned} T_1^R(Q^2) &= \frac{\sqrt{v_R^2 + Q^2}}{\bar{\xi}_R^2(Q^2)}; \quad T_2^R(Q^2) = \frac{2M_N \sqrt{v_R^2 + Q^2}}{v_R \bar{\xi}_R(Q^2)}; \\ T_3^R(Q^2) &= \frac{2M_N \sqrt{v_R^2 + Q^2}}{v_R \bar{\xi}_R^2(Q^2)}; \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

$$\left. \begin{aligned} v_R^\pm &= ((M_R \pm \Delta_R)^2 - M_N^2 + Q^2)/(2M_N); \\ \bar{\xi}_R^\pm(Q^2) &= \bar{\xi}(v_R, Q^2); \quad \bar{\xi}_R^\pm(Q^2) = \bar{\xi}(v_R^\pm, Q^2). \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

Здесь Δ_R — ширина охвата резонансного пика, которая является полусвободным параметром, ограниченным расстоянием до ближайшего соседнего резонанса.

Резонансные структурные функции (формфакторы), определенные формулами (48), не содержат особых точек в области пространственноподобных передач импульсов, что обусловлено свойством переменной $\bar{\xi}$: $\bar{\xi}_R(Q^2 = 0) = \text{const} > 0$. Переменные ξ и x' таким свойством не обладают [$\xi_R(Q^2 = 0) = x'_R(Q^2 = 0) = 0$], и в случае их применения формфакторы приобретают нефизическую особенность при $Q^2 = 0$.

Представим структурные функции $F_h^{(th)NS}$ в виде суммы по парциальным структурным функциям элементарных переходов валентных кварков $q_i \rightarrow q_f$, учитывая только переходы к кварковому составу рассматриваемого резонанса

$$F_h^{(th)NS}(\bar{\xi}, Q^2) = \sum_{i \rightarrow f} F_{i,f,h}^V(\bar{\xi}, Q^2). \quad (51)$$

Парциальные структурные функции $F_{i,f,h}^V$ для $(V - A)$ -тока кварковых переходов

$$j_\mu^{if} = \bar{q}_f \gamma_\mu (C_{if}^V + \gamma_5 C_{if}^A) q_i \quad (52)$$

(C_{if}^V , C_{if}^A — векторные и аксиальные константы связи) во втором порядке теории возмущения имеют вид

$$F_{i,f,h}^V(x, Q^2) = \mathcal{F}_{i,f,h}(x, Q^2) + \frac{\bar{g}^2(Q^2)}{16\pi^2} \times \\ \times \int_x^1 \frac{dy}{y} \bar{B}_h^{NS}\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) \mathcal{F}_{i,f,h}(y, Q^2). \quad (53)$$

Бегущая константа связи \bar{g}^2 зависит от переменной Q^2 следующим образом:

$$4\pi\bar{\alpha}_s(Q^2) = \bar{g}^2(Q^2) = \frac{16\pi^2}{3 \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}}, \quad \Lambda \sim 0,4 \div 0,5 \text{ ГэВ}. \quad (54)$$

Ядра свертки \bar{B}_h^{NS} приводятся в приложении. Величины $\mathcal{F}_{i,f,h}$ вычисляются по формулам партонной модели

$$\mathcal{F}_{i,f,h}(x, Q^2) = \alpha_h^{if} f_V^{(i)}(x, Q^2) x^{\delta_{2h}}, \quad (55)$$

где

$$\alpha_h^{if} = (C_{if}^{V^2} + C_{if}^{A^2})(\delta_{1h} + \delta_{2h}) - 2C_{if}^V C_{if}^A \delta_{3h} \quad (56)$$

— структурные функции точечного кварка, а $f_V^{(i)}$ — функции распределения начальных валентных кварков в нуклоне, которые подчиняются эволюционным уравнениям КХД [см. (78)].

Подчеркнем актуальность учета \bar{g}^2 -поправок к главному логарифмическому приближению (т. е. к лидирующему члену теории возмущений) с точки зрения рассматриваемого круга вопросов. В самом деле, при изучении резонансных явлений наибольший интерес представляет область сравнительно небольших Q^2 (порядка нескольких ГэВ), где указанные поправки значительны и должны быть учтены.

Массовые поправки, обусловленные ненулевой массой нуклона мишени M_N и массой кварка m_f , который образовался в элементарном акте взаимодействия, учтем при замене переменной x в партонных формулах на ξ . Массой активного кварка пренебрегаем. Мы

не используем строгих формул ξ -скейлинга, поскольку они теряют смысл в области $Q^2 \sim M_N^2$. Вместе с тем известно [61], что и в области их применимости почти весь эффект учета массовых поправок сводится к указанной замене переменных. Следовательно, сделанное нами приближение корректно в достаточно широком диапазоне передач Q^2 .

Выражение (53) можно переписать условно в форме

$$F_{if, h}^V(\xi, Q^2) = \alpha_h^{if} \hat{\eta}_h(f_V^{(i)} | \xi, Q^2), \quad (57)$$

где $\hat{\eta}_h(f_V^{(i)} | \xi, Q^2)$ — символическое обозначение блока формул, не зависящих от параметров $(V - A)$ -перехода. Подставляя (57) в правую сумм (48), получаем:

$$\overline{W}_h^R(Q^2) = \sum_{i \rightarrow f} \alpha_h^{if} D_{i(h)}^R(Q^2); \quad (58)$$

$$D_{i(h)}^R(Q^2) = h_h^{R(1)}(Q^2) + \frac{\bar{g}^2(Q^2)}{16\pi^2} h_h^{R(2)}(Q^2); \quad (59)$$

$$h_h^{R(1)}(Q^2) = ZT_h^R(Q^2) \int_{\bar{\xi}_R^+(Q^2)}^{\bar{\xi}_R^-(Q^2)} dt f_V^{(i)}(t, Q^2) t; \quad (60)$$

$$h_h^{R(2)}(Q^2) = ZT_h^R(Q^2) \int_{\bar{\xi}_R^+(Q^2)}^1 dt f_V^{(i)}(t, Q^2) t \times \\ \times \int_{\bar{\xi}_R^+(Q^2)/t}^1 dx x^{1-\delta_{2h}} B_h(x) \theta\left(\frac{\bar{\xi}_R^-(Q^2)}{t} - x\right). \quad (61)$$

Отсюда нетрудно видеть, что, по существу, мы пришли к партоноподобной картине двухчастичных лептон-нуклонных процессов: рассеяние происходит на точечном кварке-партоне, после чего провзаимодействовавший кварк рекомбинирует с двумя кварками-спектаторами в заданный барионный резонанс. Роль функции распределения партонов здесь играет кварковый фактор $D_{(i,h)}^R$. Это — интегральный образ функции распределения валентного кварка i -типа. Контроль за процессом рекомбинации осуществляется входящими в $D_{i(h)}^R$ массой резонанса M_R и шириной его охвата Δ_R . Кроме того, в функциях $D_{i(h)}^R$ заложена гипотетическая информация о больших расстояниях (зависимость от $M_0 \sim p_T$). Иллюстрацией к сказанному служит рис. 8, который также дает наглядный диаграммный рецепт вычисления структурных функций резонансных процессов \overline{W}_h^R .

При использовании формул (58)—(61) в области малых Q^2 ($Q^2 \sim p_T^2$) будем производить замену Q^2 на $Q^2 + p_T^2$ в $f_V^{(i)}(\xi, Q^2)$ и $\bar{g}^2(Q^2)$. Такая замена вызвана тем обстоятельством, что глюоны внутри нуклона в силу принципа неопределенности не могут иметь нулевой импульс, а среднее его значение составляет $p_T \sim 1/R_{\text{conf}}$. Следовательно, во

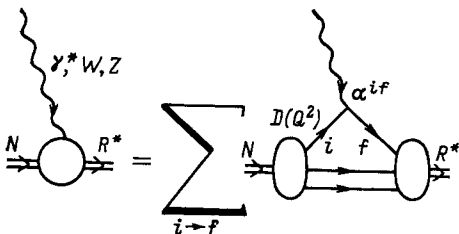


Рис. 8. Диаграмма двухчастичного лептон-нуклонного процесса и партонный рецепт ее вычисления

всех КХД-взаимодействиях, приводящих к нарушению скейлинга (к Q^2 -зависимости в $f_V^{(i)}$), глюоны участвуют с импульсом $Q^2 + p_T^2$, а не Q^2 . Именно это дает основание для указанной замены, которая существу есть проявление известного эффекта «вымораживания» кварк-глюонной константы связи, состоящего в том, что $\bar{g}^2(Q^2 \rightarrow 0) = \bar{g}^2(p_T^2) \neq 0$.

В изложенном дуальном подходе асимптотика формфакторов при $Q^2 \rightarrow \infty$ определяется поведением кварковых распределений $f_V^{(i)}(\xi, Q^2)$ в пределе $x \rightarrow 1$, т. е. такой конфигурацией кварков, когда один из них несет весь импульс нуклона. Таким образом, дуальный КХД-подход дает некоторую реализацию хорошо известного механизма Фейнмана [66] в КХД.

