СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Р2 - 11483

Д.Б.Стаменов

# ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ГЛУБОКОНЕУПРУГОМУ $e(\mu)\mathcal{N}$-РАССЕЯНИЮ И РАЗНЫЕ ФОРМЫ НАРУШЕНИЯ СКЕЙЛИНГА

1978

P2 - 11483

Д.Б.Стаменов

# ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ГЛУБОКОНЕУПРУГОМУ $e(\mu)\mathcal{N}$-РАССЕЯНИЮ И РАЗНЫЕ ФОРМЫ НАРУШЕНИЯ СКЕЙЛИНГА

Стаменов Д.Б. Р2 - 11483

Эксперименты по глубоконеупругому $e(\mu)N$ -рассеянию и разные формы нарушения скейлинга

Обсуждается вопрос о том, при каких $Q^2$ и при какой точности будущих экспериментов по глубоконеупругому $e(\mu)N$ -рассеянию возможно отличить разные формы нарушения скейлинга для структурных функций $2MW_1$ и $\nu W_2$, предсказанные в различных квантовополевых моделях. Приведены теоретические оценки самой чувствительной к предсказаниям различных моделей величины $R^{(n)}(Q^2)$ (отношение моментов $\sigma_L$ к моментам $\sigma_T$). Показано, что если одна из моделей (квантовая хромодинамика, масштабно-инвариантная неабелевая (абелевая) калибровочная модель) справедлива и точность определения $R^{(n)}$ из данных будущих экспериментов ~10%, то в области передач $Q^2 > 30$ (ГэВ/с)$^2$ возможно отличить логарифмическое нарушение скейлинга от степенного.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Stamenov D.B. P2 - 11483

Deep Inelastic $e(\mu)N$ - Scattering Experiments and Different Forms of Scale Breaking

The question is discussed what $Q^2$ and what accuracy of the future deep inelastic $e(\mu)N$ scattering experiments will allow one to distinguish between the different forms of scale breaking for the structure functions $2MW_1$ and $\nu W_2$, predicted by the different quantum field-theory models. Theoretical estimations on the quantity best crucial to predictions of the different models, $R^{(n)}(Q^2)$ (the ratio of the moments of $\sigma_L$ to the moments of $\sigma_T$) are produced. It is shown that if one of the models (quantum chromodynamics, scale invariance non-abelian (abelian) gauge model) is true and if the accuracy of the determination of $R^{(n)}$ from the data of the future experiments is of an order of 10%, then it will be possible to distinguish between the logarithmic and power in $Q^2$ violation of Bjorken scaling in the region of momentum transfer $Q^2 > 30$ (GeV/c)$^2$.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978



Эксперименты по глубоконеупругому $e(\mu)N$ -рассеянию, проведенные в SLAC/1/ и Батавии/2/, свидетельствуют о нарушении канонического (бьеркеновского) скейлинга для структурных функций этих процессов. (Слово "канонический" или "бьеркеновский" в дальнейшем опускается, но оно всегда подразумевается). При этом экспериментальные данные по $\mu N$ -рассеянию/2/ указывают на различное отклонение от скейлинга в зависимости от кинематической области $x$, а именно: в области $0,15 \; x \le 1$ структурные функции $F_i(x,Q^2)$ убывают, а в области $0 \le x \le 0,15$ растут с ростом $Q^2$. Такой характер нарушения скейлинга является общим для всех квантовополевых моделей сильных взаимодействий. Для различных моделей, однако, формы этого нарушения разные: в квантовой хромодинамике скейлинг для моментов структурных функций глубоконеупругих лептон-адронных процессов нарушается логарифмическим образом/5/, в масштабно-инвариантных моделях /6/ это нарушение имеет степенной характер, а в неабелевых калибровочных моделях с массивными глюонами скейлинг нарушается логарифмическими/7/, либо степенными по $Q^2$ членами, умноженными на осциллирующую (по $Q^2$) функцию/8/, в зависимости от предположений о поведении эффективных констант связи в области больших пространственно-подобных импульсов.

Возникает вопрос, позволяют ли существующие квантовополевые модели описать обнаруженное на опыте отклонение от скейлинга. Сразу отметим, что в литературе обсуждаются и другие модели (см., например, работы/9/), в которых предсказывается нарушение скейлинга. Но есть одно существенное отличие. Поведение структурных функций в этих моделях носит автомодельный характер ($F(x,Q^2)=g(Q^2)f(x)$. и в этом случае отклонение от скейлинга одинаково для любого $X$ ). Имея в виду экспериментальные данные по $\mu N$ -рассеянию в Батавии, эти модели рассматривать не будем. Отметим, однако, что эти данные совсем недостаточны (бедная статистика и небольшая точность), чтобы полностью ответить на вопрос, каково поведение структурных функций в области $x < 0{,}15$ и больших $Q^2$. Ясно, что хорошие экспериментальные данные в этой области представляют особый интерес для выяснения характера нарушения скейлинга.

