

СПЕКТРЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ЛЕПТОНОВ В НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НА ЯДРАХ

К. С. Кузьмин^{а, б}, К. С. Лохтин^а, С. И. Синеговский^в

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

^в Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

Построена гибридная модель лептон-ядерных взаимодействий, в рамках которой рассчитаны спектры энергетических потерь и средние потери энергии мюонов и тау-лептонов в неупругом рассеянии на ядрах в грунте и воде в интервале энергий 10^2 – 10^9 ГэВ. Обсуждается зарядовая асимметрия рассеяния, обусловленная процессами со слабым нейтральным током. Приводится сравнение с результатами расчета в других моделях.

Two versions are constructed of the hybrid model to describe inelastic high-energy scattering on nuclei of muons and taus passing through standard rock or water in the energy range 10^2 – 10^9 GeV. The charge asymmetry of the scattering due to the mixture of the weak neutral current is considered. The calculated energy losses are compared with those of variety of the models.

PACS: 13.60.-r 13.60.Hb 61.85.+p

ВВЕДЕНИЕ

Неупругое рассеяние мюонов на ядрах является важной составляющей процессов, ответственных за энергетические потери мюонов космических лучей. Роль этого взаимодействия в образовании каскадных ливней в плотном веществе, его влияние на формирование спектра мюонов при очень высоких энергиях все еще детально не исследованы. Практический интерес к энергетическим потерям тау-лептонов обусловлен задачами нейтринной астрофизики высоких энергий: астрофизические мюонные нейтрино на пути к Земле могут превращаться в тау-нейтрино, которые во взаимодействиях с нуклонами генерируют тау-лептоны, эффективность же регистрации последних определяется в значительной степени именно неупругим рассеянием на ядре. В контексте задач, связанных с регистрацией заряженных лептонов на больших глубоководных или подземных детекторах, кинематически выделена область малых импульсов, переносимых от лептона к адронной системе (нуклонам ядра) промежуточными бозонами (фотоном и Z -бозоном). Однако при сверхвысоких энергиях заметный вклад в рассеяние могут внести и процессы с большими переданными импульсами.

Для области небольших Q^2 , дающей основной вклад в спектры энергетических потерь заряженных лептонов, хорошо известны две феноменологические схемы расчетов лептон-ядерного рассеяния — модель векторной доминантности и подходы, основанные на детально разработанной реджевской феноменологии, получившей КХД-интерпретацию

(см. обзор [1]). Вариант недиагональной модели обобщенной векторной доминантности (ОВД) [2, 3] на протяжении многих лет рассматривался в качестве некоторого стандарта [4] и использовался многими авторами в расчетах энергетических потерь мюонов космических лучей, спектров и кривой поглощения мюонов космических лучей в веществе (см., например, [5–8]). Однако справедливость этой модели при высоких и очень высоких энергиях совсем не очевидна.

В недавних работах [9–14] рассчитаны сечения неупругого рассеяния мюонов и тау-лептонов на ядре и энергетические потери лептонов в этих взаимодействиях при очень высоких энергиях. Отличие новых предсказаний от старых в области энергий лептона $E \lesssim 10^6$ ГэВ не кажется большим, однако оно возрастает с ростом энергий, достигая 50 % и более для энергетических потерь в неупругом рассеянии на ядрах грунта. Не вполне ясно, что является источником этих различий — поведение ли структурных функций при малых бьеркеновских x и Q^2 (то есть отличие параметризаций, используемых в цитированных работах) или возрастающий с ростом энергии вклад глубоконеупругого рассеяния и примеси слабого нейтрального тока. Другим возможным и важным источником неопределенностей является учет ядерных эффектов, в том числе и при малых x .

В данной работе построена модель неупругого рассеяния неполяризованных заряженных лептонов на ядрах при очень высоких энергиях, включающая мягкие и полужесткие фотопроцессы, а также жесткое рассеяние с обменом γ -квантом и Z -бозоном. В расчете учтены ядерные эффекты — затенение и антиэкранирование нуклонов, ЕМС-эффект и ферми-движение нуклонов в ядре. Обсуждается различие рассеяния частицы и античастицы, обусловленное примесью слабого нейтрального тока. Расчет дифференциальных сечений рассеяния электронов и позитронов на протоне в этой модели проверен сравнением с данными экспериментов H1 и ZEUS на коллайдере HERA. Рассчитаны энергетические потери в неупругом рассеянии на ядрах при прохождении мюонов и тау-лептонов через грунт и воду, приводится сравнение с другими расчетами. Кратко версия этой модели и некоторые результаты расчета были представлены в работах [12, 13].

1. КИНЕМАТИКА РАССЕЙНИЯ

Рассеяние заряженного лептона на нуклоне

$$\ell^\pm(k) + N(p) \rightarrow \ell^\pm(k') + X \quad (1)$$

характеризуется двумя диаграммами (рис. 1).

Обозначив через k и k' 4-импульсы начального и конечного лептона, p — 4-импульс нуклона массы M , $q = k - k'$ — 4-импульс промежуточного бозона (γ -кванта и Z^0), запишем кинематические инварианты реакции (1):

$$-Q^2 = q^2 = (k - k')^2 = 2m_\ell^2 - 2(E E' - \mathbf{k} \mathbf{k}'), \quad x = \frac{Q^2}{2pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}, \quad (2)$$

$$\nu = \frac{pq}{M} = E - E', \quad y = \frac{pq}{pk} = \frac{\nu}{E}, \quad W^2 = (p + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2. \quad (3)$$

Здесь Q^2 , x — бьеркеновские переменные; m_ℓ — масса лептона; E , E' — начальная и конечная энергии лептона в лабораторной системе; y — доля энергии, потерянная лептоном (неупругость реакции); W^2 — квадрат массы адронной системы X .

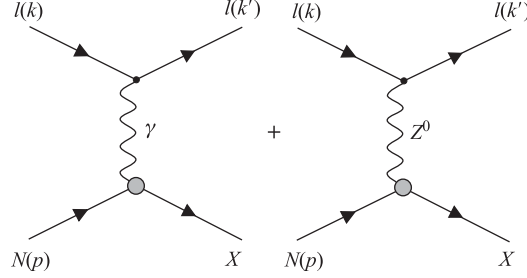


Рис. 1. Диаграммы рассеяния заряженного лептона на нуклоне

Минимальная энергия рассеянного лептона равна его массе m_ℓ , поэтому

$$y_{\max} = \frac{E - E'_{\min}}{E} = 1 - \frac{m_\ell}{E}. \quad (4)$$

Остальные кинематические пределы получим из определения Q^2 и W^2 :

$$Q^2 = 2MEy + M^2 - W^2, \quad (5)$$

$$Q^2 = 2(E E' - \mathbf{k} \mathbf{k}') - 2m_\ell^2. \quad (6)$$

Из (5) очевидно, что Q^2 при заданных E и y принимает максимальное значение при $W^2 = W_{\min}^2 = (M + m_\pi)^2$ (рождение Δ -резонанса):

$$Q_{\max}^2 = 2MEy - [(M + m_\pi)^2 - M^2] = 2ME(y - \delta), \quad (7)$$

где

$$\delta = \frac{W_{\min}^2 - M^2}{2ME} = \frac{m_\pi}{E} \left(1 + \frac{m_\pi}{2M}\right). \quad (8)$$

Формула (7) верна, если не работает более сильное ограничение, обусловленное рассеянием лептона назад:

$$Q^2 \leq 2(E E' + |\mathbf{k}| |\mathbf{k}'| - m_\ell^2). \quad (9)$$

Равенство выражений (7) и (9)

$$Q_{\max}^2(y) = 2E^2 \left[1 - y + \sqrt{(1 - m_\ell^2/E^2) [(1 - y)^2 - m_\ell^2/E^2]} - m_\ell^2/E^2 \right] \quad (10)$$

имеет место при $y = y_0$,

$$y_0 \simeq (1 - m_\ell^2/E^2) / [1 + (M^2 + m_\ell^2) / 2ME]. \quad (11)$$

Таким образом, для $y \leq y_0$ верхнюю границу Q_{\max}^2 дает формула (7), а для $y > y_0$ — формула (10) (см. также [14]). Использование в области $y_0 < y \leq y_{\max}$ границы (7) вместо (10) при высоких энергиях приводит лишь к незначительному искажению интеграла по Q^2 от сечения из-за подавленности процессов с большими Q^2 .

Минимальному значению Q^2 отвечает рассеяние лептона вперед:

$$Q_{\min}^2 = 2(E E' - |\mathbf{k}| |\mathbf{k}'| - m_\ell^2) = \frac{2m_\ell^2 (E - E')^2}{E E' + |\mathbf{k}| |\mathbf{k}'| - m_\ell^2}, \quad (12)$$

или в переменных (E, y)

$$Q_{\min}^2 = \frac{2m_\ell^2 y^2}{1 - y + \sqrt{(1 - m_\ell^2/E^2)[(1 - y)^2 - m_\ell^2/E^2]} - m_\ell^2/E^2}. \quad (13)$$

При высоких энергиях ($E \gg m_\ell$) вместо точной границы (13) обычно используют приближенное выражение $Q_{\min}^2 \simeq m_\ell^2 y^2 / (1 - y)$ (см., например, [9]), которое приводит к тем большей ошибке, чем ближе y к верхней границе y_{\max} . В самом деле, при $m_\ell/E \ll 1$ из (13) получим

$$Q_{\min}^2 \simeq \begin{cases} m_\ell^2 y^2 / (1 - y), & y \ll 1, \\ 2m_\ell^2 y^2 / (1 - y - m_\ell^2/E^2), & y \lesssim y_{\max}. \end{cases} \quad (14)$$

При $y = y_{\max}$ верхнее равенство в (14) дает результат примерно в два раза ниже точного $Q_{\min}^2 = 2m_\ell(E - m_\ell)$, тогда как нижнее воспроизводит его.