Остановимся подробнее на вопросе об асимптотическом поведении формфакторов нуклона $F^N(Q^2)$ в данном случае. Будем исходить из предсказываемого КХД порогового поведения структурных функций [68, 69]:

$$f_V(x, Q^2) \xrightarrow{x \rightarrow 1} (1-x)^{\tilde{\tau}(Q^2)}, \tag{62}$$

где $\tilde{\tau}(Q^2) = \text{const} + \frac{4C_F}{b} s$; $C_F = 4/3$; $b = 11 - 2/3 n_f$; n_f — число кварковых ароматов. Подставляя (62) в (58)—(61) и принимая во внимание, что $a_+(Q^2) \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} 1$, находим из асимптотической оценки интеграла:

$$F^N(Q^2) \sim V \sqrt{\bar{W}_h} \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} \exp \left[-\frac{2C_F}{b} \ln(\ln Q^2) \ln Q^2 \right]. \tag{63}$$

Как и следовало ожидать, получаем быстрое, характерное для судакковского формфактора [70], убывание с ростом Q^2 . Это означает, что асимптотика формфактора определяется не механизмом Фейнмана, а механизмом жесткого перерасеяния. Последний дает лишь сте-

пенное спадание для формфактора. В области же умеренных Q^2 , как указано в разд. 3, вклад механизма жесткого перерассеяния подавлен и ситуация меняется на обратную.

Структурные функции α_k^{if} переходов точечных кварков для электромагнитного взаимодействия определяются квадратами элек-

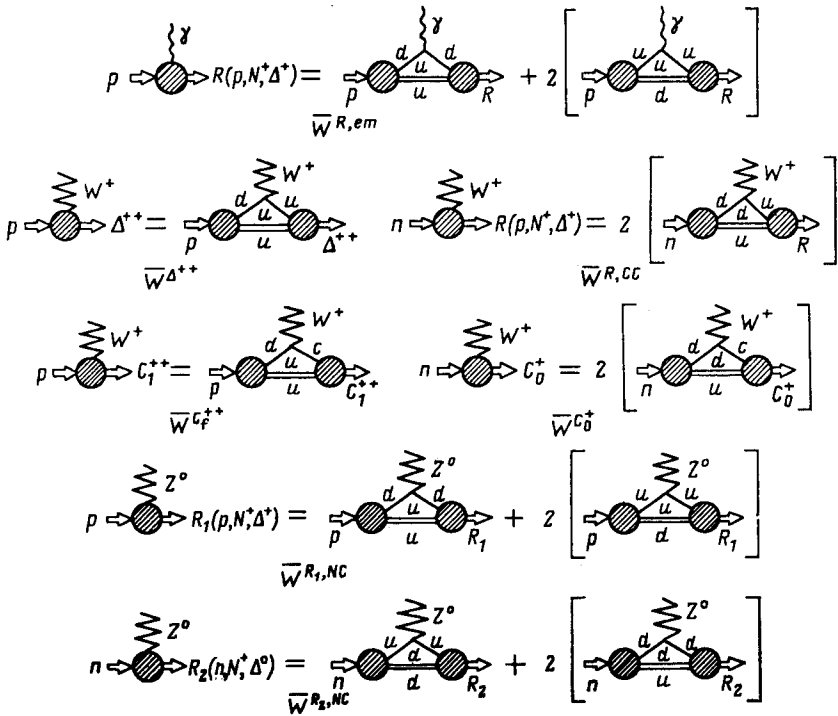


Рис. 9. Примеры применения партонного рецепта вычислений к расчету структурных функций двухчастичных лептон-нуклонных процессов.

трических зарядов кварков, а в случае слабых взаимодействий — структурой слабого заряженного тока в модели ГИМ [67]:

$$\begin{aligned}
 J_\mu^{CC} = & \bar{u}\gamma_\mu (1 + \gamma_5) (d \cos \theta_c + s \sin \theta_c) + \\
 & + \bar{c}\gamma_\mu (1 + \gamma_5) (s \cos \theta_c - d \sin \theta_c)
 \end{aligned}
 \tag{64}$$

и структурой нейтрального тока в модели Вайнберга — Салама (3).

В качестве примера рассмотрим ряд двухчастичных лептон-нуклонных процессов, для которых на рис. 9 приведены кварковые диаграммы, соответствующие партонному рецепту вычисления струк-

турных функций в дуальном КХД-подходе. Электромагнитные процессы описываются двумя структурными функциями:

$$\overline{W}_{1,2}^{R,em}(Q^2) = D_{d(1,2)}^R(Q^2). \quad (65)$$

Двухчастичные процессы, обусловленные взаимодействиями со слабым заряженным током, характеризуются следующими структурными функциями:

$$\left. \begin{aligned} \overline{W}_{1,2}^{\Delta^{++}}(Q^2) &= 2 \cos^2 \theta_C D_{d(1,2)}^{\Delta^{++}}(Q^2), \\ \overline{W}_3^{\Delta^{++}}(Q^2) &= 2 \cos^2 \theta_C D_{d(3)}^{\Delta^{++}}(Q^2); \\ \overline{W}_{1,2}^{R,CC}(Q^2) &= 4 \cos^2 \theta_C D_{d(1,2)}^{R,CC}(Q^2); \\ \overline{W}_3^{R,CC}(Q^2) &= -4 \cos^2 \theta_C D_{d(3)}^{R,CC}(Q^2); \\ \overline{W}_{1,2}^{Ci^+}(Q^2) &= 2 \sin^2 \theta_C D_{d(1,2)}^{Ci^+}(Q^2); \\ \overline{W}_3^{Ci^+}(Q^2) &= -2 \sin^2 \theta_C D_{d(3)}^{Ci^+}(Q^2); \\ \overline{W}_{1,2}^{C^0}(Q^2) &= 4 \sin^2 \theta_C D_{d(1,2)}^{C^0}(Q^2); \\ \overline{W}_3^{C^0}(Q^2) &= -4 \sin^2 \theta_C D_{d(3)}^{C^0}(Q^2). \end{aligned} \right\} \quad (66)$$

Для двухчастичных процессов, обусловленных взаимодействиями со слабым нейтральным током, структурные функции имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \overline{W}_{1,2}^{R_1,NC}(Q^2) &= \left(\frac{3}{2} - \frac{10}{3}x + 4x^2 \right) D_{d(1,2)}^{R_1}(Q^2); \\ \overline{W}_3^{R_1,NC}(Q^2) &= - \left(\frac{3}{2} - \frac{10}{3}x \right) D_{d(3)}^{R_1}(Q^2); \\ \overline{W}_{1,2}^{R_2,NC}(Q^2) &= \left(\frac{3}{2} - \frac{8}{3}x + \frac{24}{9}x^2 \right) D_{d(1,2)}^{R_2}(Q^2); \\ \overline{W}_3^{R_2,NC}(Q^2) &= - \left(\frac{3}{2} - \frac{8}{3}x \right) D_{d(3)}^{R_2}(Q^2), \end{aligned} \right\} \quad (67)$$

где $x = \sin^2 \theta_W$.

Применим полученные результаты для описания экспериментальных данных и выяснения ряда вопросов, касающихся экспериментального статуса КХД.

6. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для того чтобы убедиться в применимости развитого дуального КХД-подхода к описанию двухчастичных лептон-нуклонных процессов, рассмотрим квазиупругое и упругое лептон-нуклонное рассеяние и реакции лепторождения изобары $\Delta_{33}(ep \rightarrow e\Delta^+, \nu_\mu p \rightarrow \mu^- \Delta^{++})$.

Слабые и электромагнитные формфакторы лептон-нуклонного рассеяния связаны с резонансными структурными функциями \overline{W}_2^{em} и \overline{W}_2^w соотношениями

$$\left. \begin{aligned} \overline{W}_2^{em}(Q^2) &= 2M_N \left((G_E^p)^2 + \frac{Q^2}{4M_N^2} (G_M^p)^2 \right) / \tau, \\ \overline{W}_2^w(Q^2) &= 2M_N \left(F_V^2 + \frac{Q^2}{4M_N^2} F_M^2 \right) + 2M_N F_A^2. \end{aligned} \right\} \quad (68)$$

Воспользовавшись формулами (2)–(5), получим:

$$\left. \begin{aligned} F_V^{CC} &= P_V(Q^2) \sqrt{\overline{W}_2^{em}}; \quad F_M^{CC} = P_M(Q^2) \sqrt{\overline{W}_2^{em}}; \\ F_A^{CC} &= \left[\frac{1}{2M_N} \overline{W}_2^w - \left(P_V^2(Q^2) + \frac{Q^2}{4M_N^2} P_M^2(Q^2) \overline{W}_2^{em} \right) \right]^{1/2}; \\ F_{V,M}^{NC} &= \frac{1}{2} F_{V,M}^{CC} - 2 \sin^2 \theta_W \overline{P}_{V,M}(Q^2) \sqrt{\overline{W}_2^{em}}; \\ F_A^{NC} &= \frac{1}{2} F_A^{CC}. \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} P_M(Q^2) &= (\mu_p - \mu_n - 1) S(Q^2), \\ P_V(Q^2) &= \left(1 + \frac{Q^2}{4M_N^2} (\mu_p - \mu_n) \right) S/Q^2; \\ \overline{P}_M(Q^2) &= \left(1 + \frac{Q^2}{4M_N^2} \mu_p \right) S(Q^2), \\ \overline{P}_V(Q^2) &= (\mu_p - 1) S(Q^2); \\ S(Q^2) &= \left[2M_N \left(1 + \frac{\mu_p^2 Q^2}{4M_N^2} \right) \tau \right]^{-1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (70)$$

В рамках дуального подхода структурные функции \overline{W}_2^{em} и \overline{W}_2^w имеют вид

$$\overline{W}_2^{em} = D_{d(2)}(Q^2), \quad \overline{W}_2^w = 4 \cos^2 \theta_C D_{d(2)}(Q^2). \quad (71)$$

При этом формулы (59)–(61) для кваркового фактора $D_{d(2)}(Q^2)$ удобно представить в виде:

$$\left. \begin{aligned} D_{d(2)}(Q^2) &= h^{(1)}(Q^2) + \frac{\hat{g}^2(\hat{Q}^2)}{16\pi^2} h^{(2)}(Q^2); \\ h^{(1)}(Q^2) &= Z_N T(Q^2) \int_{a_+}^1 dt f_V(t, \hat{Q}^2) t \theta(1-t); \\ h^{(2)}(Q^2) &= Z_N T(Q^2) \int_{a_+}^1 dt f_V(t, \hat{Q}^2) t \theta(1-t) \int_{a_+/t}^1 dx B_2(x); \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned}
 \hat{Q}^2 &= Q^2 + p_T^2; \\
 T(Q^2) &= \frac{M_N}{K(Q^2)} \left[1 + \frac{4M_N^2}{Q^2} + \sqrt{1 + \frac{4M_N^2}{Q^2}} \right]; \\
 K(Q^2) &= 1 + \frac{p_T^2}{Q^2} \left(1 + \frac{1}{1 + Q^2/p_T^2} \right); \\
 a_+(Q^2) &= \frac{Q^2 K(Q^2)}{M_N (v_+ + \sqrt{v_+^2 + Q^2})}; \\
 v_+ &= \frac{(M_N + \Delta_N)^2 + M_1^2 + Q^2}{2M_N}.
 \end{aligned} \right\} (72)$$

Нормировочная константа Z_N является свободным параметром, а ширина охвата нуклонного пика Δ_N является ограниченным параметром ($0 \leq \Delta_N \leq 0,29$ ГэВ).

