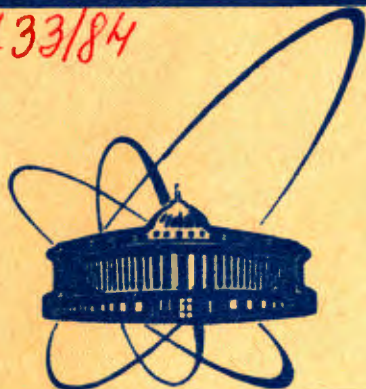


2733/84



**сообщения  
Объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна**

P2-84-163

**В.А.Бедняков, С.А.Бунятов, Ю.П.Иванов,  
П.С.Исаев, С.Г.Коваленко**

**ТВИСТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ  
И КВАРК-КВАРКОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
В НУКЛОНЕ. О ВОЗМОЖНОСТИ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ  
НА НЕЙТРИННОМ ДЕТЕКТОРЕ ОИЯИ-ИФВЭ**

**1984**

## Введение

В настоящее время квантовая хромодинамика (КХД) прочно утвердилась в роли теории сильных взаимодействий элементарных частиц. Факт состоит в том, что до настоящего времени КХД не вступила в противоречие ни с одним экспериментом. Тем не менее, было бы преждевременным утверждать, что экспериментальный статус КХД достаточно прочен и в данном вопросе имеется полная ясность. Так, проверка КХД в глубоконеупругих взаимодействиях оказывается задачей в высшей степени сложной и неоднозначной. В частности, это связано с необходимостью учета степенных твистовых эффектов. Особенно широко обсуждаются в литературе неопределенности, приносимые ими в структурные функции (СФ) глубоконеупругого рассеяния. Ними аргументирован новый взгляд на твистовые эффекты. Они рассматриваются как источник важной информации о структуре нуклона и неотъемлемый фактор при выяснении экспериментального статуса КХД. Мотивируется актуальность исследования твистовых эффектов в экспериментах на нейтринном детекторе ОИЛ-ИФВЭ.

### § 1. Некоторые вопросы КХД-теории глубоконеупругих взаимодействий

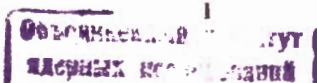
Прежде чем перейти к предмету настоящей работы, напомним некоторые положения КХД-теории глубоконеупругих взаимодействий.

Основой для описания данного класса явлений в рамках КХД служит присущее ей свойство асимптотической свободы. Именно это свойство, адекватное партонной феноменологии, явилось отправной точкой в создании рабочего математического аппарата теории глубоконеупругих взаимодействий. Его базисные элементы - ренормализационная группа и вильсоновские разложения на световом конусе. Основным результатом для СФ  $F_k$  глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклонах может быть выражен формулой:

$$\int dx x^{k-1} F_k(x, Q^2) = C_{n,k}^{(0)}(1, \bar{a}_s(Q^2/\Lambda^2)) \cdot A_n(\bar{a}_s(Q^2/\Lambda^2)) + \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{1}{Q^2}\right)^m C_{n,k}^{(m)}(1, \bar{a}_s(Q^2/\Lambda^2)) D_n^{(m)}(\bar{a}_s(Q^2/\Lambda^2)). \quad (1)$$

Таким образом, моменты структурных функций представляются в КХД бесконечным рядом по обратным степеням  $Q^2$ . Использование в теоретическом анализе моментов<sup>х)</sup>, а не самих структурных функций, приводит к

<sup>х)</sup> Для учета кинематических массовых эффектов следует лишь заменить обычные корнвалл-нортоновские моменты на кахтмановские/1/.



серьезным трудностям при сравнении предсказаний теории с экспериментом.

Каждая величина, фигурирующая в соотношении (1), обладает вполне определенным теоретико-полевым смыслом, что, в конечном счете, служит основой для их физической интерпретации. Дадим соответствующие определения.  $A_n$  и  $D_n^{(m)}$  - матричные элементы т.н. вильсоновских операторов в обкладках по нуклонному состоянию  $|N\rangle$ . Существует вполне определенная рецептура построения вильсоновских лоренц-ковариантных операторных конструкций из кварковых и глюонных полей. В них концентрируется вся зависимость СФ от инфракрасной структуры КХД (на больших расстояниях порядка радиуса конфайнмента). Коэффициентные функции  $C_{n,k}^{(m)}$ , напротив, зависят только от свойств теории на малых расстояниях. Для их вычисления применимы методы асимптотически свободной теории возмущений по бегущей константе связи

$$\bar{d}_s(Q^2/\Lambda^2) = \frac{12\pi}{(33-2n_f)\ln Q^2/\Lambda^2}, \quad (2)$$

где  $\Lambda$  - фундаментальный параметр КХД, определяющий интенсивность кварк-глюонного взаимодействия на малых расстояниях;  $n_f$  - число кварковых ароматов.

Таким образом, в соотношении (1) большие и малые расстояния оказываются отфакторизованными. По существу, это прямой результат применения вильсоновских разложений.

Каждому члену степенного ряда (1) сопоставляется квантовое число - твист  $\tau = 2 \cdot m + 2$ , характеризующее трансформационные свойства соответствующего вильсоновского оператора. Каковы результаты теории для элементов данного ряда?

