

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



К-562

P2 - 11805

15/1-79

С.Г.Коваленко

103/2-79

ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ  $e(\mu)d$  -РАССЕЯНИЕ  
И ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ  
С НАРУШЕННЫМ СКЕЙЛИНГОМ

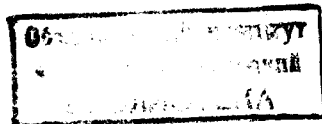
**1978**

P2 - 11805

С.Г.Коваленко

ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ  $e(\mu)d$  -РАССЕЯНИЕ  
И ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ  
С НАРУШЕННЫМ СКЕЙЛИНГОМ

*Направлено в ЯФ*



Коваленко С.Г.

P2 - 11805

Глубокоэластичное  $e(\mu)d$ -рассеяние и партонная модель с нарушенным скейлингом

В рамках кварк-партонной модели с нарушенным скейлингом получены структурные функции глубокоэластичного  $e(\mu)d$ -рассеяния с учетом эффектов фермиевского движения нуклонов в дейтоне. В качестве дейтонной волновой функции использована функция "Reid hard-core". Приведен удобный вид параметризации этой функции в импульсном пространстве. Обсуждается процедура извлечения нейтронных данных из дейтонных, и демонстрируется существенная зависимость ее результатов от выбора параметризации нуклонных структурных функций. Найденные структурные функции дейтона хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Kovalenko S.G.

P2 - 11805

Deep Inelastic  $e(\mu)d$ -Scattering and Quark-Parton Model with Broken Scaling

The structure functions of deep inelastic  $e(\mu)d$ -scattering are found in the frame of the quark-parton model with broken scaling. The effects of a nucleon Fermi-motion inside deuteron are taken into account by using Reid hard-core wave functions as deuteron one. We give a convenient form of the parametrization for this wave function in momentum space representation. The procedure of extracting neutron structure functions from a deuteron data is discussed and strong model dependence of its results on the type of parametrization for nucleon structure functions is demonstrated. The obtained deuteron structure functions are in a good agreement with experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящей статье мы продолжим сравнение с экспериментальными данными результатов кварк-партонной модели с нарушенным скейлингом, предложенной нами в работе /1/. Как было показано ранее, она находится в довольно хорошем согласии с экспериментальными данными по глубокоэластичному  $e p$ -рассеянию. С целью дальнейшей проверки нашей модели мы намерены предпринять анализ как можно более широкого класса процессов с большими переданными импульсами.

Следующий естественный шаг (после уже проведенного анализа реакции  $e + p \rightarrow e + X$ ) - это описание сечения реакции  $e + n \rightarrow e + X$ , т.е. получение и проверка структурных функций нейтрона. Нейтронные данные могут быть извлечены из процессов глубокоэластичного электрон-дейтонного рассеяния. Дейтон, как известно, представляет собой связанную систему нейтрона и протона с энергией связи  $\sim 2,2$  МэВ. Несмотря на малость этой величины по сравнению с энергиями налетающих частиц ( $\sim 10$  ГэВ), мы не можем пренебречь эффектами доплеровского смещения, возникающего из-за наличия фермиевского движения нуклонов внутри дейтона. Примечательно, что этот эффект оказывается значительным не только в резонансной области, где сечение есть быстроменяющаяся функция энергии, но также и в области больших значений инвариантной массы конечных продуктов, где оно является медленноменяющейся функцией энергии.

Для учета влияния фермиевского движения нуклонов на процесс рассеяния необходимо знать релятивистскую

волновую функцию дейтона. В настоящее время теория дейтона еще далека от своего завершения, и точный вид его волновой функции пока неизвестен. Поэтому процедура извлечения нейтронных данных из взаимодействий с дейтоном наталкивается на серьезные трудности. Существенный прогресс в этой области наметился после появления работ Атвуда и Веста<sup>/2,3/</sup>, которые предложили достаточно корректный метод учета ферми-движения нуклонов в дейтоне. Разработанный ими метод используется в большинстве экспериментальных работ при извлечении нейтронных структурных функций из данных по глубоконеупругому  $ed$ -рассеянию. По своему существу процедура извлечения является некоторым алгоритмом восстановления подынтегральной структурной функции в "smearing"-интеграле по его значению и требует задания определенного вида параметризации структурных функций нейтрона и протона. Существенно, что конечные результаты такой процедуры, как показано в разд. 2, находятся в сильной зависимости от типа выбираемой параметризации. Таким образом, известные нейтронные данные несут на себе некоторый отпечаток обычно используемых параметризаций типа параметризации Баргера-Филлипса. В такой ситуации нам кажется благоразумным сравнивать результаты модели непосредственно для структурных функций дейтона, учитывая соответствующим образом фермиевское движение нуклонов в дейтоне, с экспериментальными данными по глубоконеупругому  $ed$ -рассеянию<sup>/4/</sup>. Такое сравнение, проведенное нами в разделе 2, указывает на хорошее согласие предсказаний нашей модели с этими экспериментальными данными. Отсюда делается вывод и о соответствии эксперименту полученных нами структурных функций нейтрона.

План данной заметки таков. В разделе 1 мы приводим основные сведения о методе учета фермиевского движения нуклонов в дейтоне при построении структурных функций дейтона по структурным функциям нейтрона и протона.

В разделе 2 данная процедура применяется к результатам нашей модели и проводится сравнение с экспери-

ментальными данными по глубоконеупругому  $ep$ - и  $ed$ -рассеянию<sup>/4/</sup>. Кроме того, здесь мы обсуждаем степень влияния усреднения по ферми-движению на конечные результаты, а также касаемся некоторых аспектов извлечения нейтронных данных из дейтонных с точки зрения полученных нами результатов.