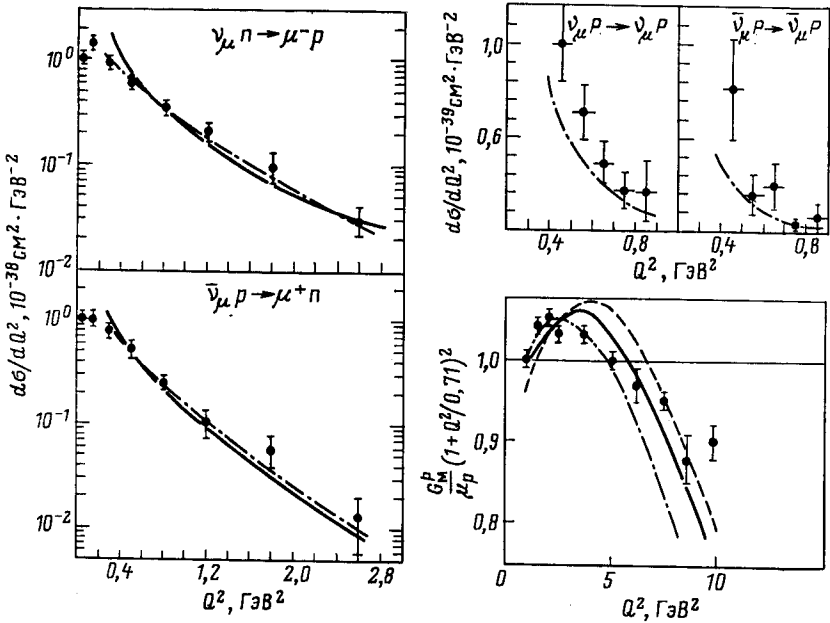


Рис. 10. Результаты анализа данных по упругим и квазиупругим лептон-нуклонным процессам:

экспериментальные данные по электромагнитному формфактору протона G_M^p — из [25], по дифференциальным сечениям $d\sigma/dQ^2$ упругого и квазиупругого рассеяния нейтрино — из [35] и [32] соответственно. Теоретические кривые вычислены для различных вариантов КХД-параметров (см. таблиц):

сплошная линия — с $Q_0^2 = 9$ ГэВ², $\Lambda = 0,1$ ГэВ; штриховая — с $Q_0^2 = 4$ ГэВ², $\Lambda = 0,4$ ГэВ; штрихпунктирная — с $Q_0^2 = 10$ ГэВ², $\Lambda = 0,16$ ГэВ. В случае упругого рассеяния нейтрино на рисунке показан результат вычислений для одного из трех вариантов, так как все результаты близки друг к другу

Функции распределения валентных кварков $f_V(t, Q^2)$ удовлетворяют эволюционным уравнениям КХД. Задавая начальные условия, например, в рамках КХД-партоновой модели с реджевской асимптотикой [54, 55], можно получить с 3—5 %-ной погрешностью решения этих уравнений в явном виде:

$$f_V(t, Q^2) = \frac{t^{-1/2} (a-t)^{\tilde{\tau}(Q^2)} \Phi(b(Q^2), \tilde{\tau}(Q^2)+1; \beta(Q^2)(1-t))}{V(1/2, \tilde{\tau}(Q^2)+1) \Phi(b(Q^2), \tilde{\tau}(Q^2)+3/2; \beta(Q^2))}, \quad (73)$$

где $V(a, b) = \Gamma(a)\Gamma(b)/\Gamma(a+b)$ — бета-функция Эйлера;

$$\left. \begin{aligned} \Phi(\alpha, \beta; z) &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{z^k}{k!} \frac{\Gamma(\alpha+k)\Gamma(\beta)}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta+k)}; \\ \tilde{\tau}(Q^2) &= \tau_0 + \tau_1 s; \quad b(Q^2) = b_0 + b_1 s; \quad \beta(Q^2) = \beta_0 + \beta_1 s; \\ s &= \ln\left(\frac{\ln \hat{Q}^2/\Lambda^2}{\ln Q_0^2/\Lambda^2}\right). \end{aligned} \right\} \quad (74)$$

Здесь Q_0^2 — точка нормировки; $\tau_1 = 0,64$, а КХД-параметры $\tau_0, b_0, b_1, \beta_0, \beta_1$ определены с использованием данных по глубоконеупругому лептон-нуклонному рассеянию [54] (см. таблицу).

Таблица результатов анализа экспериментальных данных в дуальном подходе

$Q_0^2, \text{ ГэВ}^2$	$\Lambda, \text{ ГэВ}$	b_0	b_1	β_0	β_1	τ_0	Z_N	$p_T, \text{ ГэВ}$
9	0,1	0,992	0,62	2,23	0,995	1,97	$2,04 \pm 0,06$	$0,38 \pm 0,01$
4	0,4	0,96	0,53	2,81	0,79	1,51	$1,44 \pm 0,05$	$0,449 \pm 0,008$
10	0,16	1,46	1,17	1,99	0,51	2,07	$2,94^{+0,15}_{-0,05}$	$0,431^{+0,004}_{-0,010}$

В [18] в рамках дуального подхода проведен анализ данных по электромагнитному формфактору протона G_M^p [25] и дифференциальным сечениям $d\sigma/dQ^2$ квазиупругого [32] и упругого [35] рассеяния нейтрино и антинейтрино. Свободными параметрами в проведенном анализе являлись нормировочная константа Z_N и средний поперечный импульс кварка в нуклоне p_T . Интервал дуальности был выбран максимальным: $\Delta_N = 0,29 \text{ ГэВ}$. Для КХД-параметров распределений кварков в нуклоне $\tau_0, b_0, b_1, \beta_0, \beta_1$ были взяты значения, полученные для разных Q_0^2 и Λ из анализа данных по глубоконеупругому лептон-нуклонному рассеянию [54, 71]. В таблице и на рис. 10 приведены результаты только для трех наборов переменных $Q_0^2, \Lambda, \tau_0, b_0, b_1, \beta_0, \beta_1$, дающих наилучшее описание экспериментальных данных по упругому и квазиупругому лептон-нуклонному рассеянию. Всего в анализе проверялось восемь вариантов решений, полученных

с использованием анализа глубокоэластичного рассеяния. На рис. 10 видно, что наилучшее описание экспериментальных данных достигается при значениях КХД-параметров, отвечающих варианту с $Q_0^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ и $\Lambda = 0,16 \text{ ГэВ}$ (последняя строка таблицы). При этом удается не только качественно, но и количественно воспроизвести характерное для электромагнитного формфактора протона G_M^p отклонение от дипольной параметризации при $Q^2 \lesssim 5 \text{ ГэВ}^2$. Заметим, что константа Z_N задает абсолютную нормировку дифференциального сечения, в то время как наклон функции $\log(d\sigma/dQ^2)$ полностью определяется значением среднего поперечного импульса кварка в нуклоне p_T . Различие между рассчитанными и экспериментальными дифференциальными сечениями $d\sigma/dQ^2$ для упругого $\nu(\bar{\nu})$ N -рассеяния, по-видимому, связано с наличием систематики, обусловленной сложностью нормировки дифференциальных сечений $d\sigma/dQ^2$ и нейтринных спектров.

Реакции электро- и нейтринорождения описываются структурными функциями $\overline{W}_{1,2}^{\Delta,em}$ и $\overline{W}_{1,2,3}^{\Delta^{++}}$ соответственно. Инвариантные структурные функции $\overline{W}_{1,2}^{\Delta,em}$ (65) связаны со спиральными амплитудами $f_{\pm,0}$ [см. (24)] по формулам:

$$\left. \begin{aligned} \overline{W}_1^{\Delta,em}(Q^2) &= \frac{M_\Delta^2}{M_N} (|f_+|^2 + |f_-|^2); \\ \overline{W}_2^{\Delta,em}(Q^2) &= M_N \left[2 \left(\frac{Q^2}{Q^2} \right) |f_0|^2 + \frac{|Q^2|}{Q^2} (|f_+|^2 + |f_-|^2) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (75)$$

Из (25) с учетом доминантности перехода M_1 в реакции $ep \rightarrow e\Delta^+$ получим простую связь между формфактором $G_{M\Delta}$ (25) и структурной функцией $\overline{W}_2^{\Delta,em}$:

$$G_{M\Delta}^2(Q^2) = \frac{M_N}{|Q^2|} \overline{W}_2^{\Delta,em}(Q^2). \quad (76)$$

В [18] был проведен анализ данных по формфактору $G_{M\Delta}$ [46] и дифференциальному сечению $d\sigma/dQ^2$ реакции $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- \Delta^{++}$ [51]. Последнее выражается через инвариантные структурные функции $\overline{W}_{1,2,3}^{\Delta^{++}}$ (66) следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dQ^2}(E_\nu) &= \frac{G^2}{2\pi} \left\{ \left(1 - \frac{\nu_\Delta}{E_\nu} - \frac{Q^2}{2E_\nu^2} \right) \frac{1}{2M_N} \overline{W}_2^{\Delta^{++}}(Q^2) + \right. \\ &\left. + \frac{Q^2}{4M_N E_\nu^2} \overline{W}_1^{\Delta^{++}}(Q^2) - \left(1 - \frac{\nu_\Delta}{2E_\nu} \right) \frac{Q^2}{4M_N^2 E_\nu} \overline{W}_3^{\Delta^{++}}(Q^2) \right\}, \quad (77) \end{aligned}$$

где $\nu_\Delta = \nu_R |_{M_R=M_\Delta}$.