Выражение для y_{\min} найдем из уравнения, полученного подстановкой (13) в (5),

$$2MEy = Q_{\min}^2(y) + W_{\min}^2 - M^2. \quad (15)$$

Вводя обозначение $\xi = m_\ell^2 / (2ME)$, решение уравнения (15) запишем в виде

$$y_{\min} \simeq \frac{1 + \delta}{2(1 + \xi)} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{4\delta(1 + \xi)}{(1 + \delta)^2}} \right] \simeq \frac{\delta}{1 + \delta} \left[1 + \frac{\delta(1 + \xi)}{(1 + \delta)^2} \right] \simeq \delta, \quad (16)$$

где мы воспользовались высокоэнергетическим приближением для Q_{\min}^2 (при малых y) и очевидной малостью величин δ, ξ .

2. СЕЧЕНИЕ РАССЕЙЯНИЯ ЛЕПТОНА НА ЯДРЕ

Сконструируем гибридную модель (см. также [12]), разбив допустимую область Q^2 на три интервала: 1) $Q^2 \leq 0,1 \text{ ГэВ}^2$; 2) $0,1 < Q^2 \leq 5 \text{ ГэВ}^2$; 3) $Q^2 > 5 \text{ ГэВ}^2$. Для области 1 будем использовать модель неупругого дифракционного рассеяния [2, 3], построенную в рамках недиагональной модели ОВД. В области 2 воспользуемся параметризацией структурных функций нуклона в реджевской модели СКМТ [15, 16], а в области глубоководного рассеяния сечение будем рассчитывать в кварк-партонной модели с партонами функциями СТЕQ6 [17] и MRST [18]. Для учета ядерных эффектов в области не слишком малых x ($10^{-3} < x < 1$) использовалась параметризация из работ [19] и для области $x < 10^{-3}$ — схема, предложенная в работе [10]. Ниже для краткости будем называть эту модель $3K$, отличая ее от варианта $2K$, в котором параметризация СКМТ применена на интервале $0 < Q^2 < 5 \text{ ГэВ}^2$. Для гладкой сшивки структурных функций на границах интервалов использовалась линейная интерполяция.

Для наших целей удобна запись сечения $d^2\sigma / (dQ^2 dy)$ в переменных (Q^2, y) . В то же время, в соответствии с определением, считаем структурные функции зависящими от набора (x, Q^2) , где $x = Q^2 / (2MEy)$. Спектр энергетических потерь $\Phi_n(E, y)$ лептона в

рассеянии на ядрах с массовым числом A вещества определяется интегралом

$$\Phi_n(E, y) \equiv N_0 y \frac{d\sigma^{\ell A}}{dy} = N_0 y \int_{Q_{\min}^2}^{Q_{\max}^2} dQ^2 \frac{d^2\sigma^{\ell A}}{dQ^2 dy}, \quad \frac{d^2\sigma^{\ell A}}{dQ^2 dy} = Ar_A(x, Q^2) \frac{d^2\sigma^{\ell N}}{dQ^2 dy}, \quad (17)$$

где $N_0 = N_A/A$ — число ядер в 1 г вещества; $r_A(x, Q^2)$ — отношение структурной функции связанного в ядре нуклона к структурной функции свободного нуклона (см. п. 2.4). Коэффициент энергетических потерь в веществе (доля средней энергии, потерянной лептоном при прохождении слоя $h = 1$ г/см²) есть интеграл от спектра:

$$b_n(E) \equiv -\frac{1}{E} \frac{dE}{dh} = \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \Phi_n(E, y) dy. \quad (18)$$

2.1. Мягкие процессы. Сечение неупругого рассеяния неполяризованного заряженного лептона на неполяризованном нуклоне в однофотонном приближении можно записать (см., например, [1, 20]) через электромагнитные структурные функции мишени \mathcal{W}_1 и \mathcal{W}_2 :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 E} \left[\left(\frac{Q^2}{2} - m_\ell^2 \right) \mathcal{W}_1 + \left(E^2(1-y) - \frac{Q^2}{4} \right) \mathcal{W}_2 \right], \quad (19)$$

где $\alpha \simeq 1/137$ — постоянная тонкой структуры. В модели фотоядерного взаимодействия [21] сечение рассеяния определяется сечениями поглощения виртуальных фотонов с поперечной σ_T и продольной σ_L поляризациями:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dy} = \frac{\alpha E}{\pi} (\Gamma_T \sigma_T + \Gamma_L \sigma_L) = \frac{\alpha E}{\pi} \Gamma_T (\sigma_T + \epsilon \sigma_L) = \frac{\alpha E}{\pi} \Gamma_T \sigma_c(Q^2, \nu), \quad (20)$$

где Γ_T и Γ_L — «потoki» поперечно- и продольно-поляризованных виртуальных фотонов

$$\Gamma_T = \frac{\omega}{Q^2(Q^2 + \nu^2) E^2} \left[E(E - \nu) + \frac{\nu^2}{2} \left(1 - \frac{2m_\ell^2}{Q^2} \right) + \frac{Q^2}{4} - m_\ell^2 \right], \quad (21)$$

$$\Gamma_L = \frac{\omega}{Q^2(Q^2 + \nu^2) E^2} \left[E(E - \nu) - \frac{Q^2}{4} \right], \quad (22)$$

$\epsilon = \Gamma_L/\Gamma_T$ — степень продольной поляризации, а $\sigma_c(Q^2, \nu) = \sigma_T + \epsilon \sigma_L$ — сечение комптоновского рассеяния виртуального фотона. Здесь ω имеет смысл энергии, которую должен иметь реальный фотон в лабораторной системе, чтобы создать такое же конечное адронное состояние с инвариантной массой W , которое создает виртуальный фотон с 4-импульсом q , поглощенный покоящимся нуклоном:

$$\omega = \frac{W^2 - M^2}{2M} = \nu - \frac{Q^2}{2M} = \nu(1-x) \xrightarrow{Q^2 \rightarrow 0} \nu. \quad (23)$$

(В самом деле: $p_\gamma = (\omega, \mathbf{k}_\gamma)$, $p = (M, 0)$ и $(p_\gamma + p)^2 = W^2$, то есть $2M\omega + M^2 = W^2$.)

То есть структурные функции определяются сечениями σ_T и σ_L в этой идеологии:

$$\mathcal{W}_1 = \frac{\omega}{4\pi^2\alpha} \sigma_T, \quad \mathcal{W}_2 = \frac{\omega}{4\pi^2\alpha} \left(\frac{Q^2}{Q^2 + \nu^2} \right) (\sigma_T + \sigma_L). \quad (24)$$

Вводя безразмерные структурные функции $F_1 = M\mathcal{W}_1$ и $F_2 = \nu\mathcal{W}_2$, сечение (19) можно записать в виде

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{yQ^4} \left[\left(1 - y - \frac{Q^2}{4E^2}\right) F_2 + \left(1 - \frac{2m_\ell^2}{Q^2}\right) y^2 x F_1 \right]. \quad (25)$$

Кроме того, для записи дифференциального сечения рассеяния лептона используют также наборы (F_2, R) или (F_2, F_L) :

$$R(x, Q^2) \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \left(1 + \frac{Q^2}{\nu^2}\right) \frac{F_2}{2xF_1} - 1 = \frac{F_L}{2xF_1}, \quad (26)$$

где $F_L(x, Q^2)$ — структурная функция, отвечающая взаимодействию продольно-поляризованного виртуального фотона:

$$F_L(x, Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{\nu^2}\right) F_2 - 2xF_1 = \frac{Q^2[1 - Q^2/(2M\nu)]}{4\pi^2\alpha} \sigma_L. \quad (27)$$

Для расчета сечения рассеяния заряженного лептона на ядре при малых виртуальностях ($Q^2 < 0,1$ ГэВ²) мы использовали результаты модели ОВД [2, 3]:

$$\frac{d^2\sigma^{\ell A}}{dQ^2 dy} = \frac{\alpha E}{\pi} [\Gamma_T \sigma_T^A(\nu, Q^2) + \Gamma_L \sigma_L^A(\nu, Q^2)]. \quad (28)$$

Параметризация сечений поглощения на ядре виртуального фотона представлена в [3] для интервала $0 < Q^2 < 3$ ГэВ²:

$$\sigma_T^A(\nu, Q^2) = A\sigma_{\gamma N}(\nu) \left[\frac{0,75m_1^4}{(m_1^2 + Q^2)^2} G(z) + \frac{0,25m_2^2}{m_2^2 + Q^2} \right], \quad (29)$$

$$\sigma_L^A(\nu, Q^2) = \frac{1}{4} A\sigma_{\gamma N}(\nu) \left[\frac{0,75m_1^2 Q^2}{(m_1^2 + Q^2)^2} G(z) + \frac{0,25m_2^2}{Q^2} \ln \left(1 + \frac{Q^2}{m_2^2}\right) - \frac{0,25m_2^2}{m_2^2 + Q^2} \right]. \quad (30)$$

Здесь $\sigma_{\gamma N}(\nu) = 114,3 + 1,647 \ln^2(0,0213\nu)$ (мкб) — сечение фотопоглощения на нуклоне. Функция $G(z)$, зависящая от A , определяет эффекты затенения нуклонов в ядре:

$$r^A = \frac{\sigma_{\gamma A}}{A\sigma_{\gamma N}} = 0,75G(z) + 0,25, \quad z = 0,00282A^{1/3}\sigma_{\gamma N}(\nu)/(1 \text{ мкб}), \quad (31)$$

$$G(z) = \begin{cases} [z^2/2 - 1 + e^{-z}(1+z)] (3/z^3), & A > 1, \\ 1, & A = 1. \end{cases} \quad (32)$$