$\tau = 2$ . В этом приближении в формуле (1) остается лишь первый, наиболее изученный в настоящее время член, содержащий логарифмическую зависимость от  $Q^2$ . Для него известно<sup>х)</sup>:

а) выражения для коэффициентных функций во втором порядке по  $\bar{d}_s$ :

$$C_{n,k}^{(2)}(1, \bar{d}_s(Q^2/\Lambda^2)) = \delta^{(k)}(1 + \bar{d}_s(Q^2/\Lambda^2) \cdot B_{k,n}), \quad (3)$$

(значения зарядового фактора  $\delta^{(k)}$  и параметров  $B_{k,n}$  известны<sup>1/2/</sup>);

б) уравнения эволюции матричных элементов  $A_n(Q^2)$  по переменной  $Q^2$  в главном логарифмическом и следующих за ним приближениях

$$A_n(Q^2) = A_n(Q_0^2) \cdot e^{-d_n \cdot S(Q^2)}, \quad S(Q^2) = -\ln \frac{\bar{d}_s(Q^2)}{\bar{d}_s(Q_0^2)}. \quad (4)$$

х) В целях наглядности мы опускаем в формулах усложнения, связанные с "морем" нуклона и рассматриваем лишь несинглетные компоненты структурных функций и распределений.

Значения параметров  $d_n$  известны<sup>1/2/</sup>.  $Q_0^2$  - произвольная точка нормировки;

в) статистическая партонная интерпретация матричных элементов

$$A_n(Q^2) = \int_0^1 dx x^{n-1} f(x, Q^2). \quad (5)$$

Функциям  $f(x, Q^2)$  придается смысл функций распределения кварков и глюонов в нуклоне по доле  $x$  его продольного импульса<sup>х)</sup>. Применяя к уравнениям (4) и (5) меллиновское преобразование, получим эволюционные уравнения для распределений

$$\begin{cases} \frac{df(x, Q^2)}{dS(Q^2)} = \int_0^1 \frac{dy}{y} P_{ff}(\frac{x}{y}) f(y, Q^2) \\ f(x, Q^2)/Q_0^2 = f(x). \end{cases} \quad (6)$$

Это хорошо известные уравнения Липатова-Алтарелли-Паризи<sup>1/3-4/</sup> (ЛАП). Начальными условиями для этих уравнений могут служить функции распределения  $f$ , взятые в некоторой точке  $Q^2 = Q_0^2$ , являющейся исходной точкой  $Q^2$ -эволюции. Эти величины не удается зафиксировать в рамках строгой теории. Вместе с тем их связь со свойствами структуры нуклона хорошо определена.

$\tau > 2$ . Иная ситуация возникает после включения степенных  $1/Q^2$ -членов ряда (1), которые отвечают вкладом операторов высших твистов. До недавнего времени здесь отсутствовали какие-либо обоснованные в рамках КХД результаты, и учет степенные поправки к лидирующему члену  $\tau = 2$  удавалось лишь в рамках непоследовательных модельных приближений. Возникающие при этом трудности известны под названием проблемы высших твистов.

Из-за этих трудностей было естественным стремление сравнить предсказания КХД с экспериментальными данными в той кинематической области, где можно пренебречь  $1/Q^2$ -поправками. Очевидно, это область больших  $Q^2$ . Открытым остается лишь вопрос о том, какие значения  $Q^2$  позволительно считать большими. Если в роли масштаба рассматривать радиус конфайнмента, то большими оказываются  $Q \gg 1/R_{conf} \sim 1$  ГэВ. В экспериментах по глубоконеупругому рассеянию уже давно достигнуты значения  $Q^2 = 50$  ГэВ<sup>2</sup>, а современные эксперименты подошли к значениям 300 ГэВ<sup>2</sup>. Создается впечатление, что "большие"  $Q^2$  достигнуты. Тем самым был дан импульс интенсивному развитию исследований в приближении  $\tau = 2$ , т.е. без степенных поправок. Преследовались несколько целей. Среди них проверка КХД и извлечение из экспе-

х) Партонная интерпретация привязана к системе отсчета бесконечного импульса нуклона (ИМФ).

риментальных данных параметра  $\Lambda$ , а также функций распределения кварков и глюонов в нуклоне  $f(x, Q^2)$ . Не будем подробно останавливаться на результатах, полученных в этом направлении. Они весьма полно представлены в обзоре<sup>/2/</sup>. Там же имеется подробный список литературы. Рассмотрим вопросы применимости приближения  $\tau = 2$ .

### § 2. О необходимости учета твистовых поправок

Критические выводы, касающиеся применимости приближения  $\tau = 2$ , появились в работах<sup>/5-6/</sup>. В последнее время они подтверждены в целом ряде статей (см., например, <sup>/7-8/</sup>). Что имеется в виду?

В процессе феноменологического анализа твистовых  $1/Q^2$ -поправок обнаружилась сильная зависимость фундаментального КХД-параметра  $\Lambda$  от величины их вклада в СФ. Пусть, например, вклад  $1/Q^2$ -поправки в СФ  $F_K$  параметризован формулой<sup>/5-6/</sup>:

$$F_K(x, Q^2) = F_K^{\tau=2}(x, Q^2) \cdot \left[ 1 + \frac{h^2}{Q^2} \frac{x^\alpha}{(1-x)^\beta} \right], \quad (7)$$

где  $F_K^{\tau=2}$  - СФ в приближении  $\tau = 2$ ,  $Q^2$ -эволюция которой вычисляется в рамках теории возмущений по бегущей константе связи  $\bar{\alpha}_s(Q^2)$  в КХД. Используя эту формулу для обработки имеющихся экспериментальных данных, можно установить, что практически эквивалентное описание достигается на множестве различных значений  $\Lambda$  и  $h$ , лежащих на некоторой кривой  $\Lambda = \Lambda(h)$ .