В анализе данных по электро- и нейтринорождению Δ_{33} -изобары также использовались различные варианты значений КХД-параметров, полученных из данных по глубокоэластичному рассеянию [54,

71]. Для интервала дуальности было выбрано значение $\Delta_R = 0,2$ ГэВ. На рис. 11 показаны результаты только для двух вариантов значений КХД-параметров, дающих наилучшее описание данных по электро- и нейтринорождению Δ_{33} -изобары и отвечающих значениям $Q_0^2 = 9$ ГэВ², $\Lambda = 0,1$ ГэВ и $Q_0^2 = 10$ ГэВ², $\Lambda = 0,16$ ГэВ (см. таблицу). Для параметра p_T в первом случае получено значение $p_T = (0,42 \pm 0,01)$ ГэВ, а во втором — $p_T = (0,44 \pm 0,01)$ ГэВ.

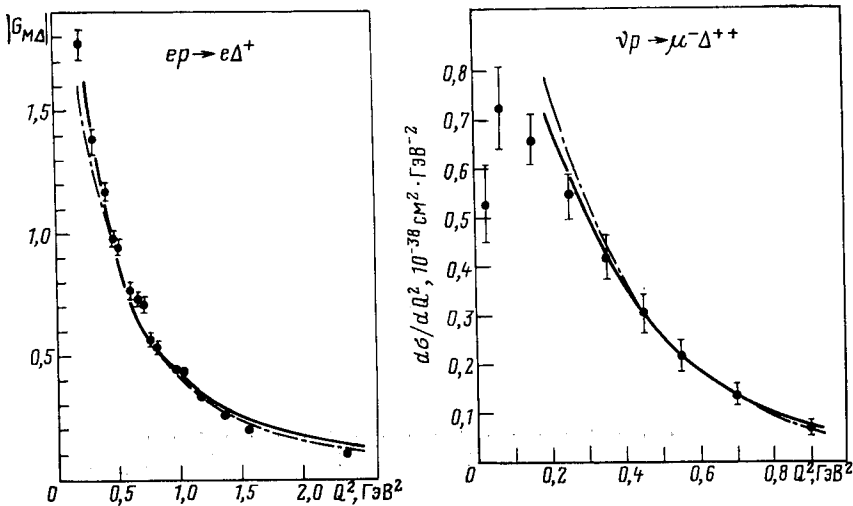


Рис. 11. Результаты совместного анализа экспериментальных данных по электро- и нейтринорождению Δ_{33} -изобары.

Данные по формфактору $|G_{M\Delta}|$ $N\Delta$ -перехода — из [46]; данные по дифференциальному сечению $d\sigma/dQ^2$ реакции $\nu_{\mu}p \rightarrow \mu^{-}\Delta^{++}$ — из [51]; теоретические кривые — те же, что и на рис. 10

В обоих случаях для нормировочной константы Z_R получено значение $Z_R = 1,0 \pm 0,1$.

На рис. 12 показана зависимость полного сечения реакции $\nu_{\mu}p \rightarrow \mu^{-}\Delta^{++}$ от энергии нейтрино. Расчеты в дуальном КХД-подходе проведены при значениях параметров, полученных в варианте анализа с $Q_0^2 = 10$ ГэВ²; $\Lambda = 0,16$ ГэВ. Для сравнения на том же рисунке представлена кривая, рассчитанная в модели Адлера [52].

Совместный анализ всех экспериментальных данных, приведенных на рис. 11, 12, показал, что наилучшее описание достигается в области $Q^2 \lesssim 5$ ГэВ² при значениях КХД-параметров, отвечающих варианту с $Q_0^2 = 10$ ГэВ²; $\Lambda = 0,16$ ГэВ. Все остальные варианты должны быть отброшены по χ^2 -критерию. Для среднего поперечного импульса кварков в нуклоне получено $p_T = (0,43 \pm 0,01)$ ГэВ.

Таким образом, проведенный в [18] анализ экспериментальных данных показывает, что дуальный КХД-подход позволяет описать широкий круг двухчастичных лептон-нуклонных процессов и получить независимую информацию о кварк-глюонной структуре нуклона.

Показано, что параметр p_T , возникающий в дуальном подходе, является универсальным для всех упругих, квазиупругих и резонансных процессов, что подтверждает придаваемый ему физический смысл среднего поперечного импульса кварков в нуклоне. Полученное нами значение $p_T = (0,43 \pm 0,01)$ ГэВ хорошо согласуется с общепринятыми оценками этого параметра. Следует подчеркнуть и тот факт, что использование в качестве дополнительной информации

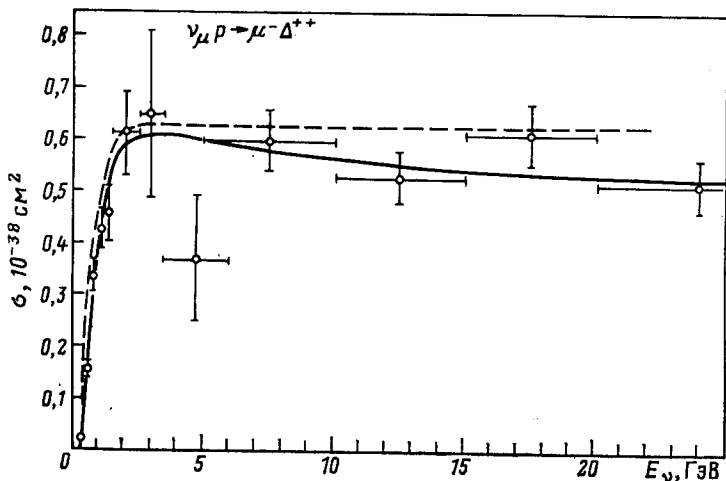


Рис. 12. Зависимость сечений реакции $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- \Delta^{++}$ от энергии нейтрино E_ν : экспериментальные точки ● — из [51]; ○ — из [49]; сплошная линия — расчеты в дуальном подходе; штриховая линия — в модели Адлера [52]

экспериментальных данных по двухчастичным лептон-нуклонным процессам при умеренных Q^2 в значительной мере снижает неоднозначность в определении параметров, характеризующих распределение кварков в нуклоне по продольному импульсу. Такие неопределенности обычны для процедуры извлечения кварковых распределений и КХД-параметра Λ из существующих экспериментальных данных по глубоконеупругому лептон-нуклонному рассеянию.

7. К ВОПРОСУ О ЗНАЧЕНИИ КХД-ПАРАМЕТРА Λ

Квантовая хромодинамика прочно утвердилась в роли теории сильных взаимодействий элементарных частиц. В настоящее время не существует теории, способной сколько-нибудь серьезно конкурировать с КХД. И все же, каков ее экспериментальный статус. Настолько ли он прочен? В частности, согласуются ли предсказания КХД с обширным массивом экспериментальных данных по глубоконеупругому рассеянию, которым мы располагаем? К сожалению, утвердительный ответ на последний вопрос отражает, скорее, всеобщую приверженность к калибровочным теориям, чем действительное

положение вещей. Правильнее было бы сказать, что окончательный и однозначный ответ пока не получен. Во всяком случае, предстоит разрешить немало весьма серьезных вопросов. Ниже мы затронем лишь один из них, а именно: модельную зависимость результатов сравнения предсказаний КХД с экспериментальными данными. Такая зависимость ведет к существенным неоднозначностям при извлечении из данных КХД-параметра Λ . Поясним сущность вопроса.

С этой целью напомним основные предсказания КХД для структурных функций $F_h(x, Q)^2$ глубоконеупругого лептон-нуклонного рассеяния. Это уравнение эволюции по переменной Q^2 . Рассмотрим для простоты лишь эволюцию несинглетных компонент структурных функций $F_h^{NS}(x, Q^2)$ в лидирующем порядке по $\alpha_s(Q^2)$:

$$\frac{df(x, s)}{ds} = \int_x^1 \frac{dy}{y} P\left(\frac{x}{y}\right) f(y, s), \quad (78)$$

$$f(x, 0) = f^{IC}(x),$$

где

$$f(x, s) = F_{1,3}(x, Q^2); F_2(x, Q^2)/x; \quad (79)$$

$$s = \frac{2}{\beta_0} \ln \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{\alpha_s(Q^2)};$$

Q_0^2 — точка нормировки эволюционной переменной s . Явный вид функции расщепления $P(x)$ дан в приложении.