## §1. УЧЕТ ФЕРМИЕВСКОГО ДВИЖЕНИЯ НУКЛОНОВ В ДЕЙТОНЕ

Приведем некоторые основные сведения о методе учета ферми-движения нуклонов в дейтоне<sup>/2/</sup>.

Воспользуемся некогерентным импульсным приближением, ограничиваясь случаем однофотонного обмена. Тогда процесс рассеяния электрона на дейтоне будет описываться двумя диаграммами рис. 1. В этом при-

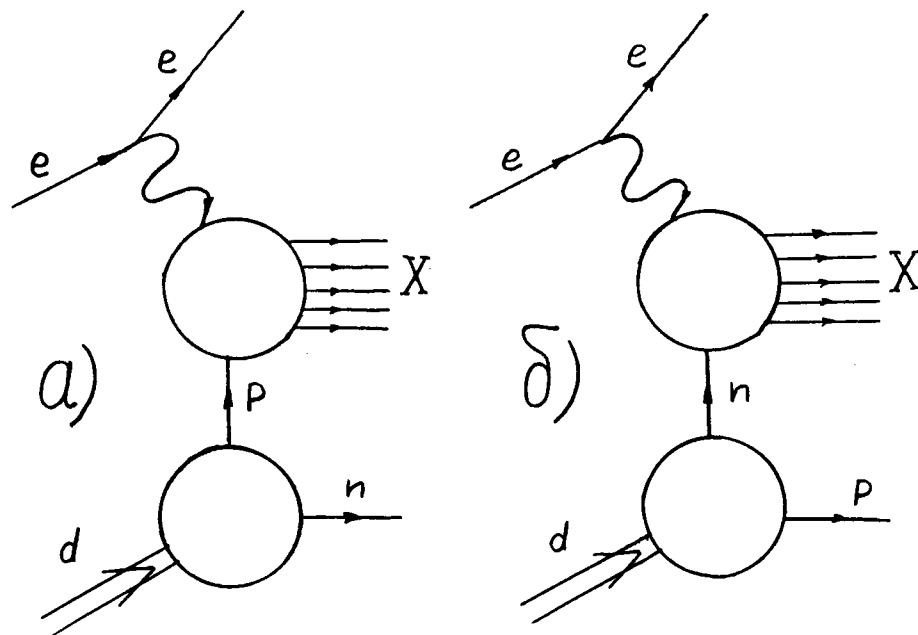


Рис. 1.

ближении нуклоны в дейтоне считаются свободными и взаимодействуют с налетающим электроном независимо:

$$\sigma^d = \sigma^n + \sigma^p.$$

Согласно работе<sup>/2/</sup>, где обсуждаются различные типы поправок к данному приближению, наиболее значительными, по-видимому, оказываются поправки ферми-движения нуклонов в дейтоне.

Очевидно, что верхние блоки диаграмм рис. 1 описываются структурными функциями нуклонов и зависят от импульсов их фермиевского движения в дейтоне. Распределение по импульсам  $\vec{p}$  нуклонов задается сферически симметричной релятивистской волновой функцией дейтона  $\psi(|\vec{p}|)$ . Зная эту функцию, можно провести усреднение по импульсам ферми-движения нуклонов и получить структурные функции дейтона:

$$W_{\mu\nu}^d = \int \frac{d^3 p_s}{\epsilon_s / M_s} |\psi(|\vec{p}_s|)|^2 [W_{\mu\nu}^n + W_{\mu\nu}^p] \equiv W_{\mu\nu}^{ns} + W_{\mu\nu}^{ps}, \quad (1.1)$$

где  $W_{\mu\nu}^{n,p}$  - структурные функции нейтрона и протона соответственно;  $p_s$ ,  $\epsilon_s$  и  $M_s$  - 3-импульс, энергия и масса вылетающего из нижнего блока диаграмм рис.1 свободного нуклона (spectator). Интеграл по  $d^3 p_s$  в (1.1) часто называют интегралом "размазывания".

Направляя  $q$  - 3-импульс виртуального фотона вдоль оси  $z$  и переписывая инвариантный фазовый объем  $M_s d^3 p_s / \epsilon_s$  в системе центра масс виртуального фотона и дейтона, получим следующие выражения для инвариантных структурных функций дейтона  $W_1^d$ ,  $W_2^d$  через инвариантные структурные функции нуклонов  $W_{1,2}^{n,p}$ :

$$W_1^d(\nu, Q^2) = \int_{\omega_T}^{\omega_m} d\omega Q^2 [(W_1^n(Q^2, \omega) + W_1^p(Q^2, \omega)) j_1(Q^2, \omega, \nu) + (W_2^n(Q^2, \omega) + W_2^p(Q^2, \omega)) j_2(Q^2, \omega, \nu)], \quad (1.2)$$

$$W_2^d(\nu, Q^2) = \int_{\omega_T}^{\omega_m} d\omega \cdot Q^2 [W_2^n(\omega, Q^2) + W_2^p(\omega, Q^2)] j_3(Q^2, \omega, \nu). \quad (1.3)$$

Здесь

$$x^{-1} = \omega = \frac{W^2 - M^2}{Q^2} + 1, \quad (1.4)$$

$$W^2 = (p_i + q)^2 = p_i^2 + 2p_i q - Q^2, \quad \omega_{T,m} = \frac{W_{T,m}^2 - M^2}{Q^2} + 1,$$

$$W_T^2 = (M + M_\pi)^2, \quad W_m^2 = (\sqrt{S} - M)^2,$$

$p_i = (p_0, p_x, p_y, p_z)$  - 4-импульс взаимодействующего с  $\gamma^*$ -квантом нуклона;  $q = (\nu, q)$  - 4-импульс виртуального фотона в системе покоя дейтона;  $Q^2 = -q^2$ ;  $M$  - масса нуклона;