В работе<sup>/6/</sup> показано, что нарушение скейлинга в области передач  $6 \leq Q^2 \leq 25 \text{ ГэВ}^2$  можно удовлетворительно объяснить степенными  $1/Q^2$ -поправками, без логарифмического вклада. При этом с увеличением  $h$  величина  $\Lambda \rightarrow 0$ . Авторы этой работы отмечают, что даже в области  $10 \leq Q^2 \leq 100 \text{ ГэВ}^2$  доля нарушения скейлинга, обусловленная твистовыми членами, может достигать 20%. Критический анализ этих выводов будет дан нами ниже. Упомянутая зависимость  $\Lambda = \Lambda(h)$  не имеет особого физического смысла, она лишь отражает сильную корреляцию в значениях  $\Lambda$  и  $h$  при извлечении этих величин из экспериментальных данных. Существуют, по крайней мере, две причины такой неоднозначности описания данных:

а) неудовлетворительное состояние теории степенных поправок и, как следствие этого, появление свободных параметров (типа параметра  $h$  в формулах (1) и (7)), связь которых с фундаментальным параметром  $\Lambda$  остается неизвестной;

б) недостаточная точность имеющихся экспериментальных данных, особенно в области умеренных  $Q^2$  ( $\sim 20 \text{ ГэВ}^2$ ) и больших  $x = Q^2/2M^2$  ( $\sim 0,3-0,4$ ). Это приводит к невозможности разделения логарифмического

(пертурбативного) и степенного (твистового) вкладов в  $Q^2$ -зависимость СФ.

В целом ситуация такова, что учет степенных поправок в предсказаниях КХД представляется слишком грубым приближением, непригодным для адекватного описания имеющихся экспериментальных данных. Все выводы относительно экспериментального статуса КХД в глубоконаупругом рассеянии, сделанные исходя из сравнения с экспериментом ее предсказаний в приближении твиста 2 (без степенных поправок), следует поставить под сомнение. Это один аспект, связанный с учетом твистовых  $1/Q^2$ -поправок.

Другой состоит в том, что измерение твистовых поправок ведет к установлению новых важных свойств структуры нуклона. Оказывается возможным получить сведения о действующих корреляциях между кварками и глюонами, входящими в состав нуклона. В приближении  $\tau = 2$  подобная информация терялась, изучались лишь импульсные  $x$ -распределения нуклонных составляющих.

Остановимся на этих вопросах подробнее.

### § 3. Твистовые поправки и кварк-глюонные распределения в нуклоне

За последние полтора года наметился определенный прогресс в теории степенных  $1/Q^2$ -поправок в СФ в КХД. Удалось получить теоретические предсказания<sup>/9-II/</sup>, касающиеся первой  $1/Q^2$ -поправки, которая обусловлена вкладом вильсоновских операторов твиста 4. Эти результаты, хотя и не являются исчерпывающими, проясняют свойства твистовых поправок и могут служить отправной точкой феноменологических исследований.

Остановимся на некоторых свойствах нижней твистовой  $1/Q^2$ -поправки.

В диаграммном подходе<sup>/II/</sup> ее величина определяется тремя фейнмановскими диаграммами (см. рис. 1) в светоподобной аксиальной калибровке. Сейчас известно, что каждая из них допускает в рамках КХД

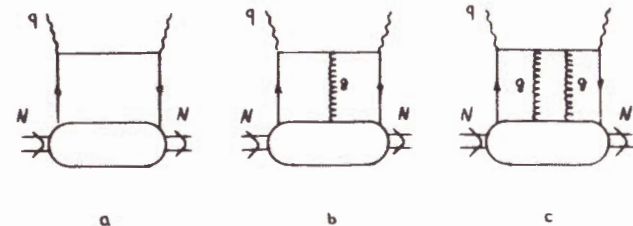


Рис. 1

партоновую интерпретацию<sup>/II/</sup>. Ранее это было доказано лишь для диаграммы  $Ia^X$ , т.е. в приближении  $T = 2$  (см. § I). Новым является введение поперечных степеней свободы кварков и глюонов, а также действующих корреляций между ними. А именно, дополнительно к функциям распределения  $f(x)$  возникают новые межпартоновые корреляционные функции  $T(x)$  и  $T(x_1, x_2)$ . Появляется размерный параметр  $k^2$ , имеющий смысл среднего квадрата поперечного импульса партонов. Окончательные выражения для несинглетных компонент СФ, записанные с точностью до первой степенной поправки, выглядят следующим образом<sup>/II/</sup>:

$$F_2^{T=4}(x, Q^2) = \delta^{(2)} x \cdot f(x, Q^2) + \delta^{(2)} \frac{k^2}{Q^2} (4x \cdot T(x, Q^2) - x^2 \int dx_1 dx_2 \frac{\delta(x_1 - x) - \delta(x_2 - x)}{x_2 - x_1} T(x_1, x_2, Q^2)) \equiv F_2^{T=2}(x, Q^2) + \frac{k^2}{Q^2} T_2(x, Q^2); \quad (8)$$

$$F_3^{T=4}(x, Q^2) = \delta^{(3)} f(x, Q^2) - \delta^{(3)} \frac{k^2}{Q^2} x \cdot \int dx_1 dx_2 \frac{\delta(x_2 - x) - \delta(x_1 - x)}{x_2 - x_1} T(x_1, x_2, Q^2) \equiv F_3^{T=2}(x, Q^2) + \frac{k^2}{Q^2} T_3(x, Q^2). \quad (9)$$