Уравнения эволюции, записанные в форме (78), известны как уравнения Липатова — Алтарелли — Паризи [73, 74]. От этих уравнений легко перейти к алгебраическим уравнениям для моментов $\langle f \rangle_n$ структурной функции $f(x, s)$:

$$\langle f(s) \rangle_n = \langle f^{IC} \rangle_n e^{\langle P \rangle_n s}, \quad (80)$$

по определению,

$$\langle f(s) \rangle_n \equiv \int_0^1 dx x^{n-1} f(x, s). \quad (81)$$

Обе формулировки предсказаний КХД в виде (78) и (80) математически эквивалентны. Для их решения необходимо знать начальные условия $f^{IC}(x)$, т. е. структурную функцию при $Q^2 = Q_0^2 (s = 0)$. Эти величины не могут быть вычислены методами теории возмущений и в рамках КХД остаются пока неопределенными. Подчеркнем, что такого рода неопределенности — результат отсутствия адекватных методов работы с КХД в масштабах характерных адронных размеров. Так или иначе, для проверки ее предсказаний необходимо задать $f^{IC}(x)$ и решить уравнения (78) или (80). На данном этапе необходи-

мо привлечение моделей, определяющих вид этой функции феноменологически. Таким образом, результаты сравнения предсказаний КХД с экспериментальными данными оказываются зависящими от типа используемой модели. Рассмотрим, велика ли эта зависимость и нельзя ли ее устранить или хотя бы ослабить.

Казалось бы, ответ очевиден. Не будем апеллировать ни к одной модели, а прямо подберем такую функцию $f^{IC}(x) = f(x, Q_0^2)$, чтобы она проходила по экспериментальным точкам. Иначе говоря, извлечем ее непосредственно из экспериментальных данных. Однако такая процедура неоднозначна. Совершенно различные функции могут одинаково хорошо идти по точкам, но значительно различаться в кинематической области, где точек нет. Следовательно, в этом подходе выделяется не одна, а целый класс функций. В принципе, его можно сузить дальнейшими экспериментальными измерениями. Однако полностью устранить произвол невозможно. Существуют области, которые в силу своей специфики практически выпадают из экспериментальных данных. Таковыми являются области близ границ физического интервала $x \in [0, 1]$. Ввиду кинематических ограничений экспериментальное продвижение в направлении предельных точек $x \rightarrow 0, 1$ крайне затруднено, не говоря уже о том, что вопрос об асимптотическом поведении $f(x, Q^2)$ экспериментально неразрешим. Итак, в подобном подходе модельная зависимость результатов сравнения предсказаний КХД с экспериментальными данными остается. Пренебречь этой зависимостью можно только в двух случаях: если предсказание не будет содержать вклада областей, где нет данных для $f(x, Q^2)$, или если удастся связать ее поведение в этой области с поведением других физических величин, для которых имеются данные. Ниже будут рассмотрены обе эти возможности. Первая базируется на новой формулировке предсказаний КХД в терминах локализованных моментов, а вторая на применении дуального КХД-подхода.

Рассмотрим первую возможность. Введем величину $\bar{f} = \int_0^1 dx R(x) f(x)$. Назовем \bar{f} локализованным моментом функции $f(x)$,

если $\left(\int_0^1 - \int_a^b \right) dx R(x) f(x) / \int_0^1 dx R(x) f(x) \ll 1$. Реально интервал $[a, b] \in [0, 1]$ должен покрывать область, наиболее насыщенную экспериментальными точками. Вопрос состоит в том, как переформулировать предсказания КХД полностью в терминах таких величин.

Предлагается следующий путь [75]. Будем исходить из уравнения (78). Применим к обеим его частям интегральное преобразование:

$$\langle f \rangle_n^{(m)} = \int_0^1 dx x^{n-1} \ln^m x f(x). \quad (82)$$

Замечая, что

$$\begin{aligned} \frac{d^m \langle f \rangle_n}{dn^m} &= \frac{d^m}{dn^m} \int_0^1 dx x^{n-1} f(x) = \\ &= \int_0^1 dx x^{n-1} \ln^m x f(x) = \langle f \rangle_n^{(m)}, \end{aligned} \quad (83)$$

приходим к следующему соотношению:

$$\langle f(s) \rangle_n^{(m)} = \sum_{h=0}^m C_n^h \langle f(0) \rangle_n^{(h)} (e^{(P)n^s})^{(m-h)}. \quad (84)$$

Величины $\langle f \rangle_n^{(m)}$ являются вспомогательными локализованными моментами. Основной вклад в значение $\langle f \rangle_n^{(m)}$ дает область интегрирования вблизи точки $x = m/(n-1)$. Нежелательный вклад окрестностей границ физической области $x = 0, 1$ подавлен тем сильнее, чем больше n и m . Введение такого подавления и является нашей целью. Между тем соотношение (84) содержит плохо локализованные моменты $\langle f \rangle_n^{(m)}$ с малыми $0 \leq m \leq l$ (l — некоторая требуемая минимальная степень локализации). Исключим их с помощью простой алгебраической процедуры. Составим систему из l уравнений, каждое из которых есть уравнение (84) при разных значениях индекса $m = l \div (2l-1)$:

$$\left. \begin{aligned} \langle f(s) \rangle^{(l)} &= \sum_{h=0}^l C_l^h \langle f(0) \rangle_n^{(h)} (e^{(P)n^s})^{(l-h)}, \\ \langle f(s) \rangle_n^{(2l-1)} &= \sum_{h=0}^{2l-1} C_{2l-1}^h \langle f(0) \rangle_n^{(h)} (e^{(P)n^s})^{(2l-1-h)}. \end{aligned} \right\} \quad (85)$$

Выразим отсюда l плохо локализованных моментов $\langle f(0) \rangle_n^{(h)}$ с индексами $h = 0 \div (l-1)$ через сильно локализованные моменты $\langle f(s) \rangle_n^{(h)}$, $\langle f(0) \rangle_n^{(h)}$ с индексами $h \geq l$. Найденные выражения подставим в (84) с $m = 2l$. В результате получим уравнение

$$\begin{aligned} \langle f(s) \rangle_n^{(2l)} - \sum_{h=l}^{2l-1} R_n^{l,h}(s) \langle f(s) \rangle_n^{(h)} = \\ = \{ \langle f(0) \rangle_n^{(2l)} - \sum_{h=l}^{2l-1} R_n^{l,h}(-s) \langle f(0) \rangle_n^{(h)} \} e^{(P)n^s}. \end{aligned} \quad (86)$$

В нем не содержится плохо локализованных моментов. Явный вид $R_n^{l,h}(s)$ — дробно-рациональных функций s приведен в [75]. Соотношение (86) удобно переписать в виде

$$\int_0^1 dx R_n^l(x, s) f(x, s) = \int_0^1 dx Q_n^l(x, s) f(x, 0), \quad (87)$$

где

$$\left. \begin{aligned} R_n^l(x, s) &= x^{n-1} \left[\ln^{2l} x - \sum_{k=l}^{2l-1} \ln^k x R_n^{l,k}(s) \right], \\ Q_n^l(x, s) &= R_n^l(x, -s) e^{(P)_n s}. \end{aligned} \right\} \quad (88)$$

Основной вклад в уравнение (87) дает интервал интегрирования $e^{-2l/(n-1)} \leq x \leq e^{-l/(n-1)}$. Соответствующим выбором l и n можно

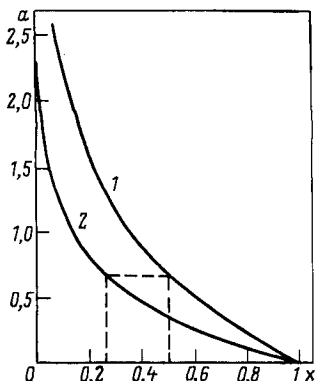
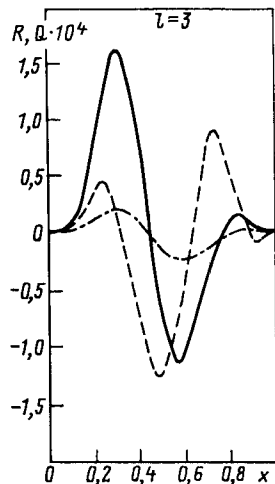
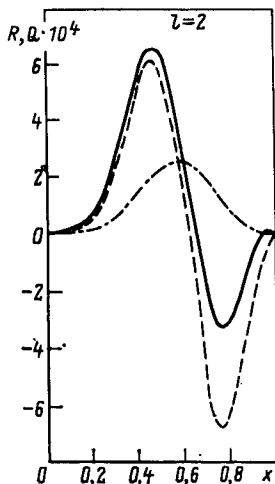
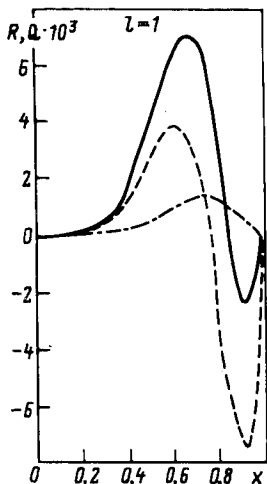


Рис. 13. Оценка эффективного интервала x по максимумам крайних членов:

$$1 - m = 2l, x_{\min} = e^{-2a}; \quad 2 - m = l, x_{\max} = e^{-a}, \quad a = l/(n-1)$$

Рис. 14. Зависимости $R_n^l(x, s)$ и $Q_n^l(x, s)$ от x при $n = 8$:

сплошная кривая — $R_n^l(x, 0) = Q_n^l(x, 0)$; штриховая — $R_n^l(x, s)$; штрихпунктирная — $Q_n^l(x, s)$ для $s = 0,4$



выделить любой интересующий нас интервал внутри физической области x . На рис. 13 приведен график, представляющий алгоритм этого выбора, а на рис. 14 показан вид функций $R_n^l(x, s)$ и $Q_n^l(x, s)$ для некоторых значений n, l и s .

