ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2-86-65

С.И.Биленькая, Д.Б.Стаменов*

ЗАМЕЧАНИЯ О ВЕЛИЧИНЕ $\mathbf{R} = \sigma_L / \sigma_T$ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ДАННЫХ ЕМС ПО ГЛУБОКОНЕУПРУГОМУ μ p-РАССЕЯНИЮ

Направлено в журнал "Nuclear Physics"

* Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

1986

Введение

Измеряемое на опыте дифференциальное сечение глубоконеупругого рассеяния мюонов на протоне в однофотонном приближении имеет следующий вид:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2}=\frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}\,\frac{1}{x}\left[1-y-\frac{Mxy}{2E}+\frac{y^2(1+4M^2x^2/Q^2)}{2\,(1+R(x,Q^2))}\right]F_2(x,Q^2), \tag{I}$$

где Q^2 – квадрат переданного импульса, $x=Q^2/2M\nu$ – скейлинговая переменная Бьёркена, $y=\nu/E$, $\nu=E-E'$, E и E' – энергии начального и конечного мюонов в лабораторной системе, M – масса протона. Информация о структуре протона содержится в функциях F_2 и R, которые являются функциями переменных x и Q^2.

Величина R является отношением полных сечений поглощения виртуального фотона с продольной (σ_L) и поперечной (σ_T) поляризациями:

$$R\equiv\frac{\sigma_L}{\sigma_T}\,.$$

Чтобы определить из опыта отношение R и структурную функцию F_2 модельно-независимым способом, необходимы данные по сечениям при фиксированных x и Q^2 для разных значений y, т.е. для разных значений энергии налетающего мюона. Эта процедура требует дополнительных экстраполяций, что снижает точность в определении R. Отметим еще, что при такой процедуре нельзя использовать всю информацию о сечениях. Поэтому кинематическая (по x и Q^2) область определения R существенно сужается (см. работы /1,2/).

В настоящей работе нами используется другой подход при определении структурных функций F_2 и R. Полученные в теории или феноменологической модели выражения для этих величин подставляются в формулу (I), и все свободные параметры, связанные с F_2 и R, находятся из фита данных по сечениям. Преимущество такого подхода заключается в том, что сравнение теории осуществляется с непосредственно измеряемыми на опыте величинами во всей исследованной кинематической области. Такой метод применялся нами ранее /3/

при анализе данных упругого и глубоконеупругого рассеяния электронов на протонах. Отметим, что такой подход был применен также в работе /4/ при совместном анализе глубоконеупругого ep- и μp-рассеяния.

В работе /5/ нами был проведен совместный анализ данных Европейской мюонной коллаборации (ЕМС) по рассеянию мюонов на водороде /2/ и дейтерии /6/ в рамках главного логарифмического приближения (ГЛП) квантовой хромодинамики для структурных функций свободного нуклона. В этом приближении $R=0$, и тогда между сечением (I) и структурной функцией $F_2^{LO}(x,Q^2)$ существует однозначная связь.

Как хорошо известно /7/, для того чтобы сравнивать значения параметра КХД Λ, полученные из анализа различных процессов, необходимо учесть следующие к ГЛП поправки по константе связи сильных взаимодействий α_s. В этом приближении, однако, $R^{th}\neq 0$, и поэтому нужно анализировать непосредственно сечение глубоконеупругого μN – рассеяния.

Данная работа является первым этапом в решении этой задачи. Анализ проводился в предположении о том, что структурная функция F_2 дается выражением, полученным в ГЛП квантовой хромодинамики, а отношение R – простыми феноменологическими параметризациями.

Метод анализа

Метод анализа был подробно изложен в работе /5/. Здесь напомним его основные предпосылки и приведем некоторые необходимые формулы.

1. Структурная функция F_2 выражается через кварк-партонные распределения в свободном нуклоне. В ГЛП квантовой хромодинамики F_2^p имеет следующий вид:

$$F_2^p(x,Q^2)=\frac{4}{9}\,x\,u_v(x,Q^2)+\frac{1}{9}\,x\,d_v(x,Q^2)+\frac{2}{9}\,x\,S(x,Q^2)+\frac{4}{9}\,x\,C(x,Q^2), \tag{2}$$

где $S=6s$, $C=2c$ $(\bar c=c)$.