2.2. Полуясткие процессы. Для области $0,1 < Q^2 \leq 5$ ГэВ² мы используем параметризацию структурной функции нуклона F_2 , полученную в реджевской модели СКМТ [15, 16]:

$$F_2(x, Q^2) = F_S(x, Q^2) + F_{NS}(x, Q^2). \quad (33)$$

Первое слагаемое в (33) (синглетный вклад)

$$F_S(x, Q^2) = Ax^{-\Delta(Q^2)}(1-x)^{n(Q^2)+4} \left(\frac{Q^2}{Q^2 + a} \right)^{1+\Delta(Q^2)} \quad (34)$$

отвечает вкладу надкритического померона с пересечением $\alpha_P = 1 + \Delta$ — феноменологического эквивалента взаимодействия морских кварков и глюонов с малыми x . Учет разрезов приводит к зависимости Δ от Q^2 , и при $x \rightarrow 0$

$$F_2(x, Q^2) \sim x^{-\Delta(Q^2)}, \quad \Delta(Q^2) = \Delta_0 \left(1 + \frac{\Delta_1 Q^2}{Q^2 + \Delta_2} \right). \quad (35)$$

Второе слагаемое (несинглетный вклад) в (33) соответствует реджеонам (ρ, ω, f, A_2) с пересечением $\alpha_R \sim 0,4-0,6$, которые определяют поведение валентных кварков при $x \rightarrow 0$:

$$F_{NS}(x, Q^2) = Bx^{1-\alpha_R}(1-x)^{n(Q^2)} \left(\frac{Q^2}{Q^2 + b} \right)^{\alpha_R}. \quad (36)$$

Параметр $n(Q^2)$ в (34) и (36), определяющий поведение структурной функции при $x \rightarrow 1$, задается функцией

$$n(Q^2) = \frac{3}{2} \left(1 + \frac{Q^2}{Q^2 + c} \right). \quad (37)$$

Используя распределения валентных u - и d -кварков, несинглетный вклад записывают в виде

$$F_{NS}(x, Q^2) = xU_V(x, Q^2) + xD_V(x, Q^2), \quad (38)$$

где

$$xU_V(x, Q^2) = B_u x^{1-\alpha_R} (1-x)^{n(Q^2)} \left(\frac{Q^2}{Q^2 + b} \right)^{\alpha_R}, \quad (39)$$

$$xD_V(x, Q^2) = B_d x^{1-\alpha_R} (1-x)^{n(Q^2)+1} \left(\frac{Q^2}{Q^2 + b} \right)^{\alpha_R}. \quad (40)$$

Значения параметров модели [16] приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры модели СКМТ [16]

A	a	Δ_0	Δ_1	Δ_2	c	b	α_R	B_u	B_d
0,1301	0,2628	0,09663	1,9533	1,1606	3,5489	0,3840	0,4150	1,1555	0,1722

Дифференциальное сечение рассеяния в переменных (Q^2, y) можно записать (см. (25), (26)) в виде

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{yQ^4} \left[1 - y - \frac{Q^2}{4E^2} + \frac{y^2 + Q^2/E^2}{2(1+R)} \left(1 - \frac{2m_\ell^2}{Q^2} \right) \right] F_2(x, Q^2). \quad (41)$$

Для вычисления $R(x, Q^2)$ в области $Q^2 \geq Q_0^2 = 1,4 \text{ ГэВ}^2$ используется параметризация, предложенная в работе [22]. При $Q^2 < Q_0^2$ следуем рецепту работы [10]:

$$R(x, Q^2) = R_{\text{GVDM}}(x, Q^2) = C(x) \frac{Q^2}{Q^2 + m_\rho^2}, \quad (42)$$

где m_ρ — масса ρ -мезона, а функция $C(x)$ определяется условием нормировки при $Q^2 = Q_0^2$:

$$R_{\text{GVDM}}(x, Q_0^2) = R(x, Q_0^2), \quad (43)$$

функция $R(x, Q_0^2)$ вычисляется по формулам, приведенным в работе [22].

2.3. Глубоконеупругое рассеяние. Для жестких процессов ($Q^2 > 5 \text{ ГэВ}^2$) сечение рассеяния неполяризованного лептона на неполяризованном нуклоне с учетом массы лептона запишем в виде (см. [23, 24])

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{yQ^4} \left[\left(1 - y - \frac{Q^2}{4E^2} + \frac{y^2}{2} \left(1 - \frac{2m_\ell^2}{Q^2} \right) \right) F_2^{\text{NC}} \pm \left(\frac{y^2}{2} - y \right) x F_3^{\text{NC}} \right], \quad (44)$$

где мы положили $R = Q^2/(Ey)^2$ (что отвечает соотношению Каллана–Гросса). Знаки « \pm » отвечают ℓ^\pm ($\ell = \mu, \tau$). В формулах (44) использованы следующие обозначения:

$$F_2^{\text{NC}}(x, Q^2) = F_2^\gamma - g_V^\ell \eta_{\gamma Z} F_2^{\gamma Z} + \left(g_V^{\ell^2} + g_A^{\ell^2} \right) \eta_{\gamma Z}^2 F_2^Z, \quad (45)$$

$$F_3^{\text{NC}}(x, Q^2) = -g_A^\ell \eta_{\gamma Z} F_3^{\gamma Z} + 2g_V^\ell g_A^\ell \eta_{\gamma Z}^2 F_3^Z. \quad (46)$$

Здесь $\eta_{\gamma Z}$ — отношение пропагаторов Z -бозона и фотона:

$$\eta_{\gamma Z} = \frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} = \frac{1}{\sin^2 \theta_W} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2}; \quad (47)$$

G_F — константа Ферми; M_Z — масса Z -бозона; $g_V^\ell = -0,5 + 2 \sin^2 \theta_W$; $g_A^\ell = -0,5$ — векторная и аксиальная константы связи лептона; θ_W — угол Вайнберга. Структурные функции F_2^Z и F_3^Z представляют вклад слабого нейтрального тока, $F_2^{\gamma Z}$ и $F_3^{\gamma Z}$ учитывают интерференцию электромагнитного и слабого токов. В кварк-партонной модели структурные функции F_2, F_3 связаны [23] с плотностями $q(x, Q^2)$ ($q = u, c, t$ и d, s, b):

$$\left[F_2^\gamma, F_2^{\gamma Z}, F_2^Z \right] = x \sum_q \left[e_q^2, 2e_q g_V^q, g_V^{q^2} + g_A^{q^2} \right] (q + \bar{q}), \quad (48)$$

$$\left[F_3^{\gamma Z}, F_3^Z \right] = 2 \sum_q \left[e_q g_A^q, g_V^q g_A^q \right] (q - \bar{q}), \quad (49)$$

где $g_V^q = \pm 0,5 - 2e_q \sin^2 \theta_W$ и $g_A^q = \pm 0,5$ (знак «+» отвечает верхним кваркам, $e_q = 2/3$).

2.4. Ядерные эффекты. Отличие структурной функции свободных нуклонов F_2 от структурной функции F_2^A связанного нуклона, обнаруженное экспериментально (см. [25]), свидетельствует о внутриядерном изменении кварковых распределений нуклона — появлении многокварковых конфигураций, усилении вклада морских кварков и других динамических проявлениях.

Количественно влияние ядра на структурные функции нуклона характеризует отношение $r_A(x, Q^2) = F_2^A/F_2^d$, где F_2^A, F_2^d — структурные функции нуклона в ядре A и дейтроне. Если пренебречь ядерными эффектами в дейтроне, то F_2^d можно отождествить с усредненной по изоспину структурной функцией нуклона $F_2^N = (F_2^p + F_2^n)/2$. Наблюдаемое на эксперименте поведение r_A таково [25, 26]: 1) $r_A < 1$ для $x < 0,1$ — эффект затенения нуклонов (усиливающийся с ростом A , слабо зависящий от Q^2 и почти не зависящий от x при $x < 10^{-3}$); 2) рост отношения до значений $r_A > 1$ при $x \sim 0,1-0,2$ —

эффект, который называют антиэкранированием (почти не зависит от Q^2); 3) уменьшение r_A при $0,3 < x < 0,6$ и достижение минимума при $x = 0,6$; 4) рост отношения до $r_A > 1$ при $x > 0,6$ — эффекты связанного состояния нуклонов. Поведение r_A при $0,2 < x < 0,8$ обычно называют ЕМС-эффектом. Область $x > 0,8$, в которой $r_A > 1$, считают областью ферми-движения.