Здесь  $h^2 = 4k^2$ ;  $\delta^{(l)}$  - известные зарядовые множители. Функциям распределения  $f$  и корреляционным функциям  $T(x)$ ,  $T(x_1, x_2)$  придается теоретико-полевой смысл матричных элементов хронологических произведений кварк-глюонных полей на световом конусе

$$f(x) = \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda x} \langle N | T \{ \bar{\psi}(0) \hat{n} \psi(\lambda) \} | N \rangle; \quad (10)$$

$$T(x) = \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda x} \langle N | T \{ \bar{\psi}(0) \gamma_\mu \hat{n} \gamma_\nu D_T^\mu(0) D_T^\nu(\lambda) \psi(\lambda) \} | N \rangle \quad (11)$$

$$T(x_1, x_2) = \int \frac{d\lambda_1 d\lambda_2}{2\pi^2} e^{i\lambda_1 x_1 + i\lambda_2 x_2} \langle N | T \{ \bar{\psi}(0) \gamma_\mu \hat{n} \gamma_\nu D_T^\mu(\lambda_1) D_T^\nu(\lambda_2) \psi(\lambda) \} | N \rangle, \quad (12)$$

где  $n_\mu$  - светоподобный вектор ( $n^2 = 0$ );  $D_T^\mu$  - поперечная компонента ковариантной производной ( $n_\mu D_T^\mu = 0$ );  $x, x_1$  и  $x_2$  - фракции продольного импульса нуклона, переносимые кварками (в IMF). Таким образом, функции  $T(x)$  и  $T(x_1, x_2)$  описывают парные корреляции по импульсам кварков в нуклоне. Было показано<sup>/II/</sup>, что эти функции вместе с  $f(x)$  определяются динамикой малых и больших расстояний. До

сих пор отсутствуют строгие методы расчета таких величин в КХД. Их измерение - важная задача эксперимента, направленная, в целом, на уточнение и расширение представлений об адронной структуре. Сложность этой задачи обусловлена, с одной стороны, необходимостью выделения степенного вклада, с другой - отсутствием теоретических ограничений на вид функций  $T(x)$  и  $T(x_1, x_2)$ . Весьма желательно располагать при анализе экспериментальных данных в качестве "нулевого приближения" хотя бы модельными феноменологическими функциями  $T$ . Необходимость в этом возникает, в частности, при рассмотрении некоторых вопросов, которых мы коснемся ниже.

В работе<sup>/8/</sup> нами предложен подход, позволяющий получить необходимые результаты. Воспользуемся т.н. приближением "мягких" глюонов<sup>/II/</sup> и свяжем корреляционные функции  $T(x)$  и  $T(x_1, x_2)$  с функциями распределения  $f(x)$ . Последние определим в рамках одной из известных феноменологических моделей. В указанном приближении основной вклад в интегралы (10)-(12) дает область мягких глюонов. Это хорошо согласуется с существующими сведениями о форме импульсного спектра глюонов в нуклоне. В результате выражения для  $T(x)$  и  $T(x_1, x_2)$  значительно упрощаются и приводятся к виду:

$$T(x) = f(x), \quad (13)$$

$$T(x_1, x_2) = \delta(x_1 - x_2) f(x_1). \quad (14)$$

Подставляя эти выражения в формулы (8)-(9), получим

$$F_{2,3}^{T=4}(x, Q^2) = F_{2,3}^{T=2}(x, Q^2) + \Delta F_{2,3}^{T=4}(x, Q^2) = (1 + \frac{h^2 x}{Q^2} \frac{\partial}{\partial x}) F_{2,3}^{T=2}(x, Q^2). \quad (15)$$

Для СФ  $F^{T=2}$  справедливы формулы асимптотически свободной партоновой модели. В случае  $e(\mu)N$ - и  $\nu(\bar{\nu})N$  - рассеяния они имеют вид

$$F_2^{T=2}(\mu N) = \frac{5}{18} x \Sigma(x, Q^2) + \frac{1}{6} x V(x, Q^2), \quad (16)$$

$$F_3^{T=2}(\nu N) = -3V(x, Q^2), \quad (17)$$

где

$$\Sigma(x, Q^2) = \sum_f (q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)) \quad (18)$$

- синглетная и

X) Включая диаграммы с глюонными лестничными вставками.

$$V(x, Q^2) = u(x, Q^2) - d(x, Q^2) \quad (19)$$

- несинглетная комбинация кварковых распределений. Как обычно,  $V$  и  $\Sigma$  считаются решениями уравнений ЛАП<sup>13-4/</sup>. Последние описывают  $\log Q^2$ -нарушение скейлинга в СФ, имеющее место в КХД в рамках теории возмущений по  $\bar{\alpha}_s(Q^2)$ . В наших работах<sup>12-14/</sup> найдены приближенные решения уравнений ЛАП, выраженные в аналитической форме. Окончательные выражения для функций распределения в главном логарифмическом приближении и следующем порядке по  $\bar{\alpha}_s(Q^2)$  имеют вид:

$$V(x, Q^2) = \frac{x^{-1/2} (1-x)^{\tau(Q^2)}}{B(3/2, \tau(Q^2)+1)} \cdot \mathcal{H}^{(2)}(1-x, Q^2), \quad (20)$$

$$\Sigma(x, Q^2) = \frac{\tau(Q^2) - g(Q^2)}{x} (1-x)^{\tau(Q^2)+1/2} \mathcal{H}^{(3)}(1-x, Q^2) + 3V(x, Q^2), \quad (21)$$

где  $\mathcal{H}^{(k)}(y, Q^2) = \frac{\phi(g(Q^2), \tau(Q^2) + \gamma/2; -\beta(Q^2)y)}{\phi(g(Q^2), \tau(Q^2) + \gamma/2; -\beta)}$ ,

$$\tau(Q^2) = \tau_0 + \frac{16}{25} S(Q^2); \quad g(Q^2) = g_0 + g_1 \cdot S(Q^2); \quad (22)$$

$$\beta(Q^2) = \beta_0 + \beta_1 \cdot S(Q^2).$$

$\phi(\alpha, \beta; z)$  - вырожденная гипергеометрическая функция. Методика нахождения параметров  $\tau_0, g_i, \beta_i$  изложена в работах<sup>13-15/</sup>. Формулы (15)-(22) содержат теперь твистовые поправки и ими можно воспользоваться для анализа экспериментальных данных, а также в целях решения важных вопросов при обосновании новых экспериментов по измерению вклада этих поправок.

