

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1050 83

28/2. 83  
P2-82-833

В.А.Бедняков

НАРУШЕНИЕ АРОМАТИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ  
КВАРКОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ  
В ДВУХУРОВНЕВОЙ КХД МОДЕЛИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

## ВВЕДЕНИЕ

В последнее время из экспериментальных данных по глубоко-неупругому  $\nu(\bar{\nu})N$ -,  $e(\mu)N$  -рассеянию получены новые важные сведения о свойствах кварковых и глюонных распределений внутри нуклона. В частности, установлено различие в поведении функций распределения  $\Phi(u)$  кварков различных ароматов <sup>1-6</sup>. Оказалось, что отношение  $d(x)/u(x) \sim 1/u$ ,  $d$ -ФР  $u$ - и  $d$ -кварков в протоне/быстро убывает с ростом  $x$  и экстраполируется в ноль при  $x=1$ .

Таким образом, реалистические модели, претендующие на описание широкого круга глубоконеупругих явлений, должны последовательно учитывать указанное нарушение ароматической симметрии импульсных распределений. В ряде подходов такой учет осуществлялся с помощью эмпирических параметризаций экспериментальных данных <sup>7,8</sup>.

В предыдущей работе <sup>9</sup> была развита квантовохромодинамическая /КХД/ двухуровневая модель, на основе которой удалось описать  $\nu(\bar{\nu})N$ -,  $e(\mu)N$  - данные при умеренных значениях передач  $Q^2$ . Ниже мы рассмотрим обобщение этой модели и последовательно введем динамическое нарушение ароматической симметрии кварк-партонных импульсных распределений\*. В модели явным образом учитываются эффекты непертурбативного характера, обусловленные наличием в нуклоне крупномасштабных структурных образований типа спектроскопических /составляющих/ кварков. В области умеренных  $Q^2$  эти эффекты дают заметный вклад при всех  $x$  ( $0 < x < 1$ ), в отличие от твистовых, существенных при больших  $x$  /  $x = Q^2/2M_N$  - бьеркеновская переменная/.

Остановимся кратко на основных положениях двухуровневой модели. Предполагается, что в нуклоне можно выделить два структурных уровня с существенно различными свойствами <sup>10</sup>. Первый структурный уровень представляет собой три составляющих кварка, потенциальное взаимодействие между которыми обеспечивает их невылетание. Партонная структура составляющих кварков, проявляющаяся с ростом  $Q^2$ , формирует второй структурный уровень. В изложенной картине рассеяние внешнего тока на нуклоне описывается диаграммой, представленной на рис.1. В системе беско-

---

\* Кинематическое нарушение, обусловленное различием масс кварков, думается, не может иметь существенного значения в рассматриваемой области энергий. Доминирующим является динамический механизм нарушения.

нечного импульса нуклона ( $P \rightarrow \infty$ ) диаграмма имеет вероятностную партонную интерпретацию. Например, для структурной функции  $F_2^{\mu p}$  имеем:

$$F_2^{\mu p}(x, Q^2) = x \left\{ \frac{4}{9} f_u(x, Q^2) + \frac{1}{9} f_d(x, Q^2) + \frac{20}{9} f_M(x, Q^2) \right\}, \quad /1/$$

где  $F_2^{\mu p}$  - структурная функция процесса  $\mu + P \rightarrow \mu + X$ ;  $f_u, f_d$  - ФР валентного  $u$ - и  $d$ -токового кварка в протоне,  $f_M, f_g$  - ФР морских токовых кварков и глюонов в протоне. В двухуровневой модели имеем:

$$f_q(x, Q^2) = \int_0^1 dy dz \delta(yz - x) \Phi_q(y) f_{q/q}(z, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} \Phi_q(y) f_{q/q}\left(\frac{x}{y}, Q^2\right); \quad q = u, d; \quad /2/$$

$$f_{M,g}(x, Q^2) = \sum_{q=u,d} \int_x^1 \frac{dy}{y} \Phi_q(y) f_{M,g/q}\left(\frac{x}{y}, Q^2\right).$$

