

БОЛЬШИЕ p_{\perp} И КВАРК-КВАРКОВОЕ СЕЧЕНИЕ В ДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ФАКТОРИЗУЮЩИХСЯ КВАРКОВ

В.Н.Капшай, А.В.Сидоров, Н.Б.Скачков

Показано, что данные по инклюзивной реакции $pp \rightarrow \pi^0 X$ хорошо описываются, если для сечения рассеяния кварка на кварке выбрать зависимость, следующую из модели с гипотезой о факторизуемости кварковых амплитуд.

Сечения инклюзивных реакций $A + B \rightarrow h + X$ с рождением адронов h с большими переданными импульсами p_{\perp} , наиболее успешно описываются формулой кварк-партонной модели "жестких соударений". [1]

$$E \frac{d^3 \sigma}{d p^3} (A + B \rightarrow h + X) = \iint dx_a dx_b \sum_{a,b} G_{A \rightarrow a}(x_a) G_{B \rightarrow b}(x_b) D_c^h(z_c) \times$$

$$\times \frac{1}{z_c} \frac{1}{\tau} \frac{d\hat{\sigma}}{dt} (qq \rightarrow qq), \quad (1)$$

где $G_{A \rightarrow a}(x)$ - функция распределения кварков в адроне A , а $D_c^h(z)$ -

функция фрагментации кварка c в адрон h ; $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(qq \rightarrow qq)$ — есть сечение рассеяния кварка на кварке.

Как показано в [2, 3], хорошее описание достигается, если вместо зависимости $d\hat{\sigma}/d\hat{t} \sim 1/\hat{s}^2$, которую предсказывает размерный кварковый счет [4] для сечения кварк-кваркового рассеяния, взять чисто феноменологическую формулу $d\hat{\sigma}/d\hat{t} \sim 1/\hat{s}(-\hat{t})^3$ или $1/\hat{s}^2 \hat{t}^2$.¹⁾

В настоящей работе мы покажем, что данные по реакции $pp \rightarrow \pi^0 X$ хорошо описываются, если для кварк-кваркового сечения выбрать другую, следующую из динамической модели факторизующихся кварков (ДМФК) [5] зависимость. Эта модель, в отличие от модели аддитивных кварков, описывает процессы с большими переданными импульсами (упругое pp -рассеяние, формфакторы²⁾ π -мезона и протона [5]) и содержит явный масштабный параметр — массу кварка M_q .

В модели факторизующихся кварков предполагается, что амплитуда рассеяния двух адронов пропорциональна произведению амплитуд рассеяния отдельных валентных кварков на некотором самосогласованном потенциале $V_{\text{эфф}}$, создаваемом кварками в процессе соударения:

$$M_{AB \rightarrow AB} = \prod_i g_i \prod_j g_j. \quad (2)$$

Амплитуда рассеяния кварка на кварке в [5] была выбрана в следующем виде ($y = \text{Ar ch}(1 - \hat{t}/(2M_q^2))$):

$$g_q = y / \text{sh } y \xrightarrow{-\hat{t} \rightarrow \infty} \frac{\ln(|\hat{t}|/M_q^2)}{|\hat{t}|/M_q^2}. \quad (3)$$

Из (2) и (3) для кварк-кваркового сечения следует формула:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(qq \rightarrow qq) = \frac{A}{\hat{s}^2} \left[\frac{\ln(|\hat{t}|/M_q^2)}{\hat{t}/M_q^2} \right]^4 \approx \frac{A}{\hat{s}^2 (|\hat{t}|/M_q^2)^{N_{\text{эфф}}}}, \quad (4)$$

где $N_{\text{эфф}} = 4 - 4 \frac{\ln \ln(|\hat{t}|/M_q^2)}{\ln(|\hat{t}|/M_q^2)}$, а масса кварков M_q и константа A рассматриваются как свободные³⁾ параметры модели.