#### § 4. Свойства твистовых поправок. Результаты анализа данных

Проанализируем экспериментальные данные Европейской мюонной коллораборации (ЕМС) по глубоконеупругому рассеянию  $\mu$ -мезонов на водороде<sup>14/</sup>. Наша цель заключается в исследовании взаимозависимости параметров  $\Lambda$  и  $h$  и выявлении некоторых важных свойств твистовых поправок.

Как видно из формулы (15), эффекты высших твистов должны исчезать при  $x=0$ . Можно ожидать поэтому, что для малых  $x$  приближение  $\tau=2$  вполне оправдано. В результате анализа данных на основе этого приближения получаем (см. рис. 2а):

$$\tau = 2 \quad 0,03 \leq x \leq 0,175$$

$$\Lambda = 504^{+195}_{-138} \text{ МэВ}$$

$$NO \quad \chi^2/\nu = 119/58$$

$$\Lambda = 340^{+110}_{-90} \text{ МэВ}$$

$\nu$  - число степеней свободы при минимизации  $\chi^2$ . Обозначения  $LO$  и  $NO$  соответствуют главному логарифмическому приближению и следующему за ним порядку теории возмущений.

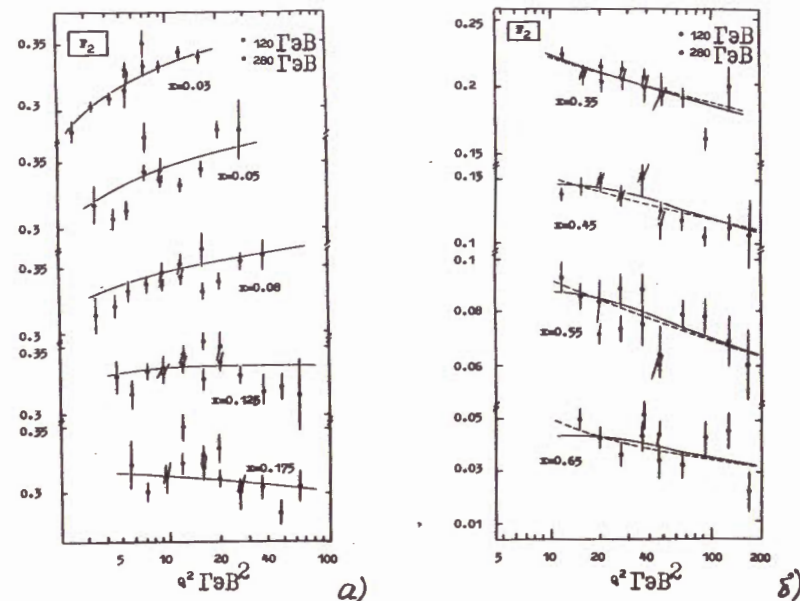


Рис. 2. Структурная функция  $F_2(x, Q^2)$  рассеяния  $\mu$ -мезонов на водороде (ЕМС)<sup>14/</sup>: (а) - в области малых  $x$ ; (б) - в области умеренных и больших  $x$ .

Применение того же приближения  $\tau = 2$  в области средних значений  $x$  приводит к существенно меньшему значению параметра  $\Lambda$ :

$$\tau = 2 \quad 0,35 \leq x \leq 0,65$$

$$LO \quad \chi^2/\nu = 74/48$$

$$\Lambda = 140^{+109}_{-73}$$

$$NO \quad \chi^2/\nu = 75/48$$

$$\Lambda = 136^{+96}_{-63}$$

Такие относительно малые значения наиболее часто цитируются в настоящее время. Между тем, приближение  $\tau = 2$ , в котором они получены, дает явно противоречивый результат: значение универсального параметра  $\Lambda$  зависит от выбора кинематической области по переменной  $x$ .

Уменьшение  $\Lambda$  при переходе к средним значениям  $x$  можно объяснить рядом причин, в том числе неучтенными эффектами высших твистов. Действительно, если твистовые поправки входят со знаком минус, то функция  $F_2^{\tau=4}(x, Q^2)$  убывает с увеличением  $Q^2$  медленнее функции  $F_2^{\tau=2}(x, Q^2)$  при одном и том же значении  $\Lambda$ . Поэтому при описании экспериментальных данных с помощью функции  $F_2^{\tau=2}$  требуется меньшее значение  $\Lambda$ . В используемых нами формулах (15) реализуется именно такой случай: твистовая поправка знакопеременна и при  $x \geq 0,2$  становится отрицательной, поскольку в этой области  $\frac{\partial F_2^{\tau=2}}{\partial x} < 0$ .