Таким образом, мы сформулировали предсказания КХД (86), (87) полностью в терминах локализованных моментов (82), которые нечувствительны к поведению структурных функций $f(x, Q^2)$ вне заданного интервала по x . Тем самым исключаются модельные неоднозначности при сравнении этих предсказаний с экспериментальными данными. Воспользуемся этим обстоятельством и попытаемся извлечь из данных КХД-параметр Λ . Его значение не будет содержать неконтролируемых систематических неопределенностей, связанных с произволом в выборе x -параметризации функций $f(x, Q^2)$.

Чтобы придать результатам большую иллюстративность, напомним общепринятую схему анализа данных на основе формулы (80). Прежде всего требуется установить экспериментальные значения моментов $\langle f_i \rangle_n$ при различных Q_i^2 . Поскольку измеряются не сами моменты, а функции $f(x, Q^2)$, используется следующий метод. Выбирается некоторая параметризация

$$f(x, Q^2) = f(x, \{\alpha\}) \tag{89}$$

с набором свободных параметров $\{\alpha\}$. Для каждой совокупности экспериментальных точек, полученных при $Q^2 = Q_i^2$, определяется свой набор $\{\alpha_i\}$ исходя из условия наилучшего согласия параметризации (89) с этими данными. Далее выполняется интегрирование аналитических выражений (89) по формуле (81) и определяются экспериментальные значения моментов $\langle f_i^a \rangle_n$. Погрешность $\Delta \langle f_i^a \rangle_n$ выражается через неопределенности в измерении функции $f(x, Q_i^2)$ посредством параметров $\{\alpha_i\}$. Зная $\langle f_i^a \rangle_n$, можно приступить к проверке соотношения (80). Для этого составляется функционал

$$\chi^2(\{\alpha_0\}, \Lambda) = \sum_{i,n} \left(\frac{\langle f_i^a \rangle_n - \langle f^T(\{\alpha_0\}, s(Q_i^2, \Lambda)) \rangle_n}{\Delta \langle f_i^a \rangle_n} \right)^2, \tag{90}$$

где в соответствии с (80)

$$\langle f^T(\{\alpha_0\}, s(Q_i^2, \Lambda)) \rangle_n = \langle f(\{\alpha_0\}) \rangle_n e^{(P)_n s (C_0^2 \Lambda)}. \tag{91}$$

Неизвестными здесь являются параметры начальных условий $\{\alpha_0\}$ и КХД-параметр Λ . Их значения определяются минимизацией χ^2 . Таков обычный подход. Его серьезным недостатком является модельная зависимость процедуры нахождения $\langle f_i^a \rangle_n$, т. е. зависимость от вида параметризации (89). Возникает неопределенность, существенно снижающая достоверность не только извлекаемых значений Λ , но и выводов, касающихся экспериментального статуса КХД в целом. Тем же недостатком обладают и подходы, где исходными являются не соотношения для моментов, а уравнения (78) для функций $f(x, Q^2)$. Ниже будет дана количественная иллюстрация указанного обстоятельства.

Перейдем к анализу данных на основе модельно-нечувствительной формулировки КХД в виде (86), (87). Схема анализа близка к описан-

ной выше. Отличие состоит в том, что в формуле (90) нужно заменить обычные моменты $\langle f \rangle_n$ локализованными $\langle f \rangle_n^{(h)}$:

$$\langle f \rangle_n \rightarrow \langle f \rangle_n^{(2l)} - \sum_{h=l}^{2l-1} R_n^{l,h} \langle f \rangle_n^{(h)}. \quad (92)$$

Во избежание дополнительных неопределенностей ограничимся анализом данных по рассеянию μ -мезонов на водороде при больших Q^2 (≥ 2 ГэВ²). Такие данные получены группой ЕМС [76]. В этом эксперименте максимальное значение переменной x составляет $x_{\max} = 0,65$. Принимаем следующие значения параметров $n = 4 \div 9$ и $l = 3$ в формулах (86) и (87). Тогда, в соответствии с рис. 13, основной вклад в эти формулы будет давать область $0,2 \leq x \leq 0,7$, наиболее насыщенная данными рассматриваемого эксперимента ЕМС.

Моменты $\langle f_i^a \rangle_n$, $\langle f_i^a \rangle_n^{(h)}$ будем находить, используя два типа параметризаций: простейшую $Ax^\alpha (1-x)^\beta$ и более сложную, вытекающую из модели [54, 77]. Кроме того, будем фиксировать параметры $\{\alpha\}$, используя поочередно данные, лежащие в двух диапазонах: $x = 0,05 \div 0,65$ и $x = 0,25 \div 0,65$. Ни то, ни другое не может вызвать заметного различия между кривыми, моделирующими функцию в области $0,25 \leq x \leq 0,65$. Здесь имеется значительное количество экспериментальных точек с малыми погрешностями, что включает все кривые в весьма узкий допустимый коридор.

Противоположна ситуация в области $0,65 < x < 1$, где экспериментальные точки отсутствуют. Здесь моделирующие кривые могут расходиться сколь угодно сильно. Тем не менее использование соотношений (96), в которых эта область подавлена, должно приводить к устойчивому конечному результату. Соотношения же (80) могут давать значительный разброс в определяемом параметре Λ . Все это отражено на рис. 15, где представлены результаты выполненного нами анализа. Мы приводим зависимость $\chi^2(\Lambda)/\nu$ во всех перечисленных выше вариантах [$\nu = N_{\text{rel}} - N_\alpha - 1$ — число степеней свободы при минимизации χ^2 ; N_{rel} — число используемых соотношений в сумме (90); N_α — число параметров $\{\alpha_0\}$ при Q_0^2].

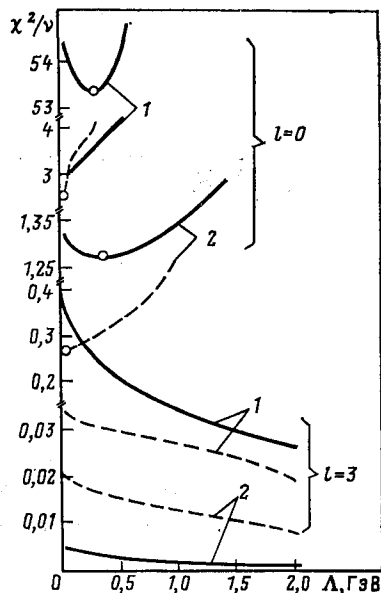
Из рис. 15 видно, что допустимые значения КХД-параметра Λ лежат в весьма широком интервале. Это означает, что имеющиеся экспериментальные данные по глубоконеупругому рассеянию не позволяют извлечь почти никакой информации о параметре Λ без привлечения модельных соображений. Численный анализ показывает [75], что для понижения погрешности в определении Λ до уровня 30—60% при безмодельном извлечении требуется уточнить данные почти на порядок. Если бы этого удалось достичь, в наше распоряжение поступила бы «чистая» от модельных неопределенностей информация о КХД-параметре Λ . Что же касается широко цитируемых сейчас в литературе его значений с погрешностями в пределах 20—50%, то это результаты, существенно обусловленные выбором конкретной x -параметризации структурных функций $f(x, Q^2)$. Таким

Рис. 15. Зависимость χ^2/ν от Λ :

1 — параметризация $Ax^\alpha(1-x)^\beta$; 2 — по модели [54]; сплошная кривая — для нахождения $\{\alpha\}$ используется диапазон $x = 0,05 \div 0,65$; штриховая — $x = 0,25 \div 0,65$; \circ — положения минимумов

результатам можно придать определенную корректность, если воспользоваться при выборе x -параметризации предсказаниями физически мотивированных моделей. Например, в [55, 71] для этой цели применялась статистическая партонная модель с реджевской асимптотикой [54, 71].

Итак, оставаясь в рамках имеющихся данных по глубоконеупругому лептон-нуклонному рассеянию, не удается выполнить программу безмодельного извлечения Λ . Расширяя эти рамки и включая в совместный анализ данные по двухчастичным лептон-нуклонным процессам, можно прийти к совершенно новой возможности уменьшения модельной зависимости и повышения достоверности сведений о параметре Λ [19].



Эта возможность базируется на применении дуального КХД-подхода. В его рамках формфакторы и сечения двухчастичных лептон-нуклонных процессов выражаются через несинглетные компоненты структурных функций глубоконеупругого рассеяния, т. е. через функцию распределения валентных кварков $f_V(x, Q^2)$. Определяющий вклад в соотношения (58)–(61), которые реализуют эту связь, вносит область больших значений x . Таким образом, при помощи экспериментальных данных по упругим и квазиупругим лептон-нуклонным процессам можно зажать «хвост» функции $f_V(x, Q^2)$ в указанной области и тем самым снизить исходящие отсюда основные модельные неопределенности. Наиболее полное использование этой возможности состоит в совместном анализе экспериментальных данных по глубоконеупругим и двухчастичным лептон-нуклонным процессам.