$$S = (p_d + q)^2 = M_d^2 + 2M_d \nu - Q^2; \quad (1.5)$$

$$j_1(Q^2, \omega, \nu) = \pi M \frac{\tilde{p}_s + 1}{\sqrt{S} - 1} \int d \cos \tilde{\theta}_s |\psi(|\vec{p}_s|)|^2, \quad (1.6)$$

$$j_2(Q^2, \omega, \nu) = \pi M \frac{\tilde{p}_s + 1}{\sqrt{S} - 1} \int d \cos \tilde{\theta}_s |\psi(|\vec{p}_s|)|^2 \frac{p_x^2}{M^2}; \quad (1.7)$$

$$j_3(Q^2, \omega, \nu) = \pi M \frac{\tilde{p}_s + 1}{\sqrt{S} - 1} \int d \cos \tilde{\theta}_s |\psi(|\vec{p}_s|)|^2 \mathcal{F}(p_i, \nu, \vec{q}); \quad (1.8)$$

$$\mathcal{F}(p_i, \nu, \vec{q}) = M^{-2} [(p_0 - (\nu / |\vec{q}|) p_z)^2 + (Q^2 / |\vec{q}|) p_x^2]; \quad (1.9)$$

$$\tilde{p}_s^2 = S/4 - (W^2 + M^2)/2 + (W^2 - M^2)^2 / 4S; \quad (1.10)$$

$$\tilde{\epsilon}_s = \sqrt{\tilde{p}_s^2 + M^2}, \quad p_x^2 = (1 - \cos^2 \tilde{\theta}_s) \cdot \tilde{p}_s^2 / 2; \quad (1.11)$$

$$p_z = [(M + \nu) \tilde{p}_s \cdot \cos \tilde{\theta}_s - |\vec{q}| \cdot \tilde{\epsilon}_s] / \sqrt{S}; \quad (1.12)$$

$$p_s = \sqrt{2p_x^2 + p_z^2}, \quad \cos \tilde{\theta}_s = \tilde{p}_s \cdot \vec{q} / |\vec{q}| \cdot \tilde{p}_s. \quad (1.13)$$

В написанных выше формулах предполагалось, что структурные функции нуклонов  $W_{1,2}^{n,p}(\omega, Q^2)$  зависят только от двух переменных  $\omega$  и  $Q^2$ . Поскольку, все же, взаимодействующий нуклон находится вне массовой поверхности, его структурные функции должны зависеть также и от  $\nu$ . Однако трудности учета такого эффекта столь велики, что единственной возможностью преодолеть их является предположение о малости данного эффекта и пренебрежение  $\nu$ -зависимостью в  $W_{1,2}^{n,p}$ . Такая точка зрения принята в работах /2,3/, хотя она и оспаривается рядом авторов, в частности в работе /5/.

Согласно общепринятому мнению, предложенное в работе Веста /2/ приближение релятивистской волновой функции дейтона в его системе покоя нерелятивистской оказывается в большинстве случаев удовлетворительным. Таким образом, можно воспользоваться одной из известных модельных нерелятивистских волновых функций дейтона с целью учета рассматриваемого эффекта /2,3/.

## §2. АНАЛИЗ ДЕЙТОННЫХ ДАННЫХ В РАМКАХ КВАРК-ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ С НАРУШЕННЫМ СКЕЙЛИНГОМ

Воспользуемся найденными нами ранее структурными функциями нуклонов /1/ и описанной выше техникой учета фермиевского движения нуклонов в дейтоне для определения структурных функций дейтона  $W_{1,2}^d$ .

Выпишем явный вид структурных функций нуклонов:

$$W_1^p(Q^2, x) = (G_{2V}(x, Q^2) + \frac{2}{3} G_{1c}(x, Q^2)) / 2M, \quad (2.2)$$

$$W_2^{n,p}(Q^2, x) = \frac{4M^2 x}{(\vec{p}_i \cdot \vec{q})} W_1^{n,p}(Q^2, x), \quad W_1^n = \frac{2}{3} \frac{G_{2V}(x, Q^2) + G_{1c}(x, Q^2)}{M}. \quad (2.3)$$

Функции распределения "валентных" и "морских" партонов  $G_{2V}$  и  $G_{1c}$  имеют в нашей модели следующий вид:

$$G_{2V}(x, Q^2) = \frac{x^{-1/2} (1-x)^{2\bar{g}(Q^2)}}{B(\frac{1}{2}, 2\bar{g}(Q^2) + 1)} \times \quad (2.4)$$

$$\times \frac{\phi(\bar{g}(Q^2), 2\bar{g}(Q^2) + 1, -\beta(1-x))}{\phi(\bar{g}(Q^2), 2\bar{g}(Q^2) + \frac{3}{2}, -\beta)},$$

$$G_{1c}(x, Q^2) = \frac{\bar{g}(Q^2) (1-x)^{2\bar{g}(Q^2) + 1/2}}{3 \cdot x} \times \quad (2.5)$$

$$\times \frac{\phi(\bar{g}(Q^2), 2\bar{g}(Q^2) + \frac{3}{2}, -\beta(1-x))}{\phi(\bar{g}(Q^2), 2\bar{g}(Q^2) + \frac{3}{2}, -\beta)},$$

где  $\bar{g}(Q^2) = \frac{g}{1 - a \ln Q^2}$  - инвариантный заряд партоно-глюонного взаимодействия ( $Q^2$  -измеряется в ГэВ<sup>2</sup>);  $\beta$  - глюонный статистический фактор (см. /1/). В качестве волновой функции дейтона мы используем "Reid hard-core" - волновую функцию /6/, которая представляет собой смесь  ${}^3S_1$ -и  ${}^3D_1$  состояний и обращается в нуль в координатном пространстве при  $r \leq r_p \sim 5,48$  Фм. В приложении мы приводим удобный вид параметризации этой функции в импульсном пространстве, а также график ее зависимости от импульса  $p$ . Проводя интегрирование структурных функций (2.1)-(2.3), согласно формулам (1.2)-(1.3) с указанной выше волновой функцией дейтона, получим искомые структурные функции дейтона. Численные результаты этого интегрирования приведены на рис. 4,5.