В (2) u_v, d_v, s и c – функции распределения валентных u- и d – кварков, странных и очарованных кварков в протоне. Предполагается также $SU(3)$ – симметрия моря неочарованных кварков.

Для отношения R рассматриваются следующие феноменологические параметризации:

$$R=\frac{4a}{Q^2}\,, \tag{3a}$$

$$R = b\,, \tag{3б}$$

$$R = c/\ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right). \tag{3в}$$

Здесь a , b и c – свободные параметры, которые определяются из анализа экспериментальных данных. Выражение (3а) получено Фейнманом /8/ в рамках партонной модели с учетом поперечного импульса партонов в нуклоне. Параметр a имеет смысл среднего значения квадрата этого импульса: $a = \langle p_\perp^2 \rangle$.

2. Для партонных распределений используется параметризация Бураса – Гемерса /9/:

$$x\,u_v(x,Q^2) = \Gamma_u(\bar{s})\, x^{\eta_1(\bar{s})} (1-x)^{\eta_2(\bar{s})}, \tag{4а}$$

$$x\,d_v(x,Q^2) = \Gamma_d(\bar{s})\, x^{\eta_3(\bar{s})} (1-x)^{\eta_4(\bar{s})}, \tag{4б}$$

$$x\,S(x,Q^2) = A_s(\bar{s})(1-x)^{\eta_s(\bar{s})} \tag{4в}$$

$$x\,C(x,Q^2) = A_c(\bar{s})(1-x)^{\eta_c(\bar{s})}, \tag{4г}$$

$$x\,G(x,Q_0^2) = A_G(1-x)^{\eta_G}, \tag{4д}$$

где

$$\eta_i(\bar{s}) = \eta_i + G\eta_i'\bar{s}\,, \quad i = 1,2\ldots 4\,, \tag{5}$$

$$\bar{s} = \ln\frac{\ln(Q^2/\Lambda^2)}{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)}. \tag{6}$$

Коэффициенты $\Gamma_u(\bar{s})$ и $\Gamma_d(\bar{s})$ в (4а,б) определяются правилами сумм, а A_G в формуле (4д) фиксируется законом сохранения энергии-импульса. В формуле (6) $G = 4/(33 - 2N_f)$, где N_f – число ароматов. η_i, $A_s \equiv A_s(0)$, $\eta_s \equiv \eta_s(0)$, η_G ($A_c(0)$ принимается равным нулю) являются свободными параметрами, определяющими функции распределения кварков и глюонов в протоне для произвольного значения Q_0^2, лежащего в кинематической области эксперимента. Имеются экспериментальные указания на то, что функции распределения морских кварков в области $x \geqslant 0{,}45$ стремятся к нулю. Тогда $A_s(\bar{s})$, $\eta_s(\bar{s})$, $A_c(\bar{s})$ и $\eta_c(\bar{s})$ могут быть записаны в явном виде /9/ как функции этих параметров и параметра Λ.

При определении η_i' мы требуем, чтобы функции распределения валентных кварков (4а,б) воспроизводили в кинематической области ЕМС точные решения уравнений КХД для моментов в ГЛП с точностью не меньше 2-3%.

3. В отличие от работы /9/, значения параметров $\{\Lambda^2; \eta_i, A_s, \eta_s, a(b,c); \eta_i'\}$ находятся из <u>совместного фита</u> экспериментальных <u>данных по сечениям</u> (во всей кинематической области) и <u>уравнений КХД</u> для моментов распределений валентных кварков. Все свободные параметры определяются минимизацией функционала:

$$\chi^2 = \chi^2_{exp} + \frac{1}{\varepsilon^2}\chi^2_{th}\,, \tag{7}$$

где

$$\chi^2_{exp} = \sum_{i,k} \frac{(\sigma^{exp}_{i,k} - N_k\sigma_i^{th})^2}{\Delta^2_{ik}}. \tag{8}$$

Здесь $\sigma^{exp}_{i,k}$ – дифференциальное сечение μp -процесса в i -й точке, измеренное в k -м эксперименте, Δ_{ik} – ошибка $\sigma^{exp}_{i,k}$, σ_i^{th} – сечение в i -й точке, вычисленное по формуле (I), а N_k – нормировочные множители.