При совместном анализе свободными параметрами являются набор констант $\{\alpha\}$, характеризующих распределение кварков в точке нормировки Q_0^2 , КХД-параметр Λ , а также нормировочная постоянная Z и средний поперечный импульс кварков в нуклоне p_T . Минимизируется функционал

$$\chi^2 = \chi_{\text{н}}^2(\{\alpha\}, \Lambda) + \sum_i \left[\frac{\left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right)^{\text{э}} - \frac{d\sigma}{dQ^2}(\{\alpha\}, \Lambda, Z, p_T)}{\Delta \left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right)^{\text{э}}} \right]^2, \quad (93)$$

где $\chi^2_{\text{н}}$ определяется формулой (90); $d\sigma/dQ^2$ — сечения упругих и квазиупругих процессов, связанные с формфакторами формулой (11). Проанализируем экспериментальные данные ЕМС [76] по глубококонепругому μp -рассеянию, а также данные по электромаг-

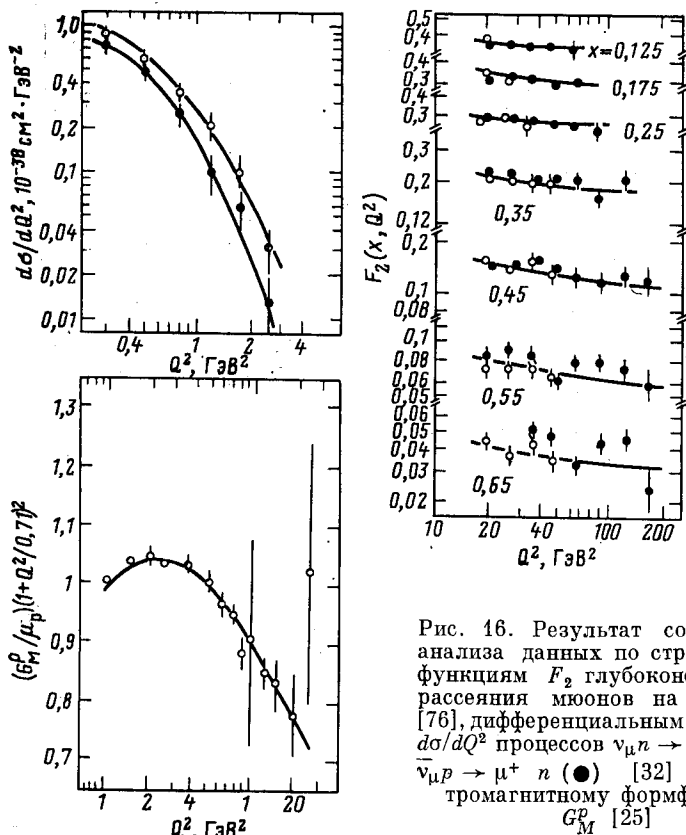


Рис. 16. Результат совместного анализа данных по структурным функциям F_2 глубококонепругого рассеяния мюонов на водороде [76], дифференциальным сечениям $d\sigma/dQ^2$ процессов $\nu_{\mu}n \rightarrow \mu^-p$ (○) и $\bar{\nu}_{\mu}p \rightarrow \mu^+n$ (●) [32] и электромагнитному формфактору G_M^p [25]

нитным формфакторам протона G_M^p [25] и сечениям $d\sigma/dQ^2$ — процессов $\nu n \rightarrow \mu^-p$, $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+n$ [32]. Минимум функционала (93) достигается при следующих значениях свободных параметров:

$$p_T = (580^{+47}_{-53}) \text{ МэВ}; Z = 3,29 \pm 0,07; \Lambda = (480^{+80}_{-100}) \text{ МэВ}. \quad (94)$$

Эти цифры практически не зависят от выбора x -параметризации функции $f_V(x, Q^2)$ в классе допустимых по χ^2 -критерию, поскольку ее поведение весьма жестко лимитировано экспериментальными данными почти всюду в физической области переменной x ($0,125 \leq x \leq 1,0$). Результаты проведенного анализа представлены на рис. 16. Для нашего рассмотрения важно обратить внимание не столько на

полученное абсолютное значение параметра $\Lambda = 480$ МэВ, сколько на погрешность в его определении и модельную независимость. Абсолютное значение Λ подвержено сильному влиянию со стороны ряда трудноучитываемых факторов. Так, например, в области упругих и квазиупругих данных весьма существенны пороговые эффекты, связанные с последовательной активизацией кварковых ароматов s , c . . . и т. д. [78, 79]. Имеются также сложности, возникающие при совместной обработке глубоконеупругих и двухчастичных процессов. Было бы желательно исключить из рассмотрения синглетные компоненты структурных функций. В рамках дуального КХД-подхода они не связаны с формфакторами нуклона и, следовательно, выпадают из схемы совместного анализа. Наиболее чистыми с этой точки зрения являются данные по структурной функции F_3 , измеряемой в νN -рассеянии. К сожалению, их точности пока недостаточны, чтобы ограничиться этим массивом данных при совместном анализе. Все это неконтролируемым образом сказывается на извлечении параметра Λ . Таким образом, к его абсолютным значениям следует относиться весьма критически до тех пор, пока не будут исключены источники основных неопределенностей в анализе данных. Мы устраняем один из них — модельную неоднозначность.

Примечательно резкое уменьшение погрешности в определении Λ при включении в совместный анализ данных по двухчастичным процессам. Сравним (94) с результатами независимой обработки данных по глубоконеупругому μp -рассеянию: $\Lambda = (400_{-150}^{+170})$ МэВ (см. рис. 15). Погрешность уменьшилась почти вдвое, тогда как общее число экспериментальных точек за счет подключения двухчастичных процессов возросло лишь на 40%. Таков основной результат совместного анализа, на который мы хотели бы обратить особое внимание.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, нами дан обзор современного состояния теории и феноменологии двухчастичных лептон-нуклонных процессов при умеренных передачах Q^2 . Очерчены основные тенденции развития теоретических представлений о динамике этих взаимодействий, базирующиеся на КХД. Продемонстрирована плодотворность применения дисперсионных правил сумм. На этом пути удалось сформулировать адекватные методы расчета двухчастичных лептон-нуклонных процессов и достичь хорошего согласия с экспериментальными данными. Однако следует отметить полуфеноменологический характер существующих подходов к описанию этих процессов, что обусловлено необходимостью учета непертурбативных эффектов в области средних энергий.

В обзоре представлены два подхода, основанные на применении правил сумм в КХД. Один из них [14, 15] является развитием хорошо известного метода КХД-правил сумм [9]. Его достоинствами являют-

ся широкий охват явлений низкоэнергетической адронной физики и физическая содержательность. Так, все феноменологические параметры подхода, связанные с непертурбативными эффектами, обладают хорошо определенным физическим, теоретико-полевым смыслом. В перспективе это дает обоснованные надежды строго вычислить их в рамках КХД. Существенные ограничения на применимость этого подхода накладывает необходимость исключения из физических величин некоторого нефизического параметра, всегда имеющегося в его рамках. Можно отметить также и известную сложность его применений к задачам рассеяния. Поэтому к настоящему времени в рамках данного подхода рассчитано лишь упругое электромагнитное eN -рассеяние.

Развитый авторами обзора дуальный КХД-подход существенно проще в применениях к любым двухчастичным лептон-нуклонным процессам. Он достаточно нагляден, а расчеты в его рамках алгоритмизированы. Это позволило рассчитать электромагнитные и слабые формфакторы нуклона, а также сечения реакций электро- и нейтринорождения Δ_{33} -изобары. Результаты дуального КХД-подхода находятся в согласии с имеющимися экспериментальными данными. Хотя этот подход не обладает степенью общности, присущей подходу на основе метода КХД-правил сумм, он позволяет установить нетривиальную связь двухчастичных лептон-нуклонных процессов с глубоконеупругими. Это обусловлено тем, что в рамках дуального КХД-подхода формфакторы нуклона выражаются через функции распределения валентных кварков по фракциям продольного импульса нуклона. Эти же функции фигурируют в формулах для сечений глубоконеупругого рассеяния, что позволило поставить задачу их совместного анализа с двухчастичными процессами. Важным результатом такого анализа является более точное определение фундаментального КХД-параметра Λ из экспериментальных данных. Авторам обзора представляется, что уже в настоящее время существуют хорошо обоснованные в рамках КХД подходы к описанию двухчастичных лептон-нуклонных процессов. Применение их результатов для обработки данных позволяет извлечь важную физическую информацию о структуре нуклона. В связи с этим особую актуальность, наряду с глубоконеупругим рассеянием, приобретает более детальное экспериментальное изучение процессов эксклюзивного типа.

Авторы благодарят В. В. Аммосова, Б. А. Арбузова, С. А. Буянова, Ю. П. Иванова, П. С. Исаева, А. В. Радюшкина, А. И. Мухина, В. А. Петрова и К. Е. Шестерманова за полезные обсуждения и замечания.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

Ядра свертки B_h являются меллиновскими изображениями параметров разложения вильсоновских коэффициентных функций [72] и имеют вид:

$$B_2(x) = \frac{4}{3} x \left\{ 2(1-x) \ln \frac{1-x}{x} + 4x \left(\frac{\ln(1-x)}{1-x} \right)_+ - \left(\frac{2}{3} \pi^2 + 9 \right) \delta(1-x) - \frac{3x}{(1-x)_+} - 4x \frac{\ln x}{1-x} + 4x + 3 \right\},$$

$$B_1(x) = B_2(x) - \frac{16}{3} x, \quad B_3(x) = B_2(x) - \frac{8}{3} x(1+x).$$

Обобщенные функции, отмеченные индексом $\langle\langle + \rangle\rangle$, определяются следующими правилами интегрирования:

$$\int_0^1 dx \frac{h(x)}{(1-x)_+} = \int_0^1 dx \frac{h(x) - h(1)}{(1-x)};$$

$$\int_0^1 dx h(x) \left(\frac{\ln(1-x)}{1-x} \right)_+ = \int_0^1 dx [h(x) - h(1)] \left(\frac{\ln(1-x)}{1-x} \right),$$

где $h(x)$ — функция, регулярная в граничных точках. В практических вычислениях приходится иметь дело с интегралами с переменным нижним пределом. Из определения обобщенных функций вытекают правила интегрирования:

$$\int_a^1 dx \frac{h(x)}{(1-x)_+} = h(1) \ln(1-a) + \int_a^1 dx \frac{h(x) - h(1)}{(1-x)};$$

$$\int_a^1 dx \left(\frac{\ln(1-x)}{1-x} \right)_+ = h(1) \frac{1}{2} \ln^2(1-a) + \int_a^1 dx (h(x) - h(1)) \frac{\ln(1-x)}{1-x}.$$

Функция расщепления $P(x)$ имеет вид

$$P(x) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+x^2}{(1-x)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-x) \right].$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. // Lett. Nuovo cimento. 1973. Vol. 7. P. 719—723.
2. Brodsky S.J., Farrar G.R. // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 31. P. 1153—1156.
3. Радюшкин А. В. Препринт ОИЯИ P2-10717. Дубна, 1977.
4. Brodsky S.J., Lepage C.P. Preprint SLAC-Pub. 2294.
5. Efremov A.B., Radyushkin A.B. // Phys. Lett. 1980. Vol. B94. P. 245—250.
6. Черняк В. Л. // Материалы XV зимней школы ЛИЯФ. 1980. Т. 1. С. 65—85.
7. Диттес Ф. М., Радюшкин А. В. // ЯФ. 1981. Т. 34. С. 529—540.
8. Radyushkin A.V. // Acta Phys. Polonica. 1984. Vol. B15. P. 401—442.
9. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. // Nucl. Phys. 1979. Vol. B147. P. 385—447.