Упрощенную картину ядерных эффектов можно представить так (см. [27–32]). При малых x характерный продольный размер (в л. с.) области взаимодействия (размер партонной флуктуации) $z_I \sim \nu/Q^2 = 1/(2Mx)$ велик по сравнению со средним межнуклонным расстоянием в ядре $\bar{r}_{NN} \sim 1/m_\pi$. Малость отношения $\bar{r}_{NN}/z_I = 2Mx/m_\pi$ можно записать как условие $x \ll x_c$, где $x_c = m_\pi/2M \simeq 0,07$ — масштаб бьеркеновской переменной, разделяющий области когерентного ($x < x_c$) и некогерентного ($x \gtrsim x_c$) рассеяния. Для $x \ll x_c$ взаимодействие виртуального фотона «растягивается» во времени и в продольном направлении: фотон рождает вне ядра пару кварк–антикварк, формирующую кварк–глюонную конфигурацию, которая когерентно (во взаимодействии участвуют несколько нуклонов сразу) рассеивается на нуклонах, что приводит к A^α -зависимости сечения поглощения виртуального γ -кванта ядром и к эффекту экранирования: $\alpha < 1$, $r^A < 1$. При $x > x_c$ взаимодействие качественно другое: время жизни виртуального фотона мало, продольный размер области рассеяния меньше межнуклонных расстояний в ядре, поэтому взаимодействие некогерентно, то есть $\sigma_{\gamma^*A} \sim A\sigma_{\gamma^*N}$, и с ростом x величина r_A растет, достигая значений $r_A > 1$ (антиэкранировка). Механизм антиэкранирования, предсказанного на основе правил сумм для импульсов кварков (см. [28]), связан с процессами слияния партонов разных нуклонов в ядре, которые подавлены в жестких процессах, но могут давать вклад при низких Q^2 .

Наблюдающееся при $0,3 \gtrsim x < 0,6$ уменьшение и последующий рост структурной функции F_2 при $x \rightarrow 1,0$ обусловлены как кинематическими эффектами внутреннего движения связанных нуклонов — распределениями по энергии и импульсу, так и возможным изменением внутренних свойств нуклона (например, его размера) — то есть динамическими модификациями партонной структуры. Связанность нуклона в ядре наиболее заметно влияет на структурную функцию в области $x \sim 0,5$, как было показано в работе [31]: эффект связанного состояния нуклона нарушает правило сумм — импульс кварков в ядре становится отличным от суммы импульсов кварков в нуклонах ядра. Степень нарушения правила сумм определяется энергией связи, приходящейся в среднем на нуклон в ядре (учет этого фактора приводит к уменьшению структурной функции связанного нуклона по сравнению со свободным нуклоном и уменьшению r_A), и средней кинетической энергией нуклона — эффект ферми-движения, приводящего к сильному росту r_A при больших x [30]. Заметим, что в ядре, в отличие от свободного нуклона, возможны конфигурации с $x > 1,0$ (см. [26, 30]).

Для учета ядерных эффектов в расчете структурных функций прибегают к эмпирическим и феноменологическим схемам (см. обзоры эксперимента и теории в работах [25, 26, 30, 32]). Плохо изученное поведение структурных функций нуклонов в ядре в области малых x является, по-видимому, источником самых больших неопределенностей расчета энергетических потерь заряженных лептонов в процессах неупругого рассеяния на ядрах. В настоящей работе функция $r_A(x)$ рассчитана с использованием параметризаций, взятых из работ [19] (см. также [10]).

Для интервала $10^{-3} \leq x \leq 0,3$

$$r_A(x) = x^{m_1} (1 + m_2) (1 - m_3 x), \quad (50)$$

где $m_i = M_i (1 - A_S/A)$, а $M_1 = 0,129$, $M_2 = 0,456$, $M_3 = 0,553$ — нормировочные параметры. Число нуклонов A_S на поверхности ядра оценивается с помощью потенциала Вудса–Саксона:

$$A_S = \rho_0 \int_{r_0}^{\infty} \frac{4\pi r^2 dr}{1 + \exp[(r - r_0)/a]}, \quad (51)$$

где $\rho_0 = 0,17 \text{ фм}^{-3}$ — плотность нуклонов в центральной области ядра; $a = 0,54 \text{ фм}$ — поверхностный коэффициент диффузии; $r_0(A) = 1,12A^{1/3} - 0,86A^{-1/3}$ — радиус ядра.

В области $x > 0,3$

$$r^A(x) = 1 - m_b(A)(1 - 0,5x) \left[\frac{1}{1-x} - \frac{1}{1-x_2} - \frac{m_\pi}{M} \left(\frac{1}{(1-x)^2} - \frac{1}{(1-x_2)^2} \right) \right], \quad (52)$$

где $m_b(A) = 0,473(1 - A_S/A)$, $x_2 = 0,278$.

При $x_0 < x < 10^{-3}$ для вычисления r_A используется та же формула (50), а граница x_0 определяется [10] выражением

$$x_0 = \left[\frac{0,75 G(z) + 0,25}{1 + m_2} \right]^{1/m_1}, \quad (53)$$

где $G(z)$ дается формулой (32). При $x < x_0$ предполагается $r_A(x) = 0,75 G(z) + 0,25$. Считается, что ядерные эфеты одинаково затрагивают структурные функции F_1 и F_2 , поэтому величина $R(x, Q^2)$ в (41) не зависит от A .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Первым тестом является сравнение расчета структурных функций с данными экспериментов EMC [33], SLAC [34], NMC [35], E665 [36], H1 [37], ZEUS [38–40]. На рис. 2–4 приведены результаты расчета $F_2(x, Q^2)$ в моделях ОВД [2], СКМТ [16], а для больших Q^2 — на основе партонных распределений СТЕQ5 [17] и MRST [18]. Для $Q^2 < 0,1 \text{ ГэВ}^2$ результаты работ [3] и [16] практически совпадают в области малых x и отличаются при $x > 10^{-2}$ (рис. 2). При $Q^2 \geq 0,3 \text{ ГэВ}^2$ параметризация [3] для значений $x < 10^{-4}$ явно не подтверждается данными экспериментов. Для умеренных Q^2 (рис. 3) параметризация СКМТ, удовлетворительно согласуясь с экспериментом, существенно отличается от результата [3] во всей области x .

Вклад слабого тока в структурную функцию $F_2^{\text{NC}}(x, Q^2)$ показан на рис. 5. Электромагнитная структурная функция F_2^γ (штриховая линия) сколь-нибудь заметно отличается от полной F_2^{NC} (сплошная линия) только при малых x и очень больших Q^2 . На рис. 6 приведена структурная функция $x F_3$, рассчитанная с помощью партонных распределений набора СТЕQ6. Расчет удовлетворительно согласуется с данными экспериментов H1 [41] и ZEUS [42] по рассеянию электронов на протонах.

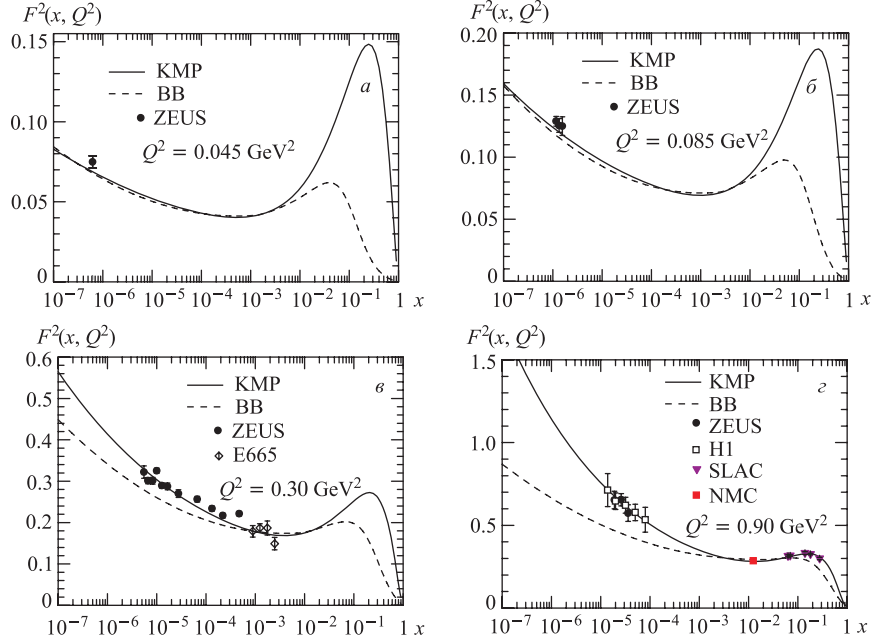


Рис. 2. Структурная функция $F_2(x, Q^2)$ в области небольших Q^2 . Кривые — расчет с параметризациями из работ [16] (KMP) и [3] (BB)

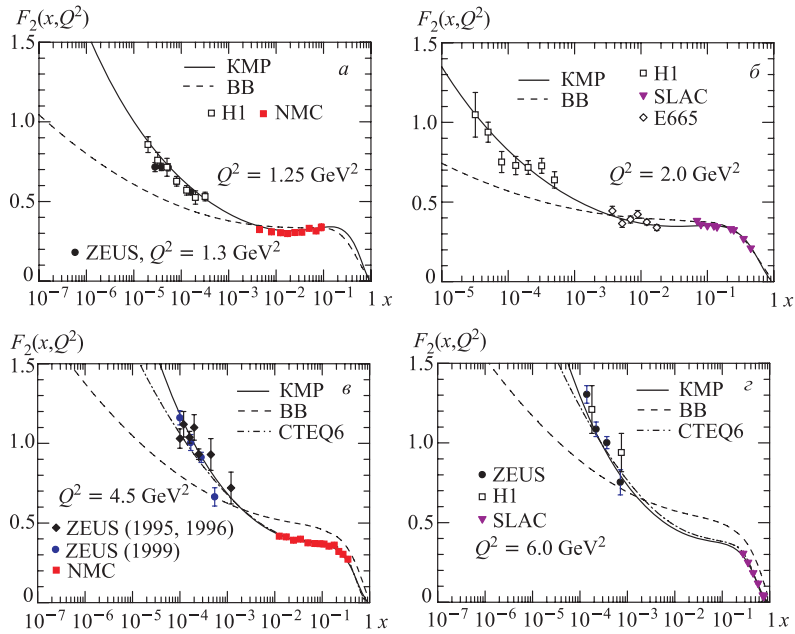


Рис. 3. $F_2(x, Q^2)$ в области $1 < Q^2 \leq 6 \text{ ГэВ}^2$. Штрихпунктирные кривые — расчет с использованием партонных распределений СТЕQ6 [17]