Здесь  $\Phi_q(y)$  - ФР составляющего кварка типа  $q$  в протоне по доле продольного импульса  $y$  последнего;  $f_{u/u}, f_{d/d}, f_{M,g/q}$  - ФР валентных  $u$  и  $d$ , морских  $M$  токовых кварков и глюонов  $g$  в составляющем кварке  $q$ . Функции  $\Phi_q$  и  $f_{i/q}$  полностью определяются динамикой первого и второго уровня соответственно. В рассматриваемой модели предполагается, что первый уровень задается квантоводинамическим движением трех составляющих кварков, запертых в нуклоне релятивистским осцилляторным потенциалом парного взаимодействия. Для описания динамики второго уровня применяются методы КХД-теории возмущений, т.е.  $f_{i/q}$  рассматриваются как решения интегродифференциальных эволюционных уравнений Липатова-Алтарелли-Паризи <sup>/11/</sup> /ЛАП/. Для решения уравнений ЛАП необходимо, как известно, задать начальные условия, не являющиеся объектом теории возмущений. С этой целью используется статистическая партонная модель с реджевской асимптотикой <sup>/12/</sup>.

На основе изложенной двухуровневой картины нуклона в настоящей работе рассмотрены два механизма /варианта/ нарушения ароматической симметрии. В варианте А нарушение ароматической симметрии обусловлено различным взаимодействием составляющих кварков друг с другом. В результате этого  $\Phi_u$  не совпадает с  $\Phi_d$  и, следовательно,  $f_u \neq f_d$ . При этом полагается, что распределение партонов в составляющем кварке  $q$  не зависит от его

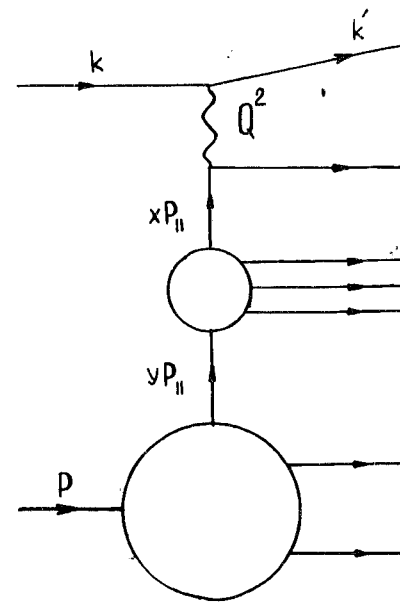


Рис.1. Взаимодействие внешнего тока с нуклоном в рамках двухуровневой модели.  $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$ ,  $x = Q^2/2Pq$ ;  $P = (P_0, P_{||})$  - импульс нуклона.

типа, т.е.  $f_{i/u}(z) = f_{i/d}(z)$ . В варианте Б нарушение ароматической симметрии обусловлено различным редже-поведением токовых кварков в области  $x \rightarrow 0$ . С учетом этого различия в рамках статистической партонной модели <sup>/12/</sup> получено несовпадение партонных ФР в  $u$  и  $d$  составляющих кварках, т.е.  $f_{i/u} \neq f_{i/d}$ . Кроме того, считалось, что  $\Phi_u = \Phi_d$ , т.е. возникающее на уровне партонов различие в распределениях токовых  $u$ - и  $d$ -кварков не успевает существенно сказаться на распределениях составляющих кварков.

В принципе можно рассмотреть третий вариант нарушения ароматической симметрии, объединяющий варианты А и Б.

В разделе 1 для варианта А получены ФР составляющих кварков и решены уравнения ЛАП во втором приближении по константе кварк-глюонного взаимодействия  $\alpha_s(Q^2)$  (NO). В разделе 2 та же процедура проделана для варианта Б.

В разделе 3 предсказания модели для обоих рассмотренных вариантов сравниваются с экспериментальными данными.