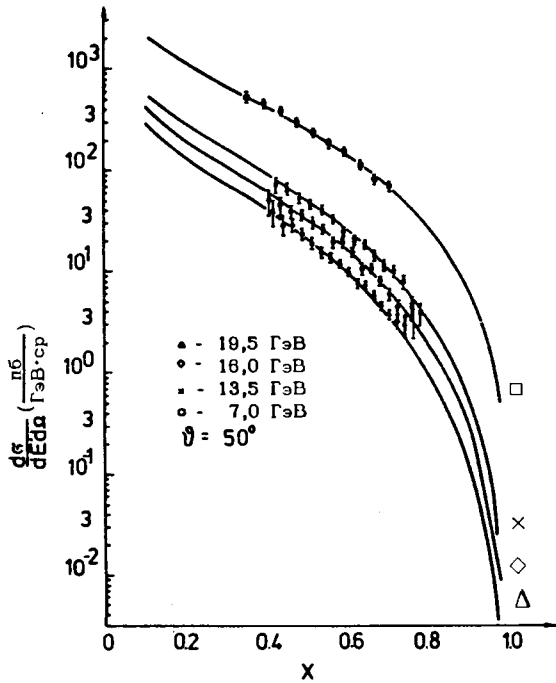


Рис. 2. Дифференциальное сечение глубоконеупругого ер-рассеяния. Сплошные кривые - предсказания нашей модели. Точки - эксперимент /4/.

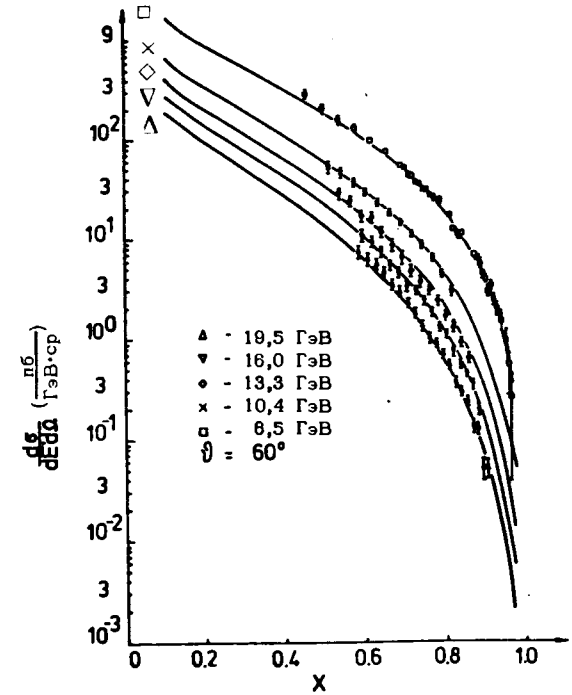


Рис. 3. Дифференциальное сечение глубоконеупругого ер-рассеяния. Сплошные кривые - предсказания нашей модели. Кривые - эксперимент /4/.

Мы провели сравнение результатов нашей модели с одними и теми же значениями параметров для случая дейтонной и протонной мишени с соответствующими экспериментальными данными /4/. При значениях параметров  $g = 0,66449$ ;  $a = 0,15175$ ;  $\beta = -2,5$  величина  $\chi^2/\bar{\chi}^2 \approx 269,9/283$ . Данное значение  $\chi^2/\bar{\chi}^2$  получено после отбрасывания из 290 экспериментальных точек четырех, обладающих большими парциальными  $\chi^2 (W < 2 \text{ ГэВ})$ . Для иллюстрации влияния эффекта ферми-движения на конечные результаты мы также провели анализ без уче-

та этого эффекта, т.е. выбрали структурные функции дейтона в виде

$$W_1^d(x, Q^2) = W_1^p(x, Q^2) + W_1^n(x, Q^2) = \frac{5}{3} G_{2V}(x, Q^2) + \frac{4}{3} G_{1c}(x, Q^2). \quad (2.6)$$

В этом случае величина  $\chi^2/\chi^2_{\text{теор}} = \frac{400}{283}$  (здесь мы отбросили те же точки с большими парциальными  $\chi^2$ ). При обработке данных мы учитывали как случайные, так и систематические ошибки эксперимента. Окончательные результаты выполненного анализа приведены на графиках рис. 2-5.

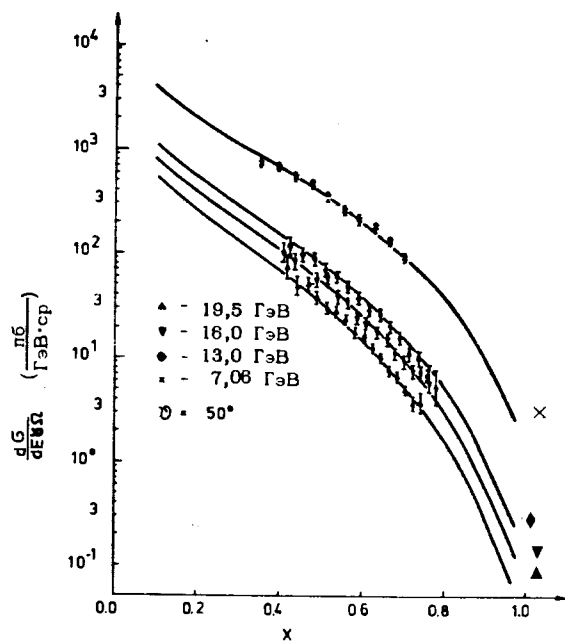


Рис. 4. Дифференциальное сечение глубоконеупругого ед-рассеяния. Сплошные кривые - предсказания нашей модели. Точки - эксперимент.<sup>/4/</sup>.