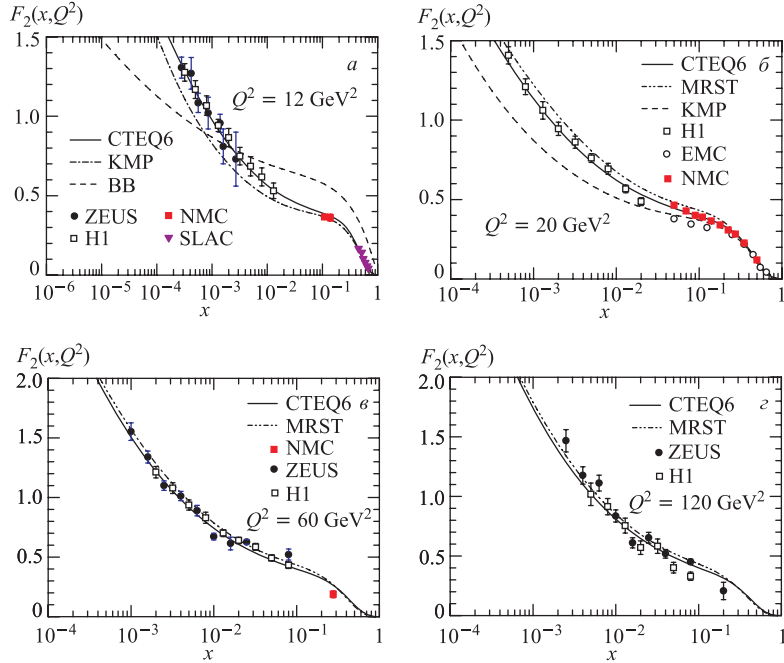


Рис. 4. $F_2(x, Q^2)$ в области глубоконеупругого рассеяния. Штрихпунктирные кривые — расчет с использованием партонных распределений MRST2001 [18]

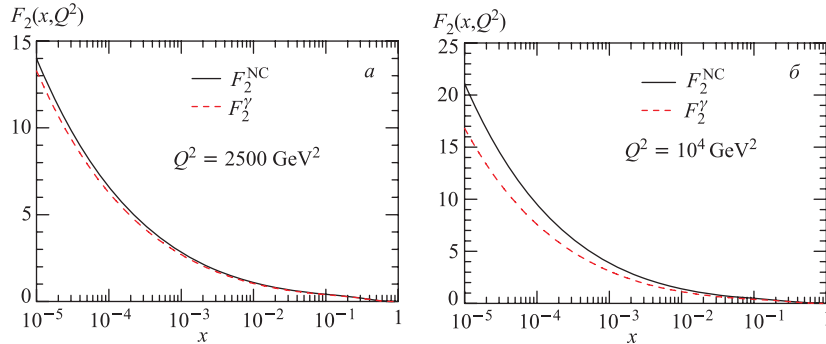


Рис. 5. Вклад слабого тока в структурную функцию $F_2^{\text{NC}}(x, Q^2)$

На рис. 7 показано отношение $r_A = F_2^A/F_2^d$ как функция x , рассчитанное по формулам (50)–(52) для ядер лития, углерода, кальция и железа (сплошные линии); символами представлены данные экспериментов ЦЕРН по рассеянию мюонов на ядрах BCDMS [43], EMC [44], NMC [45] и данные SLAC [46] по рассеянию электронов на ядрах. Для сравнения показаны также параметризация из работы [9] (штриховая линия), неплохо согласующаяся с данным расчетом, и результат, полученный с использованием аппроксимации [3] для нескольких значений Q^2 (штрихпунктирные кривые). В последнем случае заметна Q^2 -зависимость отношения r_A .

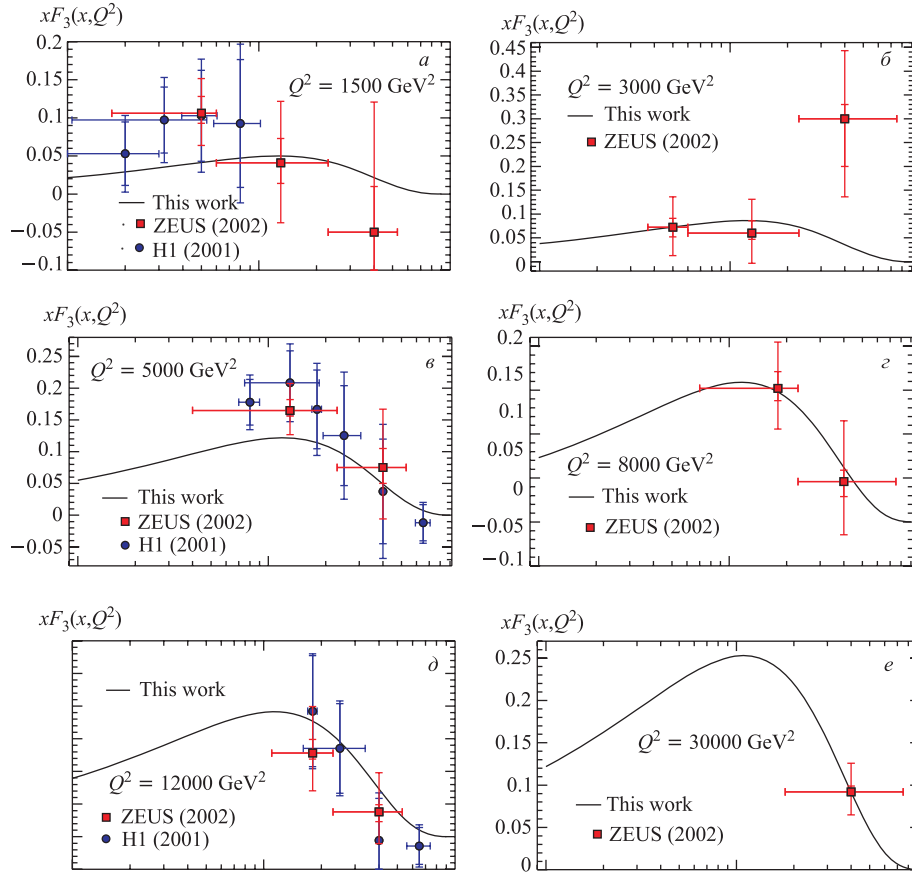


Рис. 6. Структурная функция xF_3 при больших Q^2 . Кривые — расчет с использованием партонных распределений СТЕQ6 [17]

Результаты расчета дифференциальных сечений рассеяния электронов и позитронов на протоне при энергии $\sqrt{s} = 300, 320$ ГэВ приведены на рис. 8, 9 вместе с данными экспериментов H1 [41] и ZEUS [42, 47]. В целом расчет неплохо описывает эксперимент в довольно широком интервале значений Q^2 , а в области больших Q^2 правильно воспроизводится экспериментально наблюдаемое различие поведения сечений рассеяния электрона и позитрона. Пары близких кривых на рис. 9, б и в иллюстрируют едва заметные различия ($\sim 5\%$), вносимые набором партонных распределений СТЕQ6 и MRST (тонкими линиями представлен расчет с функциями MRST).

Спектры энергетических потерь мюонов и τ -лептонов в стандартном грунте ($A = 22$), рассчитанные в рамках нескольких моделей для двух значений энергии 100 ТэВ и 100 ПэВ, приведены на рис. 10. Здесь сплошными линиями представлен расчет 2K-модели, штрихпунктирными кривыми — 3K-модель, пунктирными — расчет с использованием аппроксимации сечения $d\sigma^{\ell A}/dy$ из работы [11], штриховыми — модель ОВД [3]. При $E > 10^5$ ГэВ существуют заметные отличия расчета в моделях 3K (2K) от резуль-

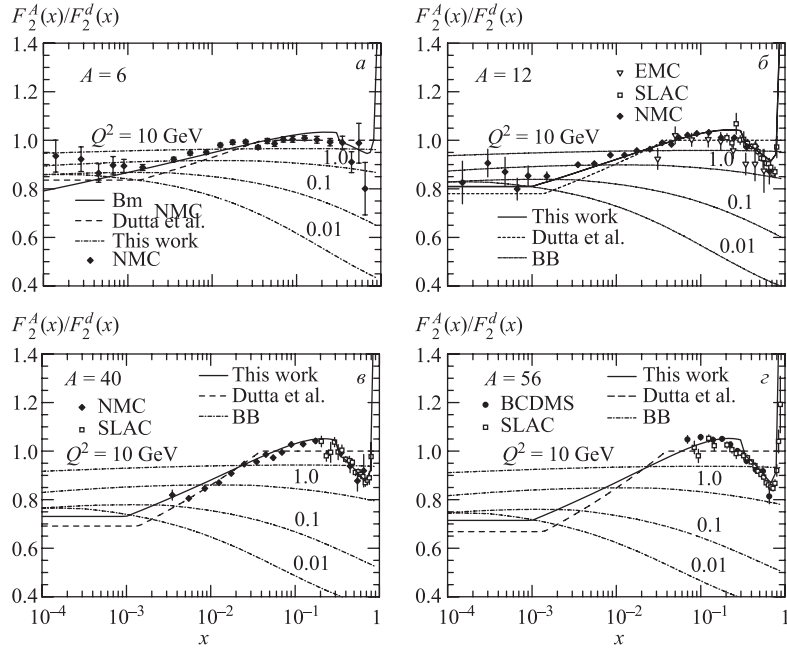


Рис. 7. Отношение структурных функций $r_A = F_2^A/F_2^d$. Штриховые кривые — параметризация из работы [9] (Dutta et al.); штрихпунктирные — реконструкция на основе параметризации из работы [3] (BB). Цифры у последних — значения Q^2 в ГэВ^2