Имея в виду результаты работ/I0-I4/ по сравнению с предсказаниями различных квантово-полевых моделей с экспериментальными данными/I-4/ по глубоконеупругим лептон-адронным процессам, можно сказать следующее. Во-первых, квантовая хромодинамика и модели /6-8/ находятся в хорошем согласии с экспериментом и, во-вторых, точность и передачи импульса $Q^2$ в экспериментах по глубоконеупругим лептон-адронным процессам на сегодняшний день таковы, что нельзя отличить логарифмическое нарушение скейлинга от степенного (тем более нельзя выделить осциллирующий по $Q^2$ фактор, предсказанный в модели/8/). Следовательно, вопрос о том,какую модель нужно выбрать для описания сильных взаимодействий, остается открытым.

Поэтому важно указать на точность будущих экспериментов по глубоконеупругому $e(\mu)N$ -рассеянию (в зависимости от кинематической области передачи $Q^2$ ), необходимую для того, чтобы отличить разные формы нарушения скейлинга. Этому вопросу и посвящено настоящее сообщение.

Самым чувствительным к предсказаниям различных квантово-полевых моделей является отношение:



$$R^{(n)}(Q^2)=\frac{\int_0^1 dx\, x^{n-2}\{F_2^{p-n}(x,Q^2)-F_1^{p-n}(x,Q^2)\}}{\int_0^1 dx\, x^{n-2}\, F_1^{p-n}(x,Q^2)} . \qquad (I)$$

Здесь $F_1=2MxW_1$, $F_2=\nu W_2$, а „$p-n$" обозначает разность структурных функций протона и нейтрона.

В главном логарифмическом приближении это отношение равняется нулю. Этот факт является кинематическим свойством всех кварк-глюонных моделей (спин кварков равняется I/2). В следующем приближении отношение $R^{(n)}$ пропорционально эффективной константе связи $\bar{\alpha}(Q^2)$ $(\bar{\alpha}=\bar{g}^2/4\pi)$

$$R^{(n)}(Q^2)=h^{(n)}\bar{\alpha}(Q^2) \qquad (2)$$

и

$$h^{(n)}=\frac{4}{3\pi}\,\frac{1}{n+1} \qquad (3)$$

в моделях с четырьмя цветными триплетами кварков.

Эффективная константа связи $\bar{\alpha}(Q^2)$имеет следующий вид:

$$\bar{\alpha}(Q^2)=\frac{12\pi}{25}\cdot\frac{1}{\ln Q^2/\Lambda^2}, \qquad (4а)$$

$$\bar{\alpha}(Q^2)=\alpha_\infty, \qquad (4б)$$

$$\bar{\alpha}(Q^2)=\alpha'_\infty\cos^2\frac{\omega L}{2} \quad (L=\ln Q^2/\mu^2) \qquad (4в)$$

в квантовой хромодинамике, в масштабно-инвариантных моделях и в модели с предельным циклом/8/ (в области больших пространственно-подобных импульсов эффективные константы связи осциллируют около некоторых средних значений), соответственно. При этом, в случаях (4б,в) предполагается, что эффективные константы достигают своих значений в области уже достигнутых передач импульса $Q^2$, т.е. поправки к ним совсем незначительны даже в этой области относительно небольших $Q^2$. В (4) константы $\Lambda$, $\alpha_\infty$, $\alpha'_\infty$

и $\omega$ являются неизвестными параметрами в моделях. Они определяются из эксперимента.

Из анализа имеющихся экспериментальных данных по глубоконеупругому $e(\mu)N$ -рассеянию получаются следующие ограничения на параметры $\Lambda$ и $\alpha_\infty^{NA}$:

$$0{,}3 \le \Lambda \le 0{,}5 , \qquad \alpha_\infty^{NA} = 0{,}40 \pm 0{,}04 , \tag{5}$$

где $\alpha_\infty^{NA}$ обозначает предельное значение константы связи в масштабно-инвариантной неабелевой калибровочной модели с четырьмя цветными триплетами кварков (масштабно-инвариантная хромодинамика).