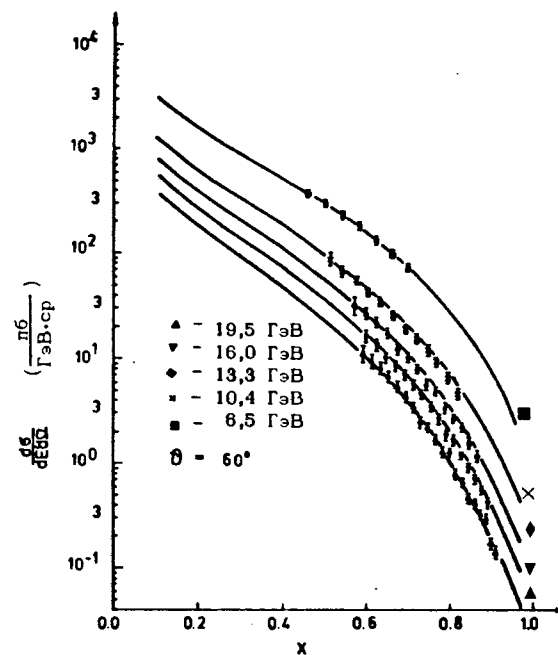


Рис. 5. Дифференциальное сечение глубоконеупругого ед-рассеяния. Сплошные кривые - предсказания нашей модели. Точки - эксперимент<sup>/4/</sup>.

Рассмотрим теперь вопрос об извлечении нейтронных структурных функций из дейтонных. Так, в работе<sup>/4/</sup> используется процедура извлечения, схематически представленная на рис. 6. Как уже отмечалось во введении, всякая процедура подобного рода, в том числе и эта, по-существу, является алгоритмом восстановления подынтегральной функции  $W_{1,2}^n$  по значению ее "smearing"-интеграла  $W_{1,2}^{n,s}$  (см. 1.1) и требует дополнительной информации о характере  $x$ -зависимости  $W_{1,2}^n$  и  $W_{1,2}^p$ . В данном случае такая информация закладывается в первый и шестой блоки схемы рис. 6 в виде параметризации следующего типа:



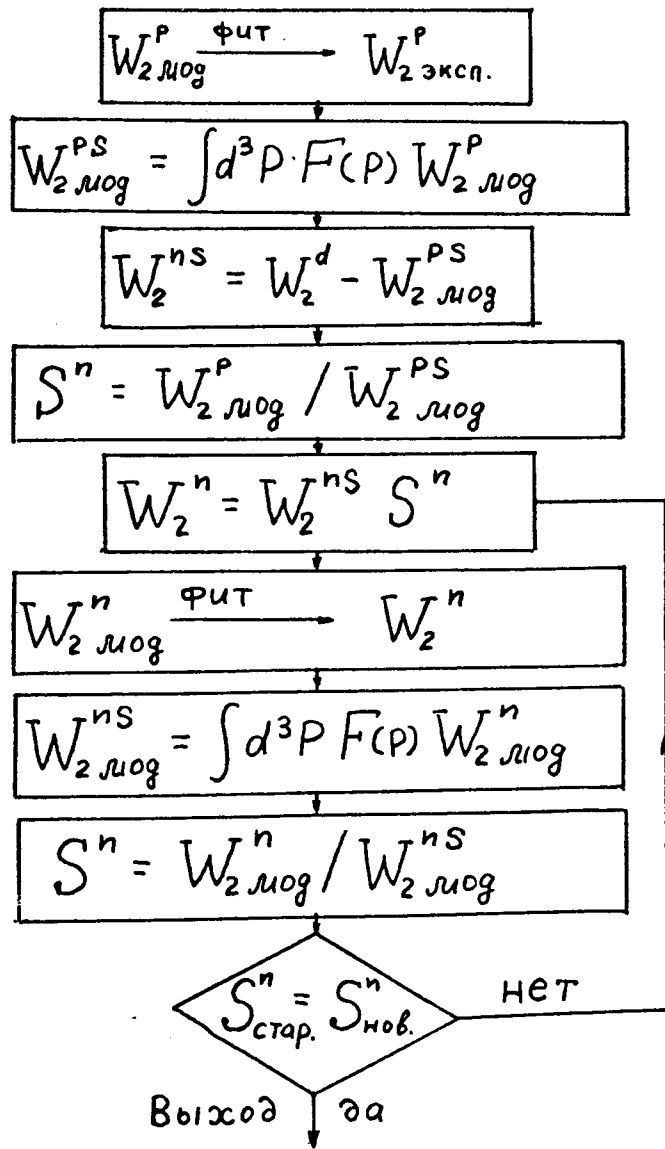


Рис. 6. Схема извлечения нейтронных данных из дейтонных <sup>4</sup>/<sub>1</sub>.

$$\nu W_2^{p,n} = x \sum_{i=3}^5 \alpha_i^{p,n} (1-x')^i, x'^{-1} = \omega' = \omega + \frac{M^2}{Q^2}. \quad (2.7)$$

Если же теперь мы попытаемся сравнить нейтронные данные, полученные по процедуре, представленной на рис. 6, с использованием параметризации (2.7), и соответствующие значения структурной функции  $\nu W_2$  (2.1), то получим существенные расхождения между ними (рис.7).