В формуле (7)

$$\chi^2_{th} = \sum_{n=2}^{20}\sum_{i=1}^{N}\sum_{q=u,d}\left\{\frac{\exp(-G\gamma_n\bar{s}_i) - R_n^{(q)}(\bar{s}_i;\eta,\eta')}{\exp(-G\gamma_n\bar{s}_i)}\right\}^2, \tag{9}$$

а ε^{-2} – некий вес, значение которого подбирается таким образом, чтобы распределения валентных кварков (4а,б) с найденными значениями для η_i , η_i' воспроизводили с точностью, не меньшей, чем 2-3 %, численные решения эволюционных уравнений ЛАП /10/ в ГЛП во всей области эксперимента. В (9) $R_n^{(q)}$ – отношение для моментов функций распределения валентных кварков, зависимость которого от η_i и η_i' вычисляется в явном виде с помощью (4а,б).

<u>Результаты анализа</u>

В работе были проанализированы данные ЕМС /2/ по сечениям глубоконеупругого μp – рассеяния (234 экспериментальные точки) в следующей кинематической области:

$$0{,}03 \leq x \leq 0{,}75\,,$$

$$5{,}5 \le Q^2 \le 170 \text{ ГэВ}^2.$$

Значение Q_0^2 принималось равным 5 ГэВ^2. Расчеты, однако, показали, что полученные результаты не зависят от выбора Q_0^2. Для параметра η_G, характеризующего распределение глюонов $xG(x,Q^2)$, принимались разные значения в интервале $3 \le \eta_G \le 10$. Показано, что значение величины R не зависит от выбора η_G. Влияние η_G /5/ на параметр КХД Λ подробно обсуждено нами в работе /5/. Кроме учета статистических ошибок при анализе вводились также варьируемые нормировочные множители N_i, учитывающие относительную нормировку данных, полученных при различных энергиях налетающего мюона.

Значения параметров $a(b,c)$, Λ^2, N_i для всей рассматриваемой кинетической области, а также для области $0{,}03 \le x \le 0{,}45$ приведены в табл. I. Анализ ($\eta_G = 5$, $N_f = 4$) показал, что величина R стремится к нулю при всех рассматриваемых для R параметризациях. Значения варьируемых параметров, а также величины χ^2_{exp}/D_F практически одинаковы для параметризаций (3а,б,в). Отметим, что значение $\chi^2_{exp}/D_F = 1{,}65$ велико. Однако, если выполнить процедуру, предложенную в /11/, и умножить экспериментальные ошибки на масштабный фактор

$$S = \sqrt{\frac{\chi^2_{exp}}{n-1}},$$

где n – число экспериментальных точек, то значение χ^2_{exp}/D_F становится близким к единице (1.10), а значения параметров в минимуме практически не меняются.

В табл. I приведены также результаты анализа (параметризация (3а)) для $0{,}03 \le x \le 0{,}45$. В этой области относительное число экспериментальных точек, для которых значение $y = Q^2/2M \times E$ велико, намного больше, чем во всей кинетической области. Тогда из формулы (I) видно, что вклад в сечение от члена, связанного с R, более заметен. Однако и в этом случае мы получили практически то же самое решение для свободных параметров, а R – равное нулю ($a = 0{,}00 \pm 0{,}11$).

В таблице I приведены значения нормировочных множителей N_i. Последние отличаются от единицы не более чем на 3%, что не превышает указанных авторами работы /2/ значений неопределенности в относительной нормировке.

Таблица I

Результаты анализа данных ЕМС ($\eta_G = 5$, $N_f = 4$, $Q_0^2 = 5$ ГэВ^2, N_1 (E = 120 ГэВ) = 1)

Кин. область R	$\frac{\chi^2_{exp}}{D_F}$	Λ^2 (ГэВ^2)	Λ (МэВ)	N_2 E=200 ГэВ	N_3 E=240 ГэВ	N_4 E = 280 ГэВ	a (в,с)
все x, $R = 4a/Q^2$	341/206	0,0065±0,0032	80	0,972±0,006	0,993±0,008	0,986±0,006	0,000 ± 0,119
$x \le 0{,}45$, $R = 4a/Q^2$	264/149	0,0073±0,0038	85	0,969±0,007	0,990±0,008	0,985±0,006	0,000 ± 0,113
все x, $R = b$	341/206	0,0069±0,0033	83	0,972±0,006	0,993±0,008	0,986±0,006	0,000 ±0,021
все x, $R = c/\ln Q^2/\Lambda^2$	341/206	0,0067±0,0033	82	0,971±0,006	0,993±0,008	0,986±0,006	0,000 ± 0,175