Тогда, исходя из этих значений параметров $\Lambda$ и $\alpha_\infty^{NA}$, можно теоретически оценить значения величины $R^{(n)}/h^{(n)}$ для различных моделей в области $Q^2 > Q^2_{max}$ ( $Q^2_{max}$ – максимально достигнутые пока передачи, $Q^2_{max} \sim 30$(ГэВ/с)$^2$) и указать точность будущих экспериментов (в зависимости от кинетической области $Q^2$ ), необходимую для того, чтобы отличить предсказания этих моделей. Ожидаемые значения $\bar{\alpha}(Q^2)$ в квантовой хромодинамике в области более высоких передач $Q^2$ приведены в таблице. Значения даются для верхней и нижней границ параметра $\Lambda$ . В таблице приводятся также значения $\bar{\alpha}(Q^2)$ в модели /8/ ( $\omega$ =0,3, $\alpha'_\infty$=0,4 , $\mu^2$=4 (ГэВ/с)$^2$). Отметим еще, что значение параметра $\alpha_\infty^{A}$ для масштабно-инвариантной абелевой модели с четырьмя цветными триплетами кварков несколько больше:

$$\alpha_\infty^{A} = \frac{4}{3}\, \alpha_\infty^{NA} . \tag{6}$$

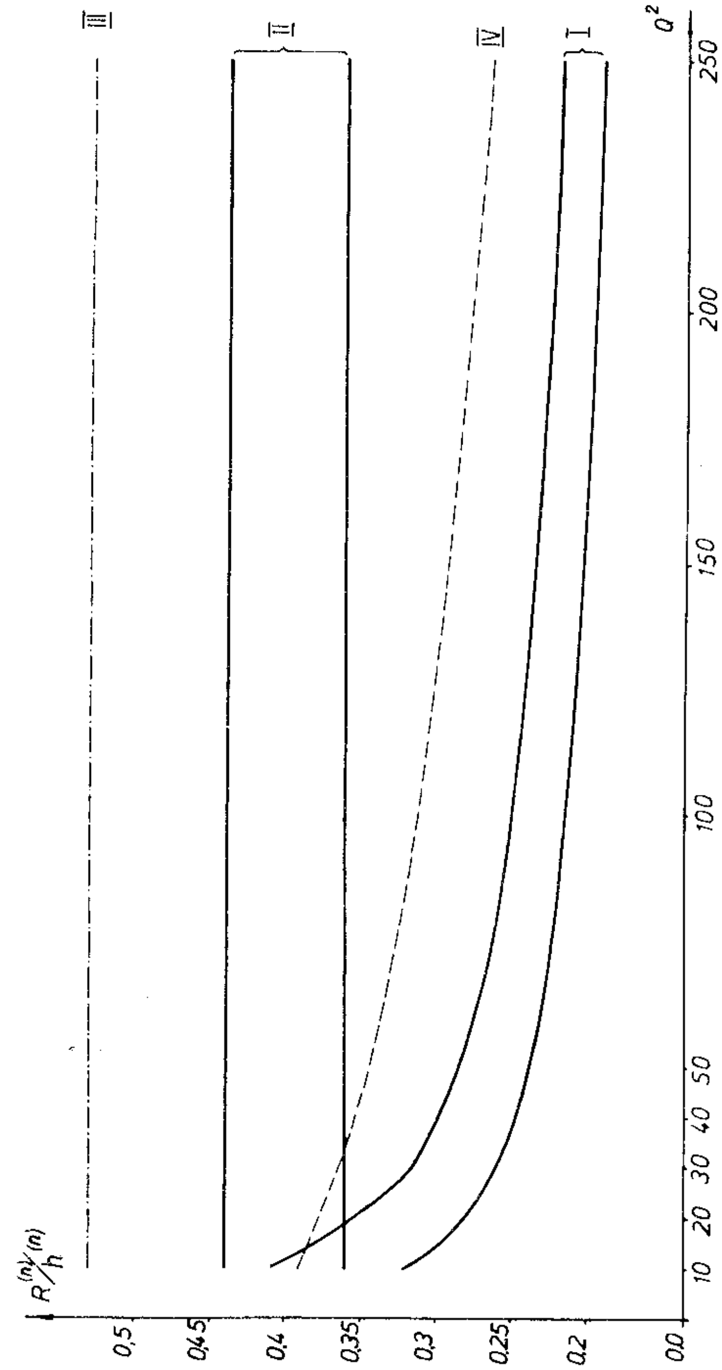
На рисунке показаны коридоры ожидаемых значений отношения $R^{(n)}/h^{(n)}$ (в хромодинамике и обсуждаемых масштабно-инвариантных моделях) в широком интервале по $Q^2$ . Ширина этих коридоров определяется точностью экспериментальных данных в настоящее время. Из рисунка видно, что если экспериментальные точки попадут в один из двух коридоров и точностью определения $R^{(n)}$ из эксперимента порядка