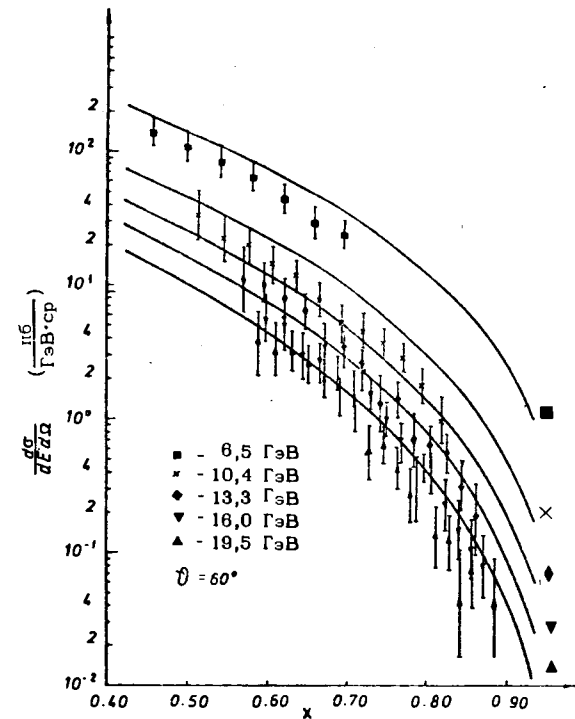


Рис. 7. Иллюстрация модельной зависимости извлеченных нейтронных данных. Точки - данные, извлеченные с использованием параметризации (2.7).

В то же время мы видели, что дейтонные данные хорошо описываются при использовании  $W_2^n$  (2.1) в формулах (1.2)–(1.3). Таким образом, процедура извлечения нейтронных данных из дейтонных существенно зависит от модели. Поэтому нам представляется более оправданным проводить проверку моделей нейтрона не на извлеченных нейтронных данных, а непосредственно на дейтонных, используя технику учета фермиевского движения нуклонов в дейтоне, предложенную в работе /2/. Если необходимость в извлечении нейтронных данных все же возникает, то производить это извлечение, по нашему мнению, следует с привлечением тех или иных физических соображений относительно используемого типа параметризации структурных функций свободных нуклонов, которые, кроме того, должны приводить к возможно лучшему описанию протонных и дейтонных данных. С этой точки зрения формулы (2.1)–(2.2) для процедуры извлечения оказываются более предпочтительными по сравнению с (2.7).

Возвращаясь к следствиям нашей модели для структурных функций нейтрона и протона, отметим следующее соотношение:

$$R = W_2^n / W_2^p \xrightarrow{x \rightarrow 1} \frac{2}{3}. \quad (2.8)$$

Оно имеет место в большинстве партонных моделей, использующих точную SU(3)-симметрию. Часто указывается на то, что для данного отношения эксперимент дает скорее 1/3, чем 2/3, и это связывается обычно с необходимостью введения в различные модели параметров нарушения SU(3)-симметрии. Однако выводы о предельном значении R, как правило, делаются на основании того или иного вида параметризации. Хорошее согласие с экспериментальными данными /4/ наших функций  $W_2^n$  и  $W_2^p$  позволяет сделать вывод о том, что соотношение (2.8) этим данным не противоречит. Таким образом, в данном случае нет необходимости нарушать SU(3)-симметрию. Для иллюстрации зависимости отношения R от x в нашей модели приводим график (рис. 8–9).

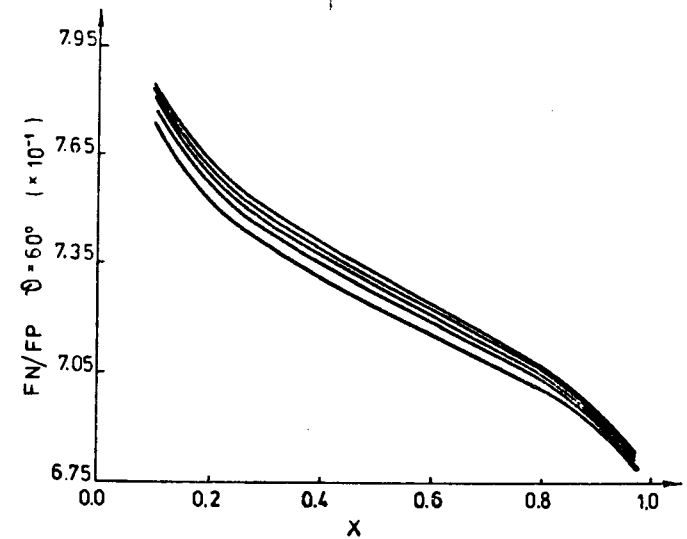


Рис. 8. Кривые предсказания модели для  $R = W_2^n / W_2^p$  (Сверху вниз  $E = 19,5; 16; 13,3; 7,0$  ГэВ).

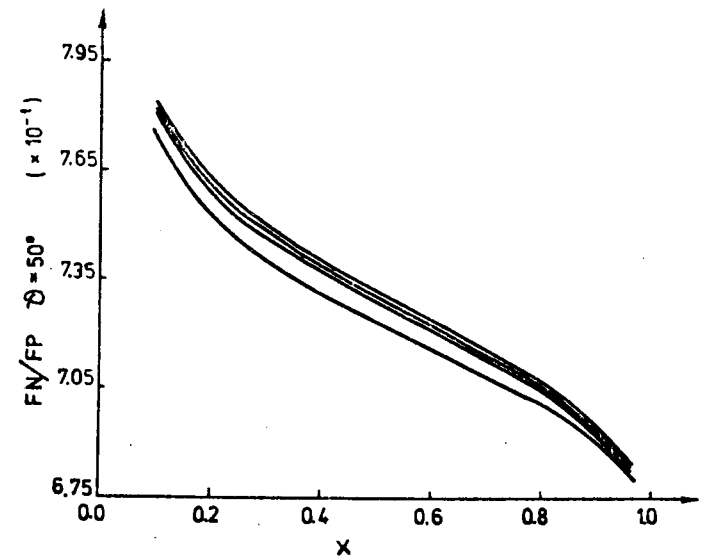


Рис. 9. Кривые предсказания модели для  $R = W_2^n / W_2^p$  (Сверху вниз  $E = 19,5; 16; 13,3; 10,4; 6,5$  ГэВ).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, мы показали, что предложенная нами в работе /1/ кварк-партонная модель с нарушенным скейлингом находится в хорошем согласии с экспериментальными данными по глубоконеупругому рассеянию электронов на протоне и дейтоне

$$\begin{aligned} e + p &\rightarrow e + X, \\ e + d &\rightarrow e + X \end{aligned}$$

и не требует введения нарушенной SU(3)-симметрии.