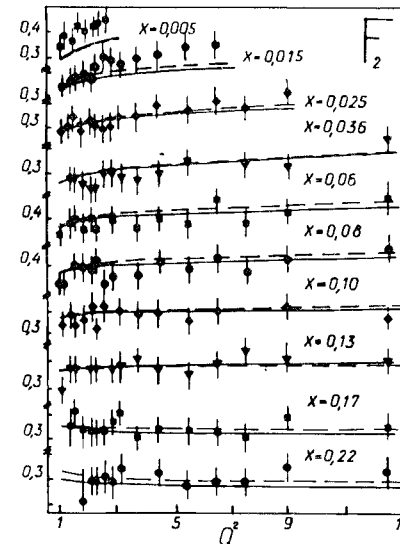


Рис.2. Структурная функция  $F_2^{\mu p}$  - глубоконеупругого  $\mu p$ -рассеяния. Данные из работы <sup>/18/</sup>. Сплошные кривые соответствуют варианту А, пунктирные - варианту Б.

1. НАРУШЕНИЕ АРОМАТИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ НА УРОВНЕ СОСТАВЛЯЮЩИХ КВАРКОВ /ВАРИАНТ А/

Определим структуру первого уровня

Предположим, что в протоне константа взаимодействия между одинаковыми по аромату составляющими кварками  $\alpha_1$  не равна константе взаимодействия между различными по аромату составляющими кварками  $\alpha_2$ . В таком случае ФР будут зависеть от аромата кварка. Пусть, как и ранее /9/, ФР  $\Phi_q(y)$  составляющего кварка  $q$  по доле продольного импульса протона  $y$  имеет вид

$$\Phi_q(y) = \lim_{P_{\parallel} \rightarrow \infty} \frac{\int d\Gamma \delta(y - \frac{P_{\parallel q}}{P}) |\Phi_3(p_1, p_2, p_3)|^2}{\int d\Gamma |\Phi_3(p_1, p_2, p_3)|^2} \quad /3/$$

Здесь  $q = u, d$ ;  $P = \sum_{i=1}^3 p_i = (P_0, 0, 0, P_{\parallel})$  - 4-импульс протона,  $p_i$  - 4-импульс составляющего кварка;  $\Phi_3(p_1, p_2, p_3)$  - волновая функция /ВФ/ внутреннего движения трехкварковой системы;

$$d\Gamma = \delta(P - \sum_{i=1}^3 p_i) \prod_{i=1}^3 d^4 p_i \theta(\frac{P_{\parallel i}}{P_{\parallel}}).$$

ВФ  $\Phi_3(p_1, p_2, p_3)$  можно рассматривать как решение релятивизированного уравнения Шредингера с несимметричным осцилляторным потенциалом /см /13/ /:

$$\Phi_3(p_1, p_2, p_3) = \frac{\vartheta}{\pi^2 \alpha_1 \alpha_2} \exp \left\{ \frac{K_{\mu\nu}^{-1}}{2} \left( \frac{\xi^{\mu} \xi^{\nu}}{\alpha_1} + \frac{\eta^{\mu} \eta^{\nu}}{\alpha_2} \right) \right\},$$

где

$$\xi = \sqrt{\frac{3}{2}}(p_2 - p_3), \quad \eta = \sqrt{\frac{1}{2}}(p_2 + p_3 - 2p_1); \quad K_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - 2 \frac{P_{\mu} P_{\nu}}{M^2}, \quad /4/$$

$$M^2 = P^2 = P_0^2 - P_{\parallel}^2.$$

Подставляя выражение /4/ в формулу /3/, выполняя интегрирование и переходя к пределу  $P_{\parallel} \rightarrow \infty$ , получаем:

$$\Phi_d(y) = N_d \exp \{-\gamma(1-3y)^2\} \operatorname{erf} \left\{ \sqrt{\frac{3y}{\Delta}}(1-y) \right\},$$

$$\Phi_u(y) = 2N_u \exp \left\{ -\frac{4y}{1+3\Delta}(1-3y)^2 \right\} \left\{ \operatorname{erf} \left[ \sqrt{\frac{3y}{\Delta(1+3\Delta)}}(\Delta-1+2(1-y)) \right] - \right.$$

$$\left. - \operatorname{erf} \left[ \sqrt{\frac{3y}{\Delta(1+3\Delta)}}(\Delta-1+(1-3\Delta)(1-y)) \right] \right\}, \quad /6/$$

где

$$y = y_2, \quad \Delta = y_2/\gamma_1, \quad \gamma_1 = \frac{M^2}{4\alpha_1}.$$

Константы  $N_q$  определяются из условия нормировки на один  $d$ - и два  $u$ -кварка в протоне. Функции /5/ и /6/ полностью задают структуру первого уровня.