Таблица 2

Значения свободных параметров, связанных с u_v, d_v и S ($\eta_G = 5$, $N_f = 4$, $A_G = 3{,}2I$, $Q_0^2 = 5$ (ГэВ)^2)

R		1	2	3	4	η_s	A_s
0, ± 0,02I	η_i	0,64 ± 0,0I	2,90 ± 0,05	0,80 ± 0,05	4,87 ± 0,28	I8,I7±I,05	I,2I±0,05
	η_i'	-I,27 ± 0,I7	4,56 ± 0,40	-I,67 ± 0,25	4,96 ± 0,58		

$$x u_v(x, Q_0^2) = \frac{2\Gamma(\eta_1+\eta_2+1)}{\Gamma(\eta_1)\Gamma(\eta_2+1)}\, x^{\eta_1}(1-x)^{\eta_2},$$

$$x d_v(x, Q_0^2) = \frac{\Gamma(\eta_3+\eta_4+1)}{\Gamma(\eta_3)\Gamma(\eta_4+1)}\, x^{\eta_3}(1-x)^{\eta_4},$$

$$x S(x, Q_0^2) = A_s(1-x)^{\eta_s}, \quad x C(x, Q_0^2) = 0,$$

$$x G(x, Q_0^2) = A_G(1-x)^{\eta_G}.$$

В табл. 2 представлены полученные значения для параметров, характеризующих распределения валентных и морских кварков в протоне. Для нахождения физического решения этих параметров было необходимо привлечь данные по структурным функциям глубоконеупругого рассеяния мюонов на дейтронах /6/. При анализе только протонных данных полученные для партонных распределений параметры приводили к противоречию с физическим требованием, что часть импульса протона, переносимая u – кварками, должна быть больше части импульса, которая переносится d – кварками. Кроме того, такие распределения не согласуются с экспериментальными данными /6/ для разности структурных функций протона и нейтрона F_2^{p-n}.

Заключение

В настоящей работе был проведен анализ данных ЕМС по сечениям глубоконеупругого μp -рассеяния. При этом для структурной функции протона F_2 принималось выражение, полученное в главном логарифмическом приближении КХД, а для отношения R – параметризации типа

$$R = const, \quad R = 4\langle p_\perp^2\rangle / Q^2, \quad R = \frac{C}{\ln Q^2/\Lambda^2}.$$

Для величин R, $\langle p_\perp^2\rangle$, C и параметра КХД Λ были найдены следующие значения:

$$R = 0{,}000 \pm 0{,}02I, \qquad \Lambda^2 = (0{,}0069 \pm 0{,}0033)\,\text{ГэВ}^2$$
$$(\Lambda = 83 \text{ МэВ});$$
$$\langle p_T^2\rangle = (0{,}000 \pm 0{,}II9)\,\text{ГэВ}^2, \quad \Lambda^2 = (0{,}0065 \pm 0{,}0032)\,\text{ГэВ}^2$$
$$(\Lambda = 80 \text{ МэВ});$$
$$C = 0{,}000 \pm 0{,}I75, \qquad \Lambda^2 = (0{,}0067 \pm 0{,}0033)\,\text{ГэВ}^2$$
$$(\Lambda = 82 \text{ МэВ}).$$

Полученные нами значения для R и Λ согласуются со значениями для этих величин, приведенными группой ЕМС. Подчеркнем еще раз, что при определении R нами использовалась информация о сечениях глубоконеупругого рассеяния во всей кинематической области измерений.

В заключение хотелось бы отметить, что проведенный в работе анализ является только частью задачи, представляющей бесспорный интерес, а именно: анализа данных по сечениям лептон-нуклонного рассеяния с учетом следующих к главному логарифмическому приближению поправок КХД как для структурной функции F_2 , так и для отношения R . Подчеркнем, однако, что измерение отношения R с большей точностью в широком кинематическом интервале явилось бы прямым способом определения константы связи сильного взаимодействия и, следовательно, более прямым тестом КХД.