Было также подчеркнuto, что учет поправок, связанных с эффектом фермиевского движения нуклонов в дейтоне, приводит к значительному улучшению согласия с этими экспериментальными данными.

Кроме того, мы хотим подчеркнуть, что при использовании имеющихся в настоящее время нейтронных данных, извлеченных из рассеяния на дейтонах, следует соблюдать известную осторожность, поскольку они несут на себе отпечаток используемого при их получении типа параметризации структурных функций.

В заключение автор выражает глубокую благодарность П.С.Исаеву за научное руководство и В.А.Мещерякову за внимание к данной работе. Автор благодарит также В.Г.Малышкина за помощь в численных расчетах на ЭВМ и В.И.Иноземцева за полезные обсуждения.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем некоторые сведения о "Reid hard-core" - волновой функции дейтона  $\psi(|\vec{p}|)$ , используемой в разд.2. Как отмечалось, она является  ${}^3S_1 - {}^3D_1$ -смесью состояний, т.е.

$$f(\vec{p})^M = f_s(\vec{p}) Y_{110}^M + f_D(\vec{p}) Y_{112}^M \quad (1)$$

$$|f(\vec{p})|^2 = \sum_M |f^M(\vec{p})|^2 = f_s^2 + f_D^2 \quad (2)$$

где

$$Y_{j_s L}^M = \sum_{M_s, M_L} (s, M_s, L, M_L | jM) Y_{LM_L}(\theta, \phi)^{2s+1} (\sigma)_{M_s} \quad (3)$$

$$f_D(\vec{p}) = \frac{1}{\sqrt{2}\pi} \int_0^\infty \frac{\omega(r)}{r} j_2(pr) r^2 dr \quad (4)$$

$$f_s(\vec{p}) = \frac{1}{\sqrt{2}\pi} \int_0^\infty \frac{u(r)}{r} j_0(pr) r^2 dr \quad (5)$$

$u(r)$  и  $\omega(r)$  - радиальные части S- и D-волн, соответственно, нормированные:

$$\int_0^\infty [u^2(r) + \omega^2(r)] dr = 1 \quad (6)$$

и затобулированные вместе со своими первыми производными в работе /6/. Параметризуя  $u(r)$  и  $\omega(r)$  в каждом заданном интервале полиномом третьей степени, найдем с помощью (4) и (5)  $f_s(p)$  и  $f_D(p)$ . После этого будем иметь параметризацию волновой функции дейтона в импульсном представлении:

$$\phi(p) = p^2 |\psi(p)|^2 = \sum_{i=1}^4 a_i^k p^{i-1} \quad (7)$$

на каждом интервале  $p_k < p < p_{k+1}$ . Коэффициенты  $a_i^k$  заданы таблицей 1. Условие нормировки для  $\phi(p)$  имеет вид:

$$4\pi \int_0^\infty dp \phi(p) = 1 \quad (8)$$

График  $\phi$  приведен на рис. 10.

Таблица 1

k	$\frac{P_k}{(F-1)^{0,7}}$	$a_1^k \times 10^l$	l	$a_2^k \times 10^m$	m	$a_3^k \times 10^n$	n	$a_4^k \times 10^r$	r
1	.001	-.129476	+05	.170183	+04	-.383716	-01	.143524	-04
2	.003	-.247952	+05	.180736	+04	-.354352	+00	.329380	-03
3	.005	-.345880	+05	.195377	+04	-.107900	+01	.152795	-02
4	.007	-.416514	+05	.210091	+04	-.210039	+01	.399250	-02
5	.009	-.456515	+05	.220766	+04	-.305016	+01	.670705	-02
6	.011	-.466045	+05	.223792	+04	-.337000	+01	.783200	-02
7	.013	-.448233	+05	.216745	+04	-.244034	+01	.374912	-02
8	.015	-.409334	+05	.198715	+04	.275087	+00	-.998749	-02
9	.017	-.320708	+05	.153012	+04	.821702	+01	-.558684	-01
10	.021	-.187037	+05	.637793	+03	.259100	+02	-.179748	+00
11	.025	-.667124	+04	-.212521	+03	.483649	+02	-.336431	+00
12	.029	.212031	+04	-.974491	+03	.703780	+02	-.576413	+00
13	.033	.733910	+04	-.149345	+04	.874163	+02	-.764372	+00
14	.037	.975775	+04	-.175441	+04	.969989	+02	-.832161	+00
15	.041	.101324	+05	-.179926	+04	.987871	+02	-.905907	+00
16	.045	.934316	+04	-.169205	+04	.939337	+02	-.832668	+00
17	.049	.726434	+04	-.133176	+04	.784989	+02	-.576300	+00
18	.057	.448029	+04	-.906522	+03	.514576	+02	-.639144	-01
19	.065	.243222	+04	-.509491	+03	.256728	+02	.492862	+00
20	.073	.115047	+04	-.228859	+03	.533780	+01	.935781	+00
21	.081	.419428	+03	-.519132	+02	-.893320	+01	.136971	+01
22	.089	.321791	+02	.510668	+02	-.180664	+02	.163941	+01
23	.097	-.155764	+03	.105524	+03	-.233262	+02	.180874	+01
24	.105	-.233793	+03	.129978	+03	-.258806	+02	.189769	+01
25	.113	-.250598	+03	.135567	+03	-.264999	+02	.192056	+01
26	.129	-.211166	+03	.120200	+03	-.245037	+02	.183412	+01
27	.145	-.160009	+03	.979574	+02	-.212802	+02	.167840	+01
28	.161	-.116985	+03	.772115	+02	-.179457	+02	.149975	+01
29	.177	-.725529	+02	.533635	+02	-.136796	+02	.124539	+01
30	.209	-.333257	+02	.320490	+02	-.925532	+01	.939289	+00
31	.241	-.207753	+02	.194334	+02	-.623264	+01	.697287	+00
32	.273	-.115484	+02	.119132	+02	-.418960	+01	.512379	+00