Определим КХД - структуру второго уровня

С этой целью найдем ФР токовых кварков и глюонов в составляющем кварке  $q$ . Как отмечалось выше, они не зависят /в рассматриваемом варианте нарушения симметрии/ от типа составляющего кварка  $q$  и представляют собой решения эволюционных уравнений /11, 14/:

$$\frac{df_{q/q}(x, s)}{ds} = \int \frac{dy}{x} f_{q/q}(y, s) \mathcal{P}_{qq} \left( \frac{x}{y} \right),$$

$$\frac{d\Sigma_q(x, s)}{ds} = \int \frac{dy}{x} \left\{ \Sigma_q(y, s) \mathcal{P}_{qq} \left( \frac{x}{y} \right) + f_{g/q}(y, s) \mathcal{P}_{qg} \left( \frac{x}{y} \right) \right\}, \quad /7/$$

$$\frac{df_{g/q}(x, s)}{ds} = \int \frac{dy}{x} \left\{ \Sigma_q(y, s) \mathcal{P}_{gq} \left( \frac{x}{y} \right) + f_{g/q}(y, s) \mathcal{P}_{gg} \left( \frac{x}{y} \right) \right\},$$

где  $\Sigma_q = f_{q/q} + 8f_{M/q}$ ;  $s = \ln \frac{\bar{g}^2(Q_0^2)}{\bar{g}^2(Q^2)}$  - эволюционная переменная,  $\bar{g}^2(Q^2)$  - константа связи кварк-глюонного взаимодействия, рассчитанная во втором порядке теории возмущений (next order).

$$\frac{\bar{g}^2(Q^2)}{16\pi^2} = \frac{1}{\beta_0 \ln Q^2/\Lambda^2} \left( 1 - \frac{\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln \ln Q^2/\Lambda^2}{\ln Q^2/\Lambda^2} \right),$$

$\beta_0 = 11 - 2/3 n_f$ ;  $\beta_1 = 102 - 38/3 n_f$ ;  $n_f = 4$ ;  $\Lambda$  - КХД параметр. Функции расщепления  $\mathcal{P}_{ij}$  можно получить путем обращения матриц аномальных размерностей вильсоновских операторов твиста 2, полученных в НО-приближении /15/.

Для решения уравнений /7/ необходимо задать начальные условия, то есть ФР кварков и глюонов  $f_{i/q}$  при фиксированном  $Q^2 = Q_0^2$ . Начальные условия не определяются в рамках теории возмущений, для их задания воспользуемся результатами модели Исаева-Коваленко /12/, согласующейся с основными положениями КХД. В основе этой модели лежит предположение о возможности восстановления

ФР  $f_{1/q}$  в интервале  $0 < z < 1$  при фиксированном  $Q^2 = Q_0^2$  исходя из поведения этих функций в реджевской области ( $z \rightarrow 0$ ):

$$f_{1/q}(z, Q_0^2) = \hat{A}_{1/q}(\bar{f}|z), \quad f_{1/q} \xrightarrow{z \rightarrow 0} \bar{f}_1(z).$$