Анализируя те же данные с помощью формулы (15) с учетом низшей твистовой поправки, получим (рис. 2б):

$\tau = 4$	$0,35 \leq x \leq 0,65$	$\Lambda = 587_{-344}^{+408}$ МэВ
LO	$\chi^2/\nu = 72/47$	$h^2 = 0,840_{-0,558}^{+0,541}$ МэВ <sup>2</sup>
NO	$\chi^2/\nu = 72/47$	$\Lambda = 289_{-252}^{+360}$ МэВ
		$h^2 = 0,394_{-0,58}^{+0,67}$ МэВ <sup>2</sup>

Замечаем, что после введения твистовой поправки значения  $\Lambda$ , полученные в различных областях кинематической переменной  $x$ , согласуются друг с другом. Это свидетельствует в пользу необходимости учета твистовых поправок.

Большие ошибки в определении  $\Lambda$  и  $h$  возникают ввиду невозможности более точного разделения логарифмического и степенного нарушения скейлинга в СФ по имеющимся экспериментальным данным. Эти параметры оказываются сильно скоррелированными, и практически эквивалентное описание данных достигается на множестве значений  $\Lambda$  и  $h$ , которые лежат на кривых рис. 3. На них отмечено положение абсолютного минимума  $\chi^2$  и соответствующие ему ошибки  $\Delta \Lambda$  и  $\Delta h^2$ . Заметим, что зависимость пара-

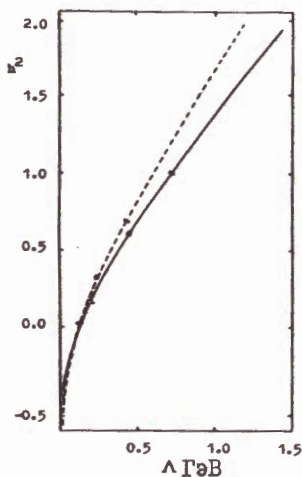


Рис. 3

Зависимость извлеченного из данных  $E_{MC}/I^4$  значения КХД-параметра  $\Lambda$  от выбора величины параметра степенной поправки  $h^2$ .

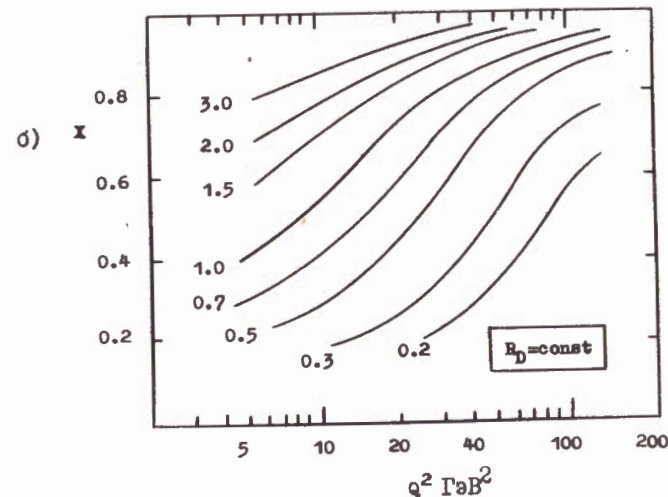
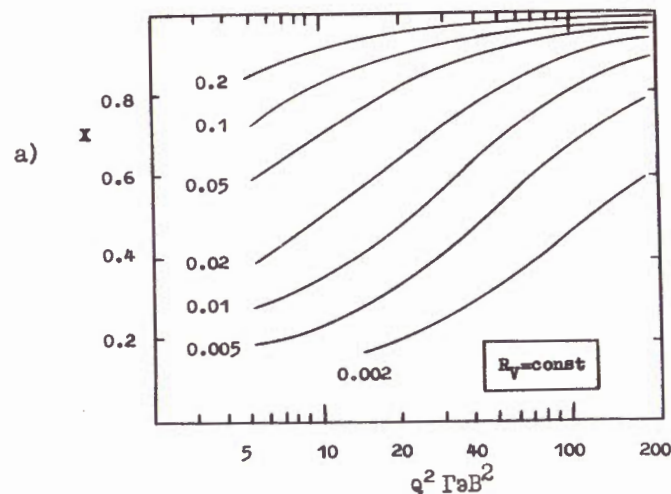


Рис. 4. Свойства низшей степенной  $1/Q^2$ -поправки к структурной функции  $F_2(x, Q^2)$ ; (а) - относительный вклад в  $F_2$ .

$$R_V = \Delta F_2^{\tau=4} / F_2^{\tau=2}$$

(б) - вклад в нарушение скейлинга

$$R_D = \frac{\partial}{\partial Q^2} \Delta F_2^{\tau=4} / \frac{\partial}{\partial Q^2} F_2^{\tau=2}$$

метра  $\Lambda$  от  $h$ , приведенная на рис. 3, отличается от аналогичной зависимости, полученной в работах<sup>/5-6/</sup>. Различие обусловлено знакопременностью вклада твистовой  $1/Q^2$ -поправки, входящей в формулу (15).

Обращаем особое внимание на тот факт, что малая по абсолютной величине  $1/Q^2$ -поправка в формуле (15) в целом оказывает существенное влияние на  $Q^2$ -зависимость СФ, а следовательно, и на определение  $\Lambda$ . Для иллюстрации этого мы приводим на рис. 4 графики отношений

$$R_V(x, Q^2) = \frac{\Delta F_2^{\tau=4}(x, Q^2)}{F_2^{\tau=2}(x, Q^2)}, \quad (23)$$

$$R_D(x, Q^2) = \frac{\frac{\partial}{\partial Q^2} \Delta F_2^{\tau=4}(x, Q^2)}{\frac{\partial}{\partial Q^2} F_2^{\tau=2}(x, Q^2)}. \quad (24)$$

#### § 5. Перспективы исследования твистовых эффектов на нейтринном детекторе

Перейдем к постановке конкретных экспериментальных задач, вытекающих из проведенного выше анализа. По своей важности выделяются три задачи:

- Проверка КХД и измерение ее фундаментального параметра  $\Lambda$ .
- Измерение формы импульсного спектра кварков в нуклоне, т.е.  $x$ -зависимости функций распределения  $f(x, Q^2)$ .
- Измерение  $x$ -зависимости корреляционных функций  $T_k(x, Q^2)$  и величины параметра  $h$  (см. формулы (8)-(9)).