10. Nikolaev S.N., Radyushkin A.V. //Nucl. Phys. 1983. Vol. B213. P. 285—304.
11. Волошин М. В. //ЯФ. 1979. Т. 29. С. 703—725.
12. Смилга А. В. //ЯФ. 1982. Т. 35. С. 473—484.
13. Reinders L.J. //Acta Phys. Polonica. 1984. Vol. B15. P. 329—380.
14. Nesterenko V.A., Radyushkin A.V. //Phys. Lett. 1982. Vol. B115. P. 410—414.
15. Ioffe B.L., Smilga A.V. //Phys. Lett. 1982. Vol. B114. P. 353—358; Nucl. Phys. 1983. Vol. B216. P. 373—407.
16. Коваленко С. Г. Сообщение ОИЯИ P2-80-499. Дубна, 1980.
17. Бельков А. А., Клименко Л. А., Коваленко С. Г. Препринт ИФВЭ 83-30. Серпухов, 1983.
18. Бельков А. А., Иванов Ю. П., Коваленко С. Г. //ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1301—1311.
19. Бельков А. А., Иванов Ю. П., Коваленко С. Г. Препринт ОИЯИ P2-84-348. Дубна, 1984.
20. Rosenbluth M. //Phys. Rev. 1950. Vol. 79. P. 615—634.
21. Mo L.W., Tsai Y.S. //Rev. Mod. Phys. 1969. Vol. 41. P. 205—235.
22. Litt J., Buschhorn G., Coward D.H. e.a. //Phys. Lett. 1970. Vol. 31B. P. 40—44.
23. Price L.E., Dunning J.R., Goitein M. e.a. //Phys. Rev. 1974. Vol. D4. P. 45—52.
24. Bartel W., Büsser F.-W., Dix W.-R. e.a. //Nucl. Phys. 1973. Vol. B58. P. 429—475.
25. Kirk P.N., Breidenbach M., Friedman J.I. e.a. //Phys. Rev. 1973. Vol. D8. P. 63—91.
26. Bartoli B., Felicetti F., Silvestrini V. //Rev. Nuovo cimento. 1972. Vol. 2. P. 241—284.
27. Stein S., Atwood W.B., Bloom E.D. //Phys. Rev. 1975. Vol. D12. P. 1884—1919.
28. Olson M.G., Osypovski E.T., Monsay E.H. //Phys. Rev. 1978. Vol. D17. P. 2938—2946.
29. Baker N.J., Snops A.M., Connolly P.L. e.a. //Phys. Rev. 1981. Vol. D23. P. 2499—2505.
30. Miller K.L., Barish S.J., Engler A. e.a. //Phys. Rev. 1982. Vol. D26. P. 537—542.
31. Макеев В. В., Мягков А. Г., Поляруш А. Ю. и др. //Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. С. 418—421.
32. Беликов С. В., Бугорский А. П., Волков А. А. и др. //ЯФ. 1982. Т. 35. С. 59—64.
33. Pohl M., Welch L., Dewit M. e.a. //Phys. Lett. 1978. Vol. F2B. P. 489—492.
34. Lee W., Madri E., Sippach W. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. P. 186—188.
35. Entenberg R., Horstkotte J., Kozanecki W. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 1198—1201.
36. Segnal L. //Proc. of the European Physical Society Intern. Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1979/By A. Zichichi. CERN, Geneva, Switzerland, 1980. P. 98—112.
37. Коваленко С. Г., Сидоров А. В. //Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 491—496.
38. Le Yaoouan D., Oliver L., Pene O., Raynal J.-C. //Nucl. Phys. 1972. Vol. B37. P. 541—576.
39. Пашков А. Ф., Скачков Н. Б., Соловцов И. К. //Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. С. 452—455; ОИЯИ P2-12003. Дубна, 1979.
40. Kadyshesky V.G., Mir-Kasimow R.M., Skachkov N.B. //Nuovo cimento. 1968. Vol. 55A. P. 233—250.
41. Harari H., Lipkin H.J. //Phys. Rev. 1965. Vol. 140. P. 1617—1619.

42. Becchi C., Morpurgo G. //Phys. Lett. 1965. Vol. 17. P. 352—357.
43. Gourdin M., Salin P. //Nuovo cimento. 1963. Vol. 27. P. 193—207.
44. Rieck D.J., Mozley R.F. //Phys. Rev. Lett., 1962. Vol. 8. P. 291—298.
45. Bjorken J.D., Walecka J.D. //Ann. Phys. 1966. Vol. 38. P. 35—62.
46. Bartel W., Dudelzak B., Krehbiel H. e.a. //Phys. Lett. 1968. Vol. 28B. P. 149—151.
47. Dufner A.J., Tsai Y.S. //Phys. Rev. 1969. Vol. 168. P. 1801—1812.
48. Barish S.J., Derrick M., Dombeck T. e.a. //Phys. Rev. 1979. Vol. D19. P. 2521—2542.
49. Allen P., Blietschau J., Crässler H. e.a. //Nucl. Phys. 1980. Vol. B176. P. 269—284.
50. Baker N.J., Cnops A.M., Connolly P.L. e.a. //Phys. Rev. 1981. Vol. D23. P. 2495—2498.
51. Radecky G.M., Barners V.E., Carmony D.D. e.a. //Phys. Rev. 1982. Vol. D25. P. 1161—1173.
52. Adler S. //Ann. Phys. 1968. Vol. 50. P. 189—200.
53. Zucker P. //Phys. Rev. 1971. Vol. D4. P. 3350—3387.
54. Isaev P.S., Kovalenko S.C. //Hadronic J. 1980. Vol. 3. P. 919—938.
55. Бедняков В. А., Златев Т. С., Исаев П. С., Коваленко С. Г. //ЯФ. 1982. Т. 32. С. 745—757.
56. Nesterenko V.A., Radynshkin A.V. Preprint JINR E2-83-464. Dubna, 1983.; ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1287—1299.
57. Ioffe B.L. //Nucl. Phys. 1981. Vol. B188. P. 317—341.
58. Беляев В. Б., Иоффе Б. Л. //ЖЭТФ. 1982. Т. 93. С. 876—884.
59. Rock S. SLAC-Pub.-2449. Stanford, 1982.
60. Bloom E.D., Gilman F.J. //Phys. Rev. 1971. Vol. D4. P. 2901—2916.
61. De Rujula A., Georgi H., Politzer H.D. //Ann. Phys. 1977. Vol. 103. P. 315—341.
62. De Rujula A., Georgi H., Politzer H.D. //Phys. Rev. 1977. Vol. D15. P. 2495—2502.
63. Ellis R.K., Furmanski W., Petronzio R. //Nucl. Phys. 1982. Vol. B207. P. 1—10.
64. Freund P.G. //Phys. Rev. Lett. 1968. Vol. 20. P. 1395—1398.
65. Moffat J.W. //Acta Phys. Austriacu, Suppl. 1972. Vol. IX. P. 605—690.
66. Фейнман Р. П. Взаимодействие фотонов с адронами: Пер. с англ. М.: Мир, 1975.
67. Glashow S.L., Iliopoulos J., Maiani L. //Phys. Rev. 1970. Vol. 2. P. 1285—1292.
68. De Rujula A. //Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 32. P. 1143—1145.
69. Gross D.J., Treiman S.B. //Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 32. P. 1145—1149.
70. Судаков В. В. //ЖЭТФ. 1956. Т. 3. С. 65—81.
71. Isaev P.S., Ivanov Yu.P. Preprint JINR E2-82-794. Dubna, 1982.
72. Bardin W.A., Buras A.J., Duke D.W., Muta T. //Phys. Rev. 1978. Vol. D18. P. 3998—4017.
73. Липатов Л. Н. //ЯФ. 1974. Т. 20. С. 181—196.
74. Altarelli G., Parisi G. //Nucl. Phys. 1977. Vol. B126. P. 298—318.
75. Иванов Ю. П., Коваленко С. Г. //ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1277—1284.
76. Aubert J.J., Bassompierre G., Becks K.H. e.a. //Phys. Lett. 1981. Vol. 105B. P. 315—321.
77. Бедняков В. А., Исаев П. С., Коваленко С. Г. //ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1312—1324.
78. Ширков Д. В. //ЯФ. 1981. Т. 34. С. 541—545.
79. Ширков Д. В. //ТМФ. 1981. Т. 49. С. 291—297.