Таблица

Значения эффективной константы связи в квантовой хромодинамике и в модели /8/ при разных значениях $Q^2$

| $Q^2$(ГэВ/с)$^2$ | | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 | 100 | 200 | 500 | 1000 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\frac{12\pi}{25}\frac{1}{\ln Q^2/\Lambda^2}$ | $\Lambda$=0,5 | 0,410 | 0,345 | 0,315 | 0,300 | 0,285 | 0,250 | 0,225 | 0,200 | 0,182 |
| | $\Lambda$=0,3 | 0,320 | 0,280 | 0,260 | 0,247 | 0,240 | 0,215 | 0,196 | 0,176 | 0,162 |
| $\alpha'_\infty \cos^2 \omega \frac{L}{2}$ | | 0,39 | 0,378 | 0,365 | 0,355 | 0,345 | 0,32 | 0,28 | 0,23 | |



Поведение отношения $R^{(n)}/h^{(n)}$ в: I) хромодинамике, 2) масштабно-инвариантной хромодинамике, III) абелевой масштабно-инвариантной калибровочной модели, IУ) модели /8/.



IO%, то в области передач импульсов $Q^2 \geqslant$ 30 (ГэВ/с)$^2$ возможно будет отличить логарифмическое нарушение скейлинга от степенного. Отметим, что величину $R^{(n)}$ можно будет определить в предстоящих в ЦЕРНе экспериментах /I5/ по глубоконеупругому $\mu N$ -рассеянию в области $Q^2$ до 50 (ГэВ/с)$^2$. Из рисунка видно также, что можно отличить поведение величины $R^{(n)}/h^{(n)}$ в масштабно-инвариантной абелевой модели от поведения этой величины в хромодинамике при передачах $Q^2$, более низких чем 30 (ГэВ/с)$^2$. На рисунке приводится еще поведение отношения $R^{(n)}/h^{(n)}$ в модели /8/.

В заключение можно сказать следующее.

I. Точность и передачи импульса в экспериментах по инклюзивным глубоконеупругим лептон-нуклонным процессам в настоящее время таковы, что из анализа данных нельзя выделить той или иной из обсуждаемых квантовополевых моделей.

2. Самым чувствительным к предсказаниям различных моделей является отношение $R^{(n)}(Q^2)$.

3. Если одна из моделей (квантовая хромодинамика или масштабно-инвариантная неабелевая калибровочная модель) справедлива и точность определения $R^{(n)}$ из будущих экспериментов по глубоконеупругому $e(\mu)N$ -рассеянию $\sim$ IO%, то в области передач $Q^2 >$ 30(ГэВ/с)$^2$ возможно отличить логарифмическое нарушение скейлинга от степенного.

## Литература


I. Bloom E.D. e.a. Phys.Rev.Lett., 1969, 23, p.930;
Miller G. e.a. Phys.Rev., 1972, D5, p.528.

2. Riordan E.M. e.a. Preprint SLAC-PUB-1634, 1975.

3. Atwood W.B. Ph.D.Thesis, SLAC Report-185, 1975;
Atwood W.B. e.a. Phys.Lett., 1976, 64B, p.479.

4. Watanabe I. e.a. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.898;
Chang C. e.a. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.901.

5. Gross D., Wilczek F. Phys.Rev., 1974, D9, p.980;
Georgi H., Politzer H.D. Phys.Rev., 1974, D9, p.416;
Balin D., Love A., Nanopoulos D.V. Lett.Nuovo Cimento,1974,9, p.501.

6. Поляков А.М. ЖЭТФ, 1970, 59, 542;
Mack G., Nucl.Phys., 1971, B35, p.592;
Efremov A.V., Ginzburg I.F. Phys.Lett.,1972, 36B, p.371;
Bailin D., Love A., Nucl.Phys., 1974, B75, p.159.

7. Морозов П.Т., Стаменов Д.Б. ОИЯИ, Р2-11173, Дубна, 1978.

8. Stamenov D.B. JINR, E2-11193, Dubna, 1978.

9. Chanowitz M.S., Drell S.D. Phys.Rev.Lett., 1973, 30, p.807;
Phys.Rev., 1974, D9, p.2078;
West G.B., Zerwas P. Phys.Rev., 1974, D10, p.2130.

10. Bilenkaya S.I., Hristova E.H., Stamenov D.B., Nucl. Phys. 1974, p.422.

11. Tung W.K. Phys.Rev., 1975, D12, p.3613.

12. Glück M., Reya E. Phys.Rev., 1976, D14, p.3034.

13. Fox G.C. Nucl.Phys., 1977, B131, p.107.

14. Биленькая С.И., Христова Е.Х. ОИЯИ,Р1-9724, Дубна, 1976.
Bilenkaya S.I., Christova E.Ch. JINR,E1-11161,Dubna, 1978.

15. Golutvin I. e.a. Proposals of NA-4 experiment, CERN, SPSC/P19, 1974.



Рукопись поступила в издательский отдел
17 апреля 1978 года.