Оператор  $\hat{A}_{1/q}$  строится в рамках статистического подхода Бьеркена-Паскоса /16/ и Кути-Вайскопфа /17/:

$$\hat{A}_q(\bar{f}|z) = \bar{f}_q(z) \frac{a^{(0)}(\bar{f}|z)}{a_q^{(1)}(\bar{f}|0)}, \quad \hat{A}_{M,g/q}(\bar{f}, z) = \bar{f}_{M,g}(z) \frac{a_q^{(1)}(\bar{f}|z)}{a_q^{(1)}(\bar{f}|0)}, \quad /8/$$

$$a^{(k)}(f|z) = \int_{-\infty}^{+\infty} da e^{ia(1-z)} \left[ \int_0^{\infty} d\beta e^{-ia\beta} \bar{f}_q(\beta) \right]^k \times \\ \times \exp \left\{ \int_0^{\infty} dy e^{-ia y} (2n_f \bar{f}_M(y) + \bar{f}_g(y)) \right\}.$$

На основе реджевского анализа амплитуды виртуального комптон-эффекта функции  $\bar{f}_i$  в рассматриваемом варианте выбраны в виде

$$\bar{f}_q(z) = \frac{1}{\sqrt{z}}; \quad q = u, d; \quad \bar{f}_M(z) = \frac{r-a}{2n_f z}; \quad \bar{f}_g(z) = \frac{a}{z} e^{-\beta z}. \quad /9/$$

При  $Q^2 = Q_0^2$  для ФР  $f_{1/q}$  окончательно получаем:

$$f_{q/q}(z, Q_0^2) = \frac{(1-z)^{r-1}}{\sqrt{z} B(r, 1/2)} \frac{\Phi(a, r, -\beta(1-z))}{\Phi(a, r + 1/2, -\beta)}, \\ f_{M/q}(z, Q_0^2) = \frac{r-a}{2n_f z} (1-z)^{r-1/2} \frac{\Phi(a, r + 1/2, -\beta(1-z))}{\Phi(a, r + 1/2, -\beta)}, \\ f_{g/q}(z, Q_0^2) = \frac{a}{z} e^{-\beta z} (1-z)^{r-1/2} \frac{\Phi(a, r + 1/2, -\beta(1-z))}{\Phi(a, r + 1/2, -\beta)}, \quad /10/$$

где  $\Phi(a, r, \beta)$  - вырожденная гипергеометрическая функция. Выражения /10/ задают вид начальных условий уравнений /7/ при фиксированном  $Q^2 = Q_0^2$ .

Решение уравнений /7/ будем искать в явном виде с помощью вариационного метода пробных функций. Выберем пробные функции в аналитическом виде начальных условий /10/, предполагая, что вся  $Q^2$  - зависимость /  $v$ -зависимость/ сосредоточена в параметрах  $r, a, \beta$ . Ограничиваясь линейным по  $v$  приближением, запишем:

$$a(s) = a^{(0)} + a^{(1)} \cdot s, \\ r(s) = r^{(0)} + 16/25 \cdot s, \\ \beta(s) = \beta^{(0)} + \beta^{(1)} \cdot s. \quad /11/$$

Константы  $a^{(0)}, r^{(0)}, \beta^{(0)}$  определяют условия /7/ в форме /10/ в точке  $Q_0^2$ . Константы  $a^{(1)}, \beta^{(1)}$  задают эволюцию ФР по  $Q^2$  и определяют искомое приближенное решение /7/ для данных  $a^{(0)}, r^{(0)}, \beta^{(0)}$ . Все константы в соотношениях /11/ и параметры  $\gamma, \Delta$ , не зависящие от  $Q^2$ , определены из условия минимума функционала:

$$\chi^2[f] = \chi_{\text{ну}}^2 + \chi_{\text{эу}}^2. \quad /12/$$

Здесь

$$\chi_{\text{ну}}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{F_2(x_i, Q_i^2) - F_2(a, \Delta | x_i, Q_i^2)}{\Delta F_2(x_i, Q_i^2)} \right\}^2, \quad /13/$$

$$\chi_{\text{эу}}^2 = \sum_{j=\sum, q, g} \int_0^{s_{\text{max}}} ds \int_0^1 dx \{ L_j(f_{1/q}(a|x, s) - R_j(f_{1/q}(a|x, s))) \}^2, \quad /14/$$

где  $a = (a, r, \beta)$ ,  $F_2(x_i, Q_i^2)$ ,  $\Delta F_2(x_i, Q_i^2)$  - экспериментальное значение и ошибка структурной функции в  $i$ -й точке, данные взяты из работы /18/ в области  $1 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2 \leq Q^2 \leq 15 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$ ;  $F_2(a, \Delta | x_i, Q_i^2)$  - структурная функция, рассчитанная по формуле /1/ в рамках двухуровневой модели с учетом нарушения ароматической симметрии и использованием выражений /2/, /5/, /6/, /10/ и /11/.  $L_j$  и  $R_j$  - левые и правые части уравнений /7/ после подстановки в них пробных функций /10/ с учетом /11/.