Продолжение таблицы 1.

k	$\frac{P_k}{(F-1)^{0,7}}$	$a_1^k \times 10^l$	l	$a_2^k \times 10^m$	m	$a_3^k \times 10^n$	n	$a_4^k \times 10^r$	r
33	.305	-.654146	+01	.735089	+01	-.280393	+01	.372595	+00
34	.337	-.376038	+01	.454929	+01	-.186319	+01	.267200	+00
35	.369	-.215153	+01	.277371	+01	-.120999	+01	.187200	+00
36	.401	-.120044	+01	.163272	+01	-.753744	+00	.126337	+00
37	.433	-.469306	+00	.677430	+00	-.337415	+00	.659094	-01
38	.497	-.625359	-01	.752390	-01	-.406360	-01	.171537	-01
39	.561	.667761	-01	-.139574	+00	.782920	-01	-.478503	-02
40	.625	.830872	-01	-.169733	+00	.963825	-01	-.860343	-02
41	.689	.516975	-01	-.102571	+00	.490310	-01	.274787	-02
42	.817	.341034	-02	.157001	-01	-.475305	-01	.290268	-01
43	.945	-.213645	-01	.854043	-01	-.112898	+00	.494500	-01
44	1.073	-.217353	-01	.859778	-01	-.112848	+00	.492032	-01
45	1.201	-.136959	-01	.558660	-01	-.753074	-01	.336236	-01
46	1.329	-.716147	-02	.295881	-01	-.400847	-01	.178873	-01
47	1.457	-.905370	-03	.229141	-02	-.384509	-03	-.135923	-02
48	1.585	.254933	-02	-.140498	-01	.253802	-01	-.148995	-01
49	1.713	.196776	-02	-.110050	-01	.200682	-01	-.118116	-01
50	1.959	-.132985	-03	.146520	-02	-.460580	-02	.446169	-02
51	2.225	-.817057	-03	.602462	-02	-.147354	-01	.119333	-01
52	2.481	-.192696	-03	.136960	-02	-.316678	-02	.237986	-02
53	2.737	.198827	-03	-.180903	-02	.543416	-02	-.537676	-02
54	3.249	-.965223	-04	.104813	-02	-.377856	-02	.452458	-02
55	3.761	.408277	-04	-.511924	-03	.212771	-02	-.292865	-02
56	4.273	-.164543	-04	.239128	-03	-.115313	-02	.184532	-02
57	4.785	.829799	-05	-.133392	-03	.711688	-03	-.125934	-02
58	5.809	.273986	-05	-.526457	-04	.336243	-03	-.713614	-03
59	6.833	.356275	-06	-.822139	-05	.630085	-04	-.160320	-03
60	7.857	-.597534	-06	.149178	-04	-.123949	-03	.342807	-03
61	8.881	-.298854	-06	.922042	-05	-.934362	-04	.311939	-03
62	9.1608	-.191832	-05	.535017	-04	-.497023	-03	.153903	-02
63	9.4405	.172948	-06	-.584509	-05	.643644	-04	-.232104	-03
64	9.7203	.150729	-05	-.445833	-04	.439237	-03	-.144130	-02

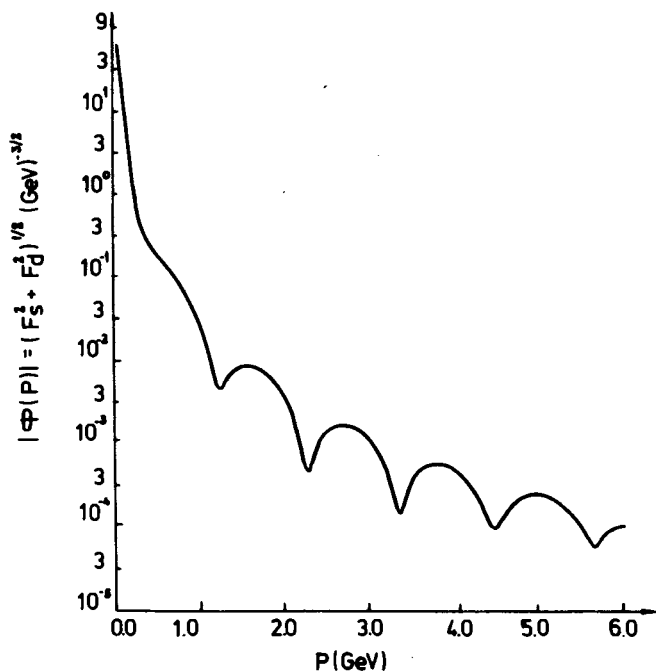


Рис. 10. Волновая функция дейтрона в импульсном представлении /3/.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Коваленко С.Г., Малышкин В.Г., ОИЯИ, P2-11674, Дубна, 1978.
2. Wes G.B. Ann.Phys., 74, No.2, 464 (1972).
3. Atwood W.B., West G.B. Phys.Rev., D7, 773, (1973).
4. Atwood W.B. Electron Scattering off Hydrogen and Deuterium at 50 and 60 , SLAC-185, 1975.
5. Bodek A. Phys.Rev., D7, 2331 (1973).
6. Reid R.V. Ann.Phys., 50, No.3, 441 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 июля 1978 года.