По первым двум пунктам уже получены определенные результаты в целом ряде  $e(\mu)N$  и  $\nu(\bar{\nu})N$ -экспериментов. Последний пункт является новым и предлагается впервые. Необходимо подчеркнуть, что изучение всех трех задач тесно взаимосвязано и предполагает надежное разделение  $\log Q^2$  и  $1/Q^2$ -эффектов.

В чем преимущества нейтринных экспериментов по сравнению с  $e(\mu)N$ -экспериментами в смысле изучения поставленных задач? Отметим одно из них - возможность измерения несинглетной структурной функции  $F_3$ . С точки зрения теории это сравнительно простой объект, для которого получены наиболее "чистые" предсказания КХД<sup>X</sup>.  $F_3$  не содержит неопределенностей, связанных с "морем" нуклона. Наконец,

- Напомним, что в строгом смысле формулы (15) справедливы лишь для несинглетных компонент СФ.

при извлечении структурных функций  $F_3$  из экспериментальных данных нет надобности знать плохо определенную величину  $R = \sigma_L/\sigma_T$ , затрудняющую извлечение структурных функций  $F_1$  и  $F_2$ .

Создаваемая ныне совместно ОИЯИ и ИФВЭ экспериментальная установка "Нейтринный детектор" может быть эффективно использована для изучения поставленных выше задач. Предусматривается довести измерения на ускорителе ИФВЭ в пучке нейтрино узкого спектра до таких точностей, при которых ошибки в определении параметров  $\Lambda$  и  $h^2$  составят всего 10±15%. Это будет в 4±5 раз точнее ныне существующих мировых данных. Ожидается, что в кинематической области планируемого эксперимента ( $2 \leq Q^2 \leq 20$  ГэВ<sup>2</sup>) будут реализованы возможности для надежного разделения  $\log Q^2$  и  $1/Q^2$ -эффектов. Приведенные оценки ошибок параметров  $\Lambda$  и  $h^2$  получены нами с помощью формул (15) исходя из ожидаемой точности измерения структурных функций, установленной на основе моделирования условий эксперимента на нейтринном детекторе (рис. 5).

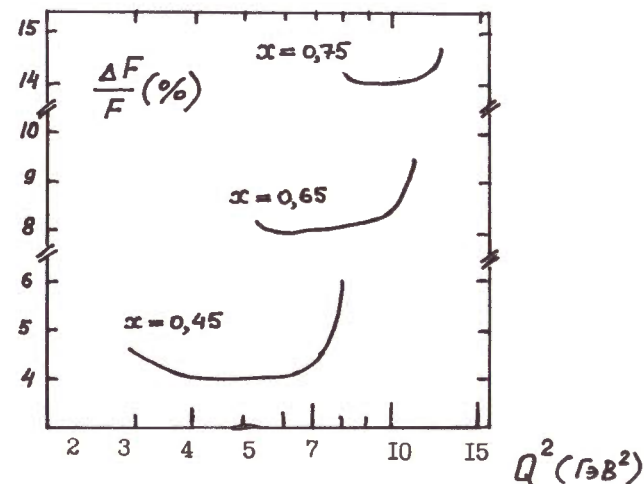


Рис. 5. Ожидаемая точность измерения структурных функций  $F_2(x, Q^2)$  на нейтринном детекторе

Совместный анализ данных с нейтринного детектора и высокоэнергетических  $e(\mu)N$ - и  $\nu(\bar{\nu})N$ -данных позволит уточнить экспериментальный статус КХД в глубоконеупругом рассеянии. Здесь уместно напомнить, что именно понимается обычно под проверкой КХД. Это выяснение возможности описания данных формулами (1) или (8)-(9) с такой и только такой  $\log Q^2$ -зависимостью первого члена ряда, которая стро-



го предсказывается в КХД (см. § I). Если анализ данных не позволяет однозначно отделить логарифмический член от твистового, говорить о корректной проверке КХД нельзя. Именно такая ситуация сложилась при обработке существующих данных. Мы надеемся, что положение исправится при использовании экспериментальных данных с нейтринного детектора. В соответствии с проектом, эти данные должны обеспечить весьма жесткие ограничения на степенной вклад высших твистов и снизить искажения истинной  $\log Q^2$ -зависимости СФ. Умеренные значения  $Q^2 = 2 \cdot 20 \text{ ГэВ}^2$  - это область ярко выраженной  $Q^2$ -зависимости СФ, где  $1/Q^2$ -вклад значителен и хорошо отличим от логарифмического. Такой вывод подкрепляется графиками, приведенными на рис. 4.

Возможность выделения степенных эффектов позволяет нам перейти к другой задаче - изучению  $x$ -зависимости поправочного  $1/Q^2$ -члена, т.е. корреляционных функций  $T_K(x, Q^2)$  (см. формулы (8)-(9)). В высокоэнергетических экспериментах уже давно изучается форма  $x$ -зависимости функций распределения  $f(x, Q^2)$ . Ее вид рассматривается как важная характеристика структуры нуклона. В то же время о функциях  $T_K(x, Q^2)$  до сих пор ничего неизвестно. Это вполне естественно, так как выделить или наблюдать степенной эффект при больших  $Q^2$  затруднительно. Между тем, корреляционные функции  $T_K$  несут в себе не менее важную информацию о структуре нуклона, чем функция распределения  $f$ . Данные о корреляционных функциях  $T_K(x, Q^2)$  могут быть получены на нейтринном детекторе при изучении твистовых  $1/Q^2$ -эффектов.