Авторы признательны И.А. Савину за поддержку и интерес к работе, а также Г.Султанову и Б.З.Копелиовичу за обсуждения и полезные замечания.

Литература

1. Aubert J.J. et al. Phys. Lett., 1983, 121B, p. 87.
2. Aubert J.J. et al. Nucl. Phys., 1985, B259, p. 189.
3. Bilenkaya S.I., Kazarinov Yu. M., Lapidus L.I. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1971, 60, p. 460;
   Bilenkaya S.I., Stamenov D.B. Nucl. Phys., 1974, B79, p. 422;
   Yad. Fiz. 1980, 31, p. 233.
4. Fox G.C. Nucl. Phys., 1977, B131, p. 107.
5. Bilenkaya S.I., Stamenov D.B. JINR, E2-85-380; Dubna, 1985.
6. Aubert J.J. et al. Phys. Lett., 1983, 123B, p. 115.
7. Bacé M. Phys. Lett., 1978, 78B, p. 132;
   Buras A.J. Rev. Mod. Phys., 1980, 52, p. 199.
8. Feynman R.P. Photon-Hadron Interactions. Benjamin Press N.Y., 1972.
9. Buras A.J. Nucl. Phys., 1977, B125, p. 125;
   Buras A.J., Gaemers K.J.F. Nucl. Phys., 1978, B132, p. 249.
10. Lipatov L.N. Yad. Fiz., 1974, 20, p. 181;
    Altarelli G., Parisi G. Nucl. Phys., 1977, B126, p. 298.
11. Reviews of Modern Phys., April 1984, vol. 56, No 2, part II.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 февраля 1986 года.

Биленькая С.И., Стаменов Д.Б. Р2-86-65

Замечания о величине $R = \sigma_L/\sigma_T$ на основе анализа данных ЕМС по глубоконеупругому μp-рассеянию

Излагаются результаты анализа данных ЕМС по глубоконеупругому μp-рассеянию. Для структурной функции F_2 используется выражение, полученное в главном логарифмическом приближении КХД, а для отношения $R = \sigma_L/\sigma_T$ - следующие феноменологические параметризации: $R = 4a/Q^2$; $R = b$; $R = c/\ln(Q^2/\Lambda^2)$. Все свободные параметры, связанные с F_2 и R, находятся из совместного фита экспериментальных данных по сечениям и эволюционных уравнений КХД для моментов кварк-партонных распределений. Показано, что сделанные предположения для F_2 и R согласуются с экспериментальными данными. При этом среднее значение R (независимо от используемой нами параметризации) равно нулю. В случае $R = \text{const}$ получены следующие значения для R и параметра КХД Λ:
$R = 0{,}000 \pm 0{,}021$, $\Lambda^2 = 0{,}0069 \pm 0{,}0033$ ГэВ^2 ($\Lambda = 83$ МэВ).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Bilenkaya S.I., Stamenov D.B. P2-86-65

On the Quantity $R = \sigma_L/\sigma_T$ from Analysis of EMC Experimental Data on Deep Inelastic μp Scattering

The EMC deep inelastic μp scattering data are analysed in the framework of the leading order approximation of QCD for the structure function F_2. For the ratio $R = \sigma_L/\sigma_T$ (σ_L and σ_T are the longitudinal and transverse photoabsorption cross sections) the following phenomenological parametrisations are used: $R = 4a/Q^2$; b; $c/\ln(Q^2/\Lambda^2)$. All free parameters (connected with F_2 and R) are found from a simultaneous fit to the cross section data and the QCD equations for the moments of quark-parton distributions. It is shown that the experimental data are in agreement with the assumptions for F_2 and R made above. The mean value of R (independently of the parametrisations under consideration) is equal to zero. In the case of $R = \text{const}$ the following values of R and the QCD mass scale parameter Λ are obtained:
$R = 0.000 \pm 0.021$, $\Lambda^2 = 0.0069 \pm 0.0033$ GeV^2 ($\Lambda = 83$ MeV).

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986