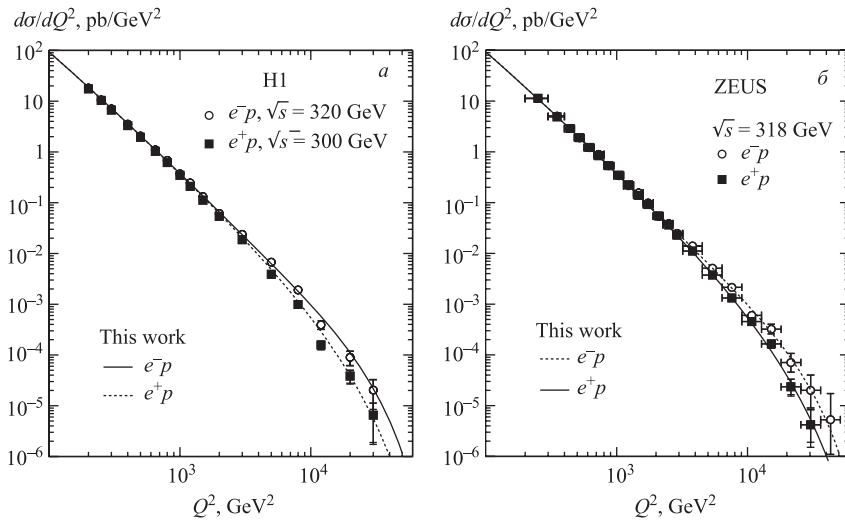


Рис. 8. Дифференциальные сечения $d\sigma/dQ^2$ $e^\pm p$ -рассеяния

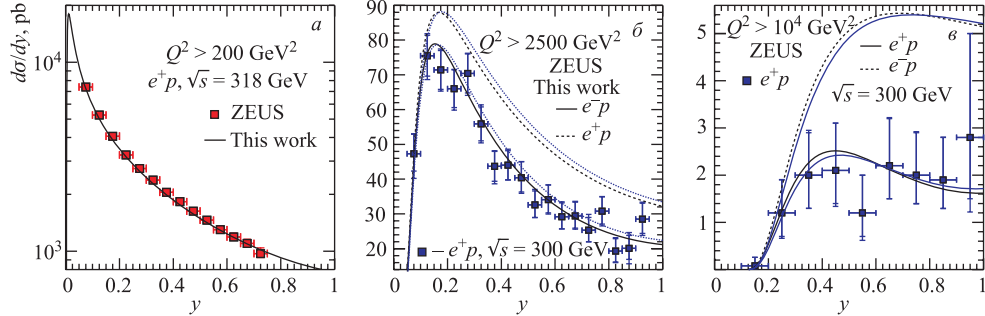


Рис. 9. Дифференциальные сечения $d\sigma/dy$ $e^\pm p$ -рассеяния

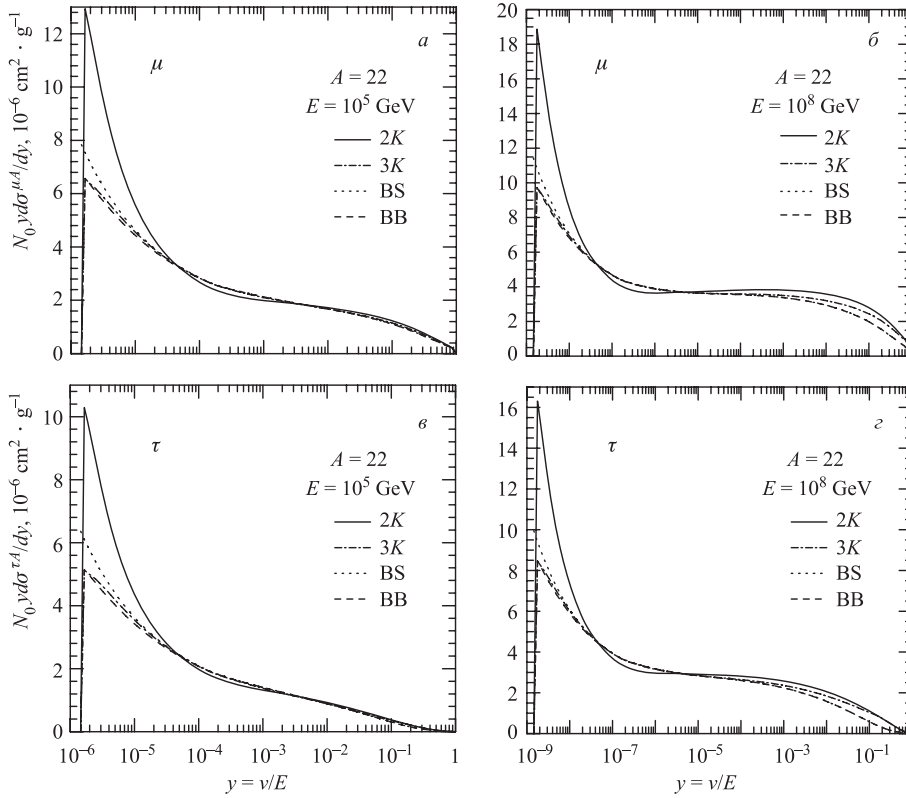
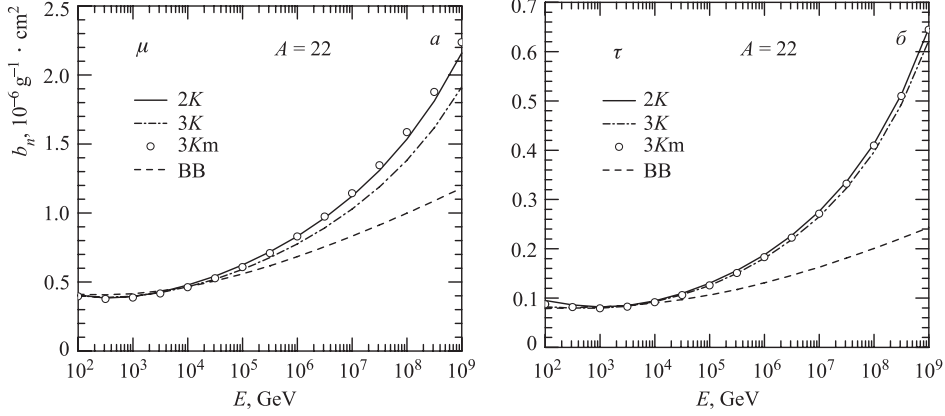
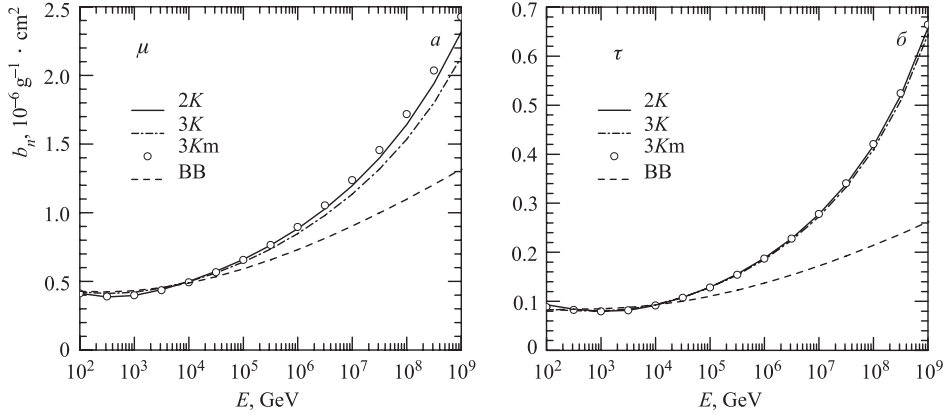


Рис. 10. Спектры энергетических потерь мюонов (а, б) и тау-лептонов (в, з) в грунте, рассчитанные для энергий 100 ТэВ и 100 ПэВ. Пунктирные линии — аппроксимация из работы [11] (BS); штриховые — модель ОВД [3] (BB)

тата [3] не только при $y \ll 1$, но и в области $y > 10^{-3}$, наиболее значимой при расчете энергетических потерь лептона в веществе.

На рис. 11 и 12 показаны энергетические потери в грунте и воде в процессах неупругого рассеяния мюонов и τ -лептонов на ядрах, рассчитанные в 2K- и 3K-моделях

Рис. 11. Энергетические потери мюонов и τ -лептонов в грунтеРис. 12. Энергетические потери мюонов и τ -лептонов в воде

(обозначения, как на рис. 10). Символами показан расчет для модифицированного варианта 3K-модели (3Km), в котором ядерные эффекты в области $Q^2 < 0,1$ ГэВ² учтены не по формуле (31) модели ОВД [3], а согласно параметризации (50)–(53). Основной вклад в коэффициент энергетических потерь дает область $y > 0,01$, отвечающая малым x , где для сравнительно небольших Q^2 значения структурных функций F_2 в моделях ОВД [3] и СКМТ [16] близки. Следовательно, наблюдаемые на рис. 11, 12 отличия двух версий 3K-модели (штрихпунктирная кривая и символы) обусловлены различным учетом ядерных эффектов в моделях СКМТ и ОВД (см. рис. 7).