Для исследования поставленных задач допускается применение некоторых ядерных мишеней, в частности, углеродных. Как показывают предварительные теоретические оценки, эффект ядра проявляется в некотором изменении  $x$ -зависимости структурных функций. Это может быть учтено при обработке данных в рамках той или иной реалистической модели ядра. Поскольку  $Q^2$ -зависимость СФ практически не затрагивается ядерными эффектами, последние не могут заметно повлиять на определение величин  $\Lambda$  и  $n^2$ . Напомним, что эти величины определяются, в основном, видом  $Q^2$ -зависимости СФ.

#### Заключение

Итак, нами дано обоснование принципиальной важности экспериментального исследования степенных твистовых эффектов в глубоконеупругом рассеянии с использованием нейтринного детектора ОИЯИ-ИФВЭ. Эти исследования могут сыграть важную роль в проверке положений КХД и изучении структуры нуклона.

Сейчас неизвестно, как далеко нужно продвинуться по  $Q^2$ , чтобы  $1/Q^2$  - поправки оказались несущественными. Между тем вопрос о корректном разделении логарифмических и степенных эффектов может ставиться уже при достигнутых значениях  $Q^2$ .

Нами показано, что основные проектные характеристики установки "Нейтринный детектор ОИЯИ-ИФВЭ" достаточны для решения вышеперечисленных задач.

#### Литература

1. Nachtmann O., Nucl. Phys., 1973, B63, p. 237.
2. Buras A.J. Rev. Mod. Phys., 1980, 52, p. 199.
3. Липатов Л.Н. ЯФ, 1974, 20, с. 181.
4. Altarelli G., Parisi G. Nucl. Phys., 1977, B126, p. 208.
5. Abbot L.F., Barnett R.M. SLAC-PUB-2325, Stanford, 1979.
6. Abbot L.F., Atwood W.B., Barnett R.M. Phys. Rev., 1988, D22, p. 582.
7. Devoto A. et al., Phys. Rev., 1983, D27, p. 508.
8. Бедняков В.А. и др. Препринт ОИЯИ, P3-83-507, Дубна, 1983.
9. Shuryak E.V., Wainshtein A.I. Phys. Lett., 1981, 105B, p. 65.
10. Jaffe R.L., Soldat M. Phys. Rev., 1982, D26, p. 49.
11. Ellis R.K., Furmanski W., Retwonzio R. CERN, TH.3254, Geneva, 1983.
12. Злетев И.С. и др. ЯФ, 1982, 35, с. 454.
13. Бедняков В.А. и др. ЯФ, 1982, 36, с. 745.
14. Isaev P.S., Ivanov Yu.P. JINR Preprint, E2-82-794, Dubna, 1982.
15. Aubert J.J. et al., Phys. Lett., 1981, 105B, p. 315.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 марта 1984 года

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УВ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Бедняков В.А. и др.

P2-84-163

Твистовые эффекты и кварк-кварковые корреляции в нуклоне.  
О возможности экспериментального изучения на нейтринном детекторе ОИЯИ-ИФВЗ

В рамках квантовой хромодинамики /КХД/ изучается вклад твистовых  $1/Q^2$ -поправок в структурные функции глубоконеупругого рассеяния. Цель работы - показать необходимость учета  $1/Q^2$ -поправок, с одной стороны, для корректной проверки предсказаний КХД на эксперименте, с другой - для извлечения информации о кварк-кварковых и кварк-глюонных корреляционных функциях нуклона. Расчеты приведены в приближении мягких глюонов в рамках подхода, предложенного Ellis R.K., Furmanski W., Petronzio R. Из анализа данных установлен значительный вклад  $1/Q^2$ -поправок, показана возможность разделения  $\log Q^2$  и  $1/Q^2$  эффектов нарушения скейлинга. Выяснена необходимость привлечения низкоэнергетических данных для уточнения КХД параметра  $\Lambda$ . Обоснована возможность изучения степенных поправок на нейтринном детекторе ОИЯИ-ИФВЗ, и измерения корреляционных функций, а также КХД параметра  $\Lambda$  с точностью примерно 20%.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Bednykov V.A. et al.

P2-84-163

Twist Effects and Quark-quark Correlation in Nucleon.  
On A Possibility of Experimental Investigation by means of JINR-IHEP Neutrino Detector

The contribution of  $1/Q^2$  twist correlations to deep inelastic structure functions is investigated in the framework of quantum chromodynamics (QCD). The purpose of this work is to demonstrate the necessity of considering  $1/Q^2$  corrections, from one side, for correct experimental verification of QCD predictions, and from the other - for extracting an information about the quark-quark and quark-gluon nucleon correlation functions. The calculation were made in the framework of the Ellis R.K., Furmanski W., Petronzio R. approach, using the soft gluon approximation. From the data analysis the essential contribution of  $1/Q^2$  correlation was demonstrated, and also the possibility to separate  $\log Q$  and  $1/Q^2$  scaling violation effects. The necessity to attract low energy data for more precise determination of QCD parameters is clarified. The possibility to investigate  $1/Q^2$  corrections, to measure correlation functions, and to determine QCD parameter with approx. 20% precision were substantiated on JINR-IHEP device "Neutrino detector".

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984