Минимизация функционала /13/ позволяет задать начальные условия эволюционных уравнений из сравнения с экспериментальными данными во всей указанной области по  $Q^2$ . Из условия минимума функционала /14/ вычисляются константы приближенного решения уравнений /7/  $a^{(1)}, \beta^{(1)}$ . Значения всех полученных констант и фиксированные  $\Delta$  и  $Q_0^2 / Q_0^2$  - точка начала эволюции/ приведены в табл.1. Параметр  $\gamma$  взят постоянным для удовлетворения порогового условия:  $f_d/f_u = 0,01$  при  $x \rightarrow 1$ .

Погрешность воспроизведения КХД эволюции функциями /10/ невелика, однако растет с ростом  $Q^2$ , достигая 10-15% при  $Q^2 = 400 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$ .

Таблица 1

Параметры	$a^{(0)}$	$r^{(0)}$	$\beta^{(0)}$	$\gamma$	$\Delta$	$a^{(1)}$	$\beta^{(1)}$	$Q_0^2$	$\Lambda$
	1,455	1,687	1,142	1,0- фикс.	99,97	0,307	-1,158	1,0- фикс.	0,17- фикс.

Таким образом, определена КХД - структура составляющих кварков. Вместе с этим зафиксированы все свободные константы модели и согласно /2/ полностью заданы функции распределения партонов в протоне, соответствующие нарушению ароматической симметрии на уровне составляющих кварков.

## 2. НАРУШЕНИЕ АРОМАТИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ НА УРОВНЕ КВАРКОВ-ПАРТОНОВ /ВАРИАНТ Б/

Определим структуру первого уровня

Предположим, что взаимодействие между составляющими кварками не зависит от аромата. Определяя далее  $\Phi_q$  согласно /3/ и учитывая в /4/  $\alpha_1 = \alpha_2$ , получим, что  $\Phi_q(y) = \Phi_u(y) = \Phi_d(y)$  дается выражением /5/ /9/. Таким образом,

$$\Phi_q(y) = \Phi_d(y) \quad /формула /5//. \quad /15/$$

Определим КХД - структуру второго уровня.

Найдем ФР партонов в составляющих u- и d-кварках. Будем считать, что различие в ФР u- и d-кварков обеспечивается различным поведением этих функций в реджевской области ( $z \rightarrow 0$ ):

$$\bar{f}_u(z) = \frac{1}{\sqrt{z}}; \quad \bar{f}_d(z) = \frac{1}{\sqrt{z}}(1-z)\eta(r, a, \beta). \quad /16/$$

Функция  $\eta(r, a, \beta)$  определяется из условия нормировки. В таком случае модель Исаева-Коваленко /12/ для  $f_{1/q}$  дает:

$$\left. \begin{aligned} f_{u/u}(z, Q_0^2) &= f_{q/q}(z, Q_0^2) \\ f_{M/u}(z, Q_0^2) &= f_{M/q}(z, Q_0^2) \\ f_{g/u}(z, Q_0^2) &= f_{g/q}(z, Q_0^2) \end{aligned} \right\} \quad \text{формулы /10/,} \quad /17/$$

$$f_{d/d}(z, Q_0^2) = \frac{(1-z)^r}{\sqrt{z} B(r, 1/2)} \frac{\Phi(a, r, -\beta(1-z))}{\Phi(a, r+1/2, -\beta) - (2r+1)^{-1} \Phi(a, r+3/2, -\beta)}$$