Для стандартного грунта зависимость от энергии коэффициентов энергетических потерь в лептон-ядерном рассеянии на интервале 10^2 – 10^9 ГэВ можно аппроксимировать формулой ($\ell = \mu, \tau$)

$$b_n^{(\ell)}(E) = (c_0 + c_1\eta + c_2\eta^2 + c_3\eta^3 + c_4\eta^4) \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\Gamma, \quad \eta = \lg(E/1 \text{ ГэВ}); \quad (54)$$

$$\mu: \quad c_0 = 0,98711, \quad c_1 = -0,56840, \quad c_2 = 0,17677, \quad c_3 = -0,02114, \quad c_4 = 0,00112;$$

$$\tau: \quad c_0 = 0,33247, \quad c_1 = -0,22283, \quad c_2 = 0,06811, \quad c_3 = -0,00873, \quad c_4 = 0,00048.$$

Для рассеяния в воде коэффициенты аппроксимации (54) для мюона и тау-лептона принимают следующие значения:

$$\begin{aligned} \mu : c_0 &= 1,06416, c_1 = -0,64629, c_2 = 0,20394, c_3 = -0,02465, c_4 = 0,00133; \\ \tau : c_0 &= 0,35697, c_1 = -0,24437, c_2 = 0,07403, c_3 = -0,00940, c_4 = 0,00051. \end{aligned}$$

В табл. 2 приведены предсказания моделей 2K (первый столбец) и 3K (цифры в скобках) для коэффициентов энергетических потерь мюонов и τ -лептонов в неупругом рассеянии на ядрах в грунте, а также результаты других недавних расчетов [9–11, 14]. Для очень высоких энергий наши результаты существенно отличаются от предсказаний [11] и [14] для $b_n^{(\mu)}$. Кроме того, в работе [14] предсказывается самый быстрый рост коэффициентов $b_n^{(\ell)}(E)$.

Таблица 2. Энергетические потери мюонов и τ -лептонов в грунте

E, ГэВ	$b_n^{(\ell)}(E), 10^{-6} \text{ см}^2 \cdot \text{Г}^{-1}$				
	Данная работа 2K (3K)	[9]	[10]	[11]	[14]
Мюон					
10^5	0,62 (0,59)	0,60	0,68	0,70	0,70
10^6	0,82 (0,78)	0,80	0,88	1,08	1,00
10^8	1,53 (1,38)	1,50	—	2,25	2,50
10^9	2,16 (1,91)	2,15	—	3,10	4,00
τ -лептон					
10^5	0,13 (0,13)	0,12	—	0,14	0,12
10^6	0,19 (0,18)	0,18	—	0,21	0,20
10^8	0,41 (0,40)	0,40	—	0,50	0,60
10^9	0,65 (0,62)	0,60	—	0,72	1,30

Рис. 13, 14 иллюстрируют вклад слабого нейтрального тока в энергетические потери мюона и τ -лептона в воде. Эффект мал ($\sim 10^{-4}$), но различия между лептоном и анти-лептоном, а также между мюоном и τ -лептоном видны совершенно отчетливо.

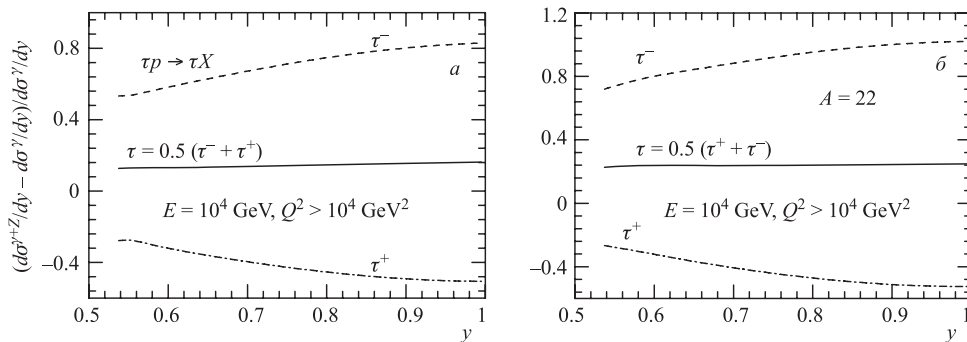


Рис. 13. Вклад нейтрального тока в рассеяние τ^{\pm} -лептонов с энергией 10 ТэВ и $Q^2 > 10^4 \text{ ГэВ}^2$ на протонах (а) и ядрах ($A = 22$) (б)

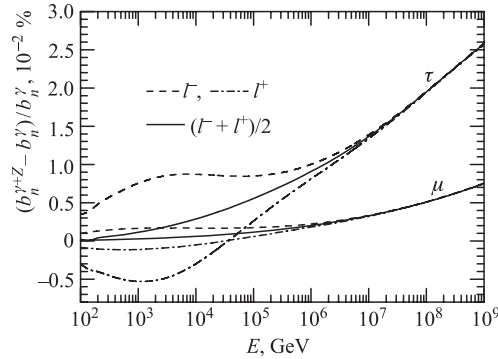


Рис. 14. Вклад слабого нейтрального тока в энергетические потери лептонов в воде

С ростом энергии различие сечений рассеяния неполяризованных лептонов и антилептонов, обусловленное вкладом структурной функции F_3^{NC} , исчезает, поскольку F_3^{NC} пропорциональна разности кварковых и антикварковых распределений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках $2K$ - и $3K$ -версий составной модели выполнен расчет сечений неупругого рассеяния неполяризованных заряженных лептонов на нуклоне, получены спектры и коэффициенты энергетических потерь в лептон-ядерных взаимодействиях в грунте и воде в интервале энергий 10^2 – 10^9 ГэВ. Сравнение расчета сечений глубоконеупругого $e^\pm p$ -рассеяния с данными экспериментов на коллайдере HERA позволяет заключить, что эта модель хорошо описывает измерения в широком диапазоне значений Q^2 .

Расчет спектров и коэффициентов потерь энергии $b_n^{(\ell)}$ в неупругом рассеянии мюонов и тау-лептонов в грунте и воде показал, что результат скорее чувствителен к схеме учета ядерных эффектов, чем к деталям поведения электромагнитных структурных функций при малых виртуальностях. Учет слабого нейтрального тока практически не сказывается ($\sim 10^{-4}$) на величине энергетических потерь в неупругих лептон-ядерных взаимодействиях.

При энергиях до 100 ТэВ результаты недавних работ практически совпадают, но предсказанное поведение $b_n^{(\ell)}(E)$ с ростом энергии в этих работах заметно различается. Если в работах [9, 10] и настоящем расчете значения $b_n^{(\mu)}$ численно близки (в пределах $\sim 10\%$) вплоть до 100 ПэВ, то в моделях [11] и [14] предсказан заметно более быстрый рост этого коэффициента. Особенно сильный рост коэффициентов $b_n^{(\mu)}(E)$ и $b_n^{(\tau)}(E)$ в модели [14] приводит при $E = 100$ ПэВ к величинам, в два раза превосходящим расчет настоящей работы. Причины такого различия пока неясны, но возможным его источником является поведение партонных распределений при малых бьеркеновских x .

Авторы благодарят Э. В. Бугаева и В. А. Наумова за обсуждение вопросов, затронутых в работе. Работа поддержана грантом НШ-5362.2006.2 государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Badelek B., Kwiecinski J.* The Low- Q^2 , Low- x Region in Electroproduction // *Rev. Mod. Phys.* 1996. V. 68, No. 2. P. 445–471.
2. *Безруков Л. Б., Бугаев Э. В.* Неупругое рассеяние мюонов на нуклонах в дифракционной области // *ЯФ.* 1980. Т. 32, вып. 6. С. 1636–1645.
3. *Безруков Л. Б., Бугаев Э. В.* Эффекты затенения нуклонов в фотон-ядерных взаимодействиях // *ЯФ.* 1981. Т. 33, вып. 5. С. 1195–1207.
4. *Groom D. E., Mokhov N. V., Striganov S. I.* Muon Stopping Power and Range Tables 10 MeV–100 TeV // *At. Dat. Nucl. Dat. Tab.* 2001. V. 78, No. 2. P. 183–356;
Lohmann W., Kopp R., Voss R. Energy Loss of Muons in the Energy Range 1–10000 GeV. CERN Preprint 85-03. Geneva, 1985. 29 p.
5. *Бугаев Э. В., Наумов В. А., Синеговский С. И.* Взаимодействия мюонов сверхвысоких энергий и их потоки на больших глубинах // *ЯФ.* 1985. Т. 41, вып. 2. С. 383–394;
Naumov V. A., Sinegovsky S. I., Bugaev E. V. A New Method for Calculating the Energy Spectrum of Cosmic-ray Muons under Thick Layers of Matter // *ЯФ.* 1994. Т. 57, вып. 2. С. 439–451; hep-ph/9301263.
6. *Bugaev E. V. et al.* Atmospheric Muon Flux at Sea Level, Underground and Underwater // *Phys. Rev. D.* 1998. V. 58. P. 054001; hep-ph/9803488.
7. *Sinegovskaya T. S., Sinegovsky S. I.* Prompt Muon Contribution to the Flux Underwater // *Phys. Rev. D.* 2001. V. 63. P. 096004; hep-ph/0007234.
8. *Misaki A. et al.* Fluxes of Atmospheric Muons Underwater Depending on the Small- x Gluon Density // *J. Phys. G.* 2003. V. 29. P. 387–394; hep-ph/0302183.
9. *Dutta S. I. et al.* Propagation of Muons and Taos at High Energies // *Phys. Rev. D.* 2001. V. 63. P. 094020.
10. *Butkevich A. V., Mikheyev S. P.* The Cross-section of Muon–Nuclear Inelastic Interaction // *ЖЭТФ.* 2002. Т. 122, вып. 1. С. 17–32.
11. *Bugaev E. V., Shlepin Yu. V.* Photonuclear Interaction of High Energy Muons and Tau-leptons // *Phys. Rev. D.* 2003. V. 67. P. 034027; hep-ph/0203096 v5.
12. *Кузьмин К. С., Лохтин К. С., Синеговский С. И.* Неупругое рассеяние заряженных лептонов на ядрах // Взаимодействие полей и излучений с веществом: Тр. Междунар. Байкальской шк. по фундаментальной физике. Иркутск, 2004. С. 220–222;
Kuzmin K. S., Lokhtin K. S., Sinegovsky S. I. Charged Lepton–Nucleus Inelastic Scattering at High Energies. // *Intern. J. Mod. Phys. A.* 2005. V. 20. P. 6956–6958; hep-ph/0412377.
13. *Kochanov A. A., Lokhtin K. S., Sinegovsky S. I.* Energy Loss of Muons and Taos through Inelastic Scattering on Nuclei // *Proc. of the 29 ICRC. Pune, 2005.* V. 9. P. 69–72; hep-ph/0508306;
Лохтин К. С., Синеговский С. И. Энергетические потери мюонов и τ -лептонов высоких энергий в неупругом рассеянии на ядрах // *Изв. вузов. Физика.* 2006. Т. 49, вып. 3. С. 82–86.