$$f_{M/d}(z, Q_0^2) = \frac{r-a}{2n_f} \frac{(1-z)^{r-1/2}}{z} \frac{\Phi(a, r+1/2, -\beta(1-z)) - \frac{1-z}{2r+1} \Phi(a, r+3/2, -\beta(1-z))}{\Phi(a, r+1/2, -\beta) - (2r+1)^{-1} \Phi(a, r+3/2, -\beta)}$$

$$f_{g/d}(z, Q_0^2) = \frac{a}{z} e^{-\beta z} (1-z)^{r-1/2} \frac{\Phi(a, r+1/2, -\beta(1-z)) - \frac{1-z}{2r+1} \Phi(a, r+3/2, -\beta(1-z))}{\Phi(a, r+1/2, -\beta) - (2r+1)^{-1} \Phi(a, r+3/2, -\beta)}$$

Выражения /17/ используются для задания начальных условий уравнений /7/ при  $Q^2 = Q_0^2$ . Действуя далее по схеме, аналогичной изложенной в разделе 1, беря вместо /5/ и /6/ формулу /15/,

Таблица 2

Параметры	$a^{(0)}$	$r^{(0)}$	$\beta^{(0)}$	$\gamma$	$\Delta$	$a^{(1)}$	$\beta^{(1)}$	$Q_0^2$	$\Lambda$
	1,064	1,319	0,773	0,014	1,0-	0,390	-1,295	1,0-	0,17-
					фикс.			фикс.	фикс.

а вместо /10/ - формулы /17/, получим набор констант /табл.2/, полностью определяющих ФР партонов в протоне /2/. Эти ФР соответствуют нарушению ароматической симметрии на уровне кварков - партонов.

## 3. СРАВНЕНИЕ ПРЕДСКАЗАНИЙ ДВУХУРОВНЕВОЙ МОДЕЛИ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Сравнение предсказаний модели с экспериментом будем проводить в области умеренных значений  $Q^2/1 \text{ ГэВ}^2/c^2 \leq Q^2 \leq 15 \text{ ГэВ}^2/c^2$ . На рис.2 экспериментальные данные для структурных функций  $F_2^{\mu p}$  глубоконеупругого  $\mu p$ -рассеяния сравниваются с предсказаниями модели. Сплошные кривые соответствуют варианту А, пунктирные - варианту Б. Кривые получены в результате решения эволюционных уравнений в NO-приближении. Приведенные на рис.2 кривые по существу являются реперными, по ним фиксируются все свободные константы модели.

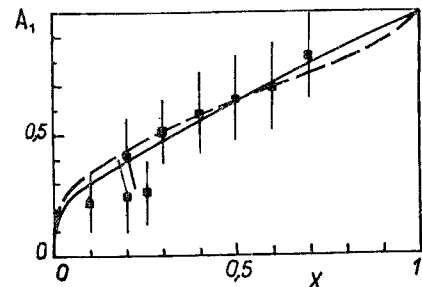


Рис.3. Коэффициент продольной асимметрии. Данные из работы /8/. Сплошная кривая соответствует варианту А, пунктирная - варианту Б.

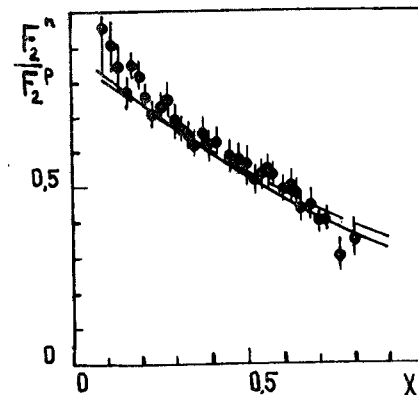


Рис.4. Отношение структурных функций глубоконеупругого ep- и ep-рассеяния. Данные взяты из работы /6/. Сплошная кривая соответствует варианту А, пунктирная - варианту Б.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. "Мир", М., 1972; Farrar G.R., Jackson D. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p. 1416.
2. Atwood W.B. et al. Phys.Lett., 1976, B64, p. 479; Bodek A. et al. Phys.Rev., 1979, D20, p. 1471.
3. BEBC-CERN collaboration. Contribution to the Int.Conf. on High Energy Physics, Lisbon, Portugal, 1981.
4. BEBC-collaboration. Contribution to the Int.Conf. on High Energy Physics, Lisbon, Portugal, 1981.
5. SLAC-MIT Collaboration. Bodek A. et al. Phys.Rev., 1979, D20, p. 1471.
6. Alguard M.J. et al. Phys.Rev., 1978, 41, p. 70; Schuler K.P. XX Int.Conf., Madison, Wisconsin, 1980, part 1, p. 781; Baum G. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p. 2000.
7. McElhaney R., Tuan S.F. Nucl.Phys., 1973, B72, p. 487.
8. Carlitz R., Kaur J. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p. 673; Kaur J. Nucl.Phys., 1977, B128, p. 219.
9. Бедняков В.А. и др. ОИЯИ, P2-82-408, Дубна, 1982.
10. Altarelli G. et al. Nucl.Phys., 1974, B69, p. 531; Cabibbo N., Petronzio R. Nucl.Phys., 1978, B137, p. 395; Kanki T. Progr. Theor.Phys., 1976, 56, p. 1885; Hwa R.C., Zahir M.S. Phys.Rev., 1981, D23, p. 2534.
11. Липатов Л.Н. ЯФ, 1974, 20, с. 181; Altarelli G., Parisi G. Nucl.Phys., 1977, B126, p. 298.
12. Isaev P.S., Kovalenko S.G. Hadronic Journal, 1980, 3, p. 919; Златев И.С. и др. ЯФ, 1982, 35, с. 454; Бедняков В.А. и др. ЯФ, 1982, 36, с. 761.
13. Kizukuri Y., Namiki M., Okano K. Progr.Theor.Phys., 1979, 61, p. 559; Han D., Kim Y.S. Progr.Theor.Phys., 1980, 64, p. 1852; Kim Y.S., Noz M.E.S.H. Oh J.Meth.Phys., 1979, 20, p. 1341; Takabayashi T. Phys.Rev., 1965, 139, p. 1381.
14. Altarelli G., Ellis R.K., Martinelli G. Nucl.Phys., 1978, B143, p. 521.
15. Curci G., Furmanski W., Petronzio R. Nucl.Phys., 1980, B175, p. 27.
16. Bjorken J.B., Paschos E. Phys.Rev., 1969, 185, p. 1975.
17. Kutli J., Weisskopf W.F. Phys.Rev., 1971, D4, p. 3418.
18. Gordon B.A. et al. Phys.Rev., 1979, D20, p. 2645.
19. Gourdin M. Nucl.Phys., 1972, B38, p. 418.
20. Hwa R.C., Zahir M.S. OITS-180, 1981.
21. Donnachie A., Landshoff P.L. Phys.Lett., 1980, 95B, p. 437.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 декабря 1982 года

Бедняков В.А. P2-82-833  
Нарушение ароматической симметрии кварковых распределений  
в двухуровневой КХД модели

В рамках двухуровневой квантовохромодинамической модели рассмотрены два варианта нарушения ароматической симметрии кварковых импульсных распределений внутри нуклонов. В первом варианте нарушение обусловлено различным взаимодействием составляющих кварков друг с другом, во втором - различным поведением партонных функций распределения в реджевской области ( $x \rightarrow 0$ ). В работе получены несовпадающие функции распределения для  $u$ - и  $d$ -валентных кварков в протоне, на основе которых описаны экспериментальные данные.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Bednyakov V.A. P2-82-833  
Aromatic Symmetry Violation in Quark Distributions in Two-Level  
QCD Model

Two variants of aromatic symmetry violation in momentum quark distribution in a nucleon are investigated in the two-level QCD model. In the first variant the symmetry was violated by different interaction between constituent quarks with different aroma. In the second - the different Regge behaviour of parton distribution leads to the violation of aromatic symmetry. Various "u" and "d" distributions on the proton are achieved. Good agreement with experiment is obtained.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.