14. Петрухин А. А., Тимашиков Д. А. Структурные функции протона во всей кинематической области // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 2241–2251;
Timashkov D. A., Petrukhin A. A. New Results on Muon Inelastic Cross Section and Energy Loss in Rock // Proc. of the 29 ICRC. Pune, 2005. V. 9. P. 89–92.
15. Capella A. et al. Structure Functions and Low x Physics // Phys. Lett. B. 1994. V. 337. P. 358–366; hep-ph/9405338.
16. Kaidalov A. B., Merino C., Pertermann D. On the Behavior of F_2 and Its Logarithmic Slopes // Eur. Phys. J. C. 2001. V. 20. P. 301–311; hep-ph/0004237.
17. Pumplin J. et al. New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis // JHEP. 2002. 07. 012; hep-ph/0201195.
18. Martin A. D. et al. MRST2001: Partons and Alpha(s) from Precise Deep Inelastic Scattering and Tevatron Jet Data // Eur. Phys. J. C. 2002. V. 23. P. 73–87; hep-ph/0110215.
19. Smirnov G. I. On the Universality of the x and A -Dependence of the EMC Effect and Its Relation to Distributions in Nuclei // Phys. Lett. B. 1995. V. 364. P. 87–92; hep-ph/9512204;
Smirnov G. I. Determination of the Pattern of Nuclear Binding from the Data on the Lepton–Nucleus Deep Inelastic Scattering // Eur. Phys. J. C. 1999. V. 10. P. 239–247; hep-ph/9901422.
20. Kokoulin R. P., Petrukhin A. A. Muon Interactions and Consequences in Underground Physics // Frontier Objects in Astrophysics and Particle Physics: Vulcano Workshop, Vulcano, 1996. Conf. Proc. V. 57. Bologna: 1997. P. 379–392.
21. Hand L. N. Experimental Investigation of Pion Electroproduction // Phys. Rev. 1963. V. 129, No. 4. P. 1834–1846.
22. Abe K. et al. (E143 Collab.). Measurements of $R = \sigma_L/\sigma_T$ for $0.03 < x < 0.1$ and Fit to World Data // Phys. Lett. B. 1999. V. 452. P. 194–200; hep-ex/9808028.
23. Anselmino M., Gambino P., Kalinowski J. Polarized Deep Inelastic Scattering at High Energies and Parity Violating Structure Functions // Z. Phys. C. 1994. Bd. 64. S. 267–273;
Anselmino M., Efremov A., Leader E. The Theory and Phenomenology of Polarized Deep Inelastic Scattering // Phys. Rep. 1995. V. 261. P. 1–124; hep-ph/9501369; Erratum // Phys. Rep. 1997. V. 281. P. 399–400.
24. Eidelman S. et al. Review of Particle Physics // Phys. Lett. B. 2004. V. 592. P. 1–1070.
25. Arneodo M. Nuclear Effects in Structure Functions // Phys. Rep. 1994. V. 240. P. 301–393.
26. Geesaman D. F., Saito K., Thomas A. W. The Nuclear EMC Effect // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1995. V. 45. P. 337–390.
27. Иоффе Б. Л., Лунатов Л. Н., Хозе В. А. Глубоконеупругие процессы. Феноменология. Кварк-партоновая модель. М.: Энергоатомиздат, 1983. 264 с.
28. Николаев Н. Н. Кварки во взаимодействиях лептонов, фотонов и адронов высокой энергии с ядрами // УФН. 1981. Т. 134. С. 370–430.
29. Левин Е. М., Рыскин М. Г. Глубоконеупругое рассеяние на ядрах при малых x // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 472–484;
Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. Эффект EMC, антиэкранировки и точноподобные конфигурации в нуклонах // Там же. С. 485–497.

30. Piller G., Weise W. Nuclear Deep-inelastic Lepton Scattering and Coherence Phenomena // Phys. Rep. 2000. V. 330. P. 1–94.
31. Akulinichev S. V. et al. Lepton–Nucleus Deep-inelastic Scattering // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2239–2241.
32. Kulagin S. A., Petti R. Global Study of Nuclear Structure Functions // Nucl. Phys. A. 2006. V. 765. P. 126–187; hep-ph/0412425.
33. Aubert J. J. et al. (European Muon Collab.). A Detailed Study of the Proton Structure Functions in Deep Inelastic Muon–Proton Scattering // Nucl. Phys. B. 1985. V. 259. P. 189–265.
34. Whitlow L. W. et al. Precise Measurements of the Proton and Deuteron Structure Functions from a Global Analysis of the SLAC Deep Inelastic Electron Scattering Cross-sections // Phys. Lett. B. 1992. V. 282. P. 475–482.
35. Arneodo M. et al. (NMC Collab.). Measurement of the Proton and Deuteron Structure Functions, $F_2(p)$ and $F_2(d)$, and of the ratio σ_L/σ_T // Nucl. Phys. B. 1997. V. 483. P. 3–43; hep-ph/9610231.
36. Adams M. R. et al. (E665 Collab.). Proton and Deuteron Structure Functions in Muon Scattering at 470 GeV // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 3006–3056.
37. Adloff C. et al. (H1 Collab.). A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at Low x and Low Q^2 at HERA // Nucl. Phys. B. 1997. V. 497. P. 3–30; hep-ex/9703012.
38. Derrick M. et al. (ZEUS Collab.). Measurement of the Proton Structure Function F_2 at Low x and Low q^2 at HERA // Z. Phys. C. 1996. Bd. 69. S. 607–620; hep-ex/9510009.
39. Breitweg J. et al. (ZEUS Collab.). Measurement of the Proton Structure Function F_2 and $\sigma_{\text{tot}}(\gamma^* p)$ at Low Q^2 and Very Low x at HERA // Phys. Lett. B. 1997. V. 407. P. 432–448; hep-ex/9707025.
40. Breitweg J. et al. ZEUS Results on the Measurement and Phenomenology of F_2 at Low x and Low Q^2 // Eur. Phys. J. C. 1999. V. 7. P. 609–630; hep-ex/9809005;
Breitweg J. et al. Measurement of High Q^2 Neutral Current e^+p Deep Inelastic Scattering Cross-sections at HERA // Eur. Phys. J. C. 1999. V. 11. P. 427–445; hep-ex/9905032;
Breitweg J. et al. Measurement of the Proton Structure Function F_2 at Very Low Q^2 at HERA // Phys. Lett. B. 2000. V. 487. P. 53–73.
41. Adloff C. et al. (H1 Collab.). Measurement of Neutral and Charged Current Cross-sections in Electron–Proton Collisions at High Q^2 // Eur. Phys. J. C. 2001. V. 19. P. 269–288; hep-ex/0012052.
42. Chekanov S. et al. (ZEUS Collab.). Measurement of High- Q^2 e^-p Neutral Current Cross Sections at HERA and the Extraction of xF_3 // Eur. Phys. J. C. 2003. V. 28. P. 175–201; hep-ex/0208040.
43. Bari G. et al. (BCDMS Collab.). A Measurement of Nuclear Effects in Deep Inelastic Muon Scattering on Deuterium, Nitrogen and Iron Targets // Phys. Lett. B. 1985. V. 163. P. 282–286.
44. Ashman J. et al. (European Muon Collab.). Measurement of the Ratios of Deep Inelastic Muon–Nucleus Cross-sections on Various Nuclei Compared to Deuterium // Phys. Lett. B. 1988. V. 202. P. 603–610.

45. *Arneodo M. et al. (NMC Collab.). The Structure Function Ratios $F_2(\text{Li})/F_2(\text{D})$ and $F_2(\text{C})/F_2(\text{D})$ at Small x // Nucl. Phys. B. 1995. V. 441. P. 12–30; hep-ex/9504002.*
46. *Gomez J. et al. Measurement of the A Dependence of Deep-inelastic Electron Scattering // Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 4348–4372.*
47. *Chekanov S. et al. (ZEUS Collab.). High Q^2 Neutral Current Cross-sections in e^+p Deep Inelastic Scattering at $\sqrt{s} = 318$ GeV // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. P. 052001; hep-ex/0401003.*

Получено 24 ноября 2006 г.