Нами для нахождения по формуле (1) сечения инклюзивного рождения π^0 -мезона под углом 90° , были взяты те же независимые от Q^2 функции $G(x)$ и $D(z)$ ³⁾, что и в работе [2]. Такой выбор отвечает возможному сохранению скейлинга в будущих опытах по ep -рассеянию при больших

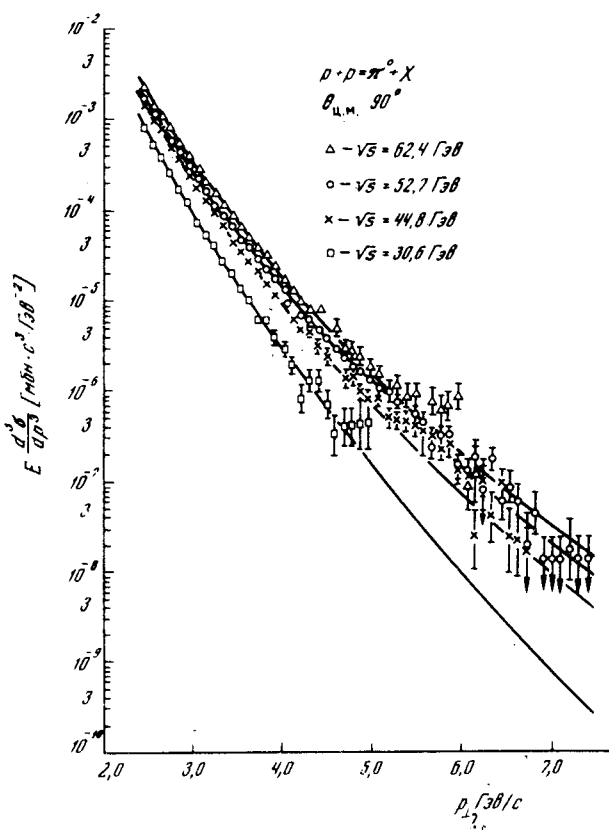
¹⁾ Физическая природа такого отклонения от правил размерного кваркового счета в [2, 3] оставалась невыясненной.

²⁾ Отметим, что асимптотическое поведение формфактора, следующее из ДМФК, удовлетворяет соотношению Дрела — Яна — Веста, в то время, как предсказания размерного кваркового счета для формфакторов не согласуются с этим соотношением [5].

³⁾ Другая возможность предложена в работе [7].

Q^2 . Массы u - и d -кварков предполагались одинаковыми, а вклад других кварков как и в [2] не учитывался.

\sqrt{s} [ГэВ]	$\chi^2 df = \frac{\chi^2}{N-2}$	M_q [ГэВ]
62,4	51/40 - 2	0,59
52,7	65/52 - 2	0,69
44,8	100/45 - 2	0,59
33,6	28/27 - 2	0,45
23,5	19/17 - 2	0,44



Сравнение предсказаний ДМФК с экспериментальными данными по реакции $pp \rightarrow \pi^0 X$ [6]

Результаты обработки реакции $pp \rightarrow \pi^0 X$ [6] по формулам (1) и (4) представленные в таблице и на рисунке, говорят о хорошем описании эксперимента. Если сечение реакции (1) представить в виде $E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} (pp \rightarrow \pi^0 X) \sim p_{\perp}^{-N}$, то теоретические кривые при $s = \text{const}$ (см. рисунок), соответствуют тому, что степень N согласно (4) растет от $N \approx 9$ при $p_{\perp} = 2,4$ ГэВ/с до $N \approx 13$ при $p_{\perp} = 7,5$ ГэВ/с. Этот факт согласуется с результатами, проведенных в работе [6] фитов при $s = \text{const}$. Отметим, что масса кварка (см. таблицу) близка к значению $M_q \approx 0,3$ ГэВ,

найденному при описании в рамках ДМФК данных по упругому pp -рассеянию [5], и имеет тот же порядок, что и полученная при анализе электромагнитных факторов $M_q \approx 0,2 \text{ ГэВ}$ [5].

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
20 октября 1978 г.

Литература

- [1] D.Sivers, S.J.Brodsky, R.Blankenbecler. Phys. Rev., **23**, 1, 1976.
- [2] R.P.Field, R.P.Feynman. CALT-69-565, 1976.
- [3] R.Baier et al. Bielefeld Univ. Preprint PI-TP-70/25, 1976.
- [4] V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. Lett. Nuovo Cim., **7**, 719, 1973.
- [5] А.Ф.Пашков, Н.Б.Скачков, И.Д.Соловцев. Письма в ЖЭТФ, **25**, 452, 1977; Препринт ОИЯИ Р2-10490, Е2-10530, Дубна, 1977; Р2-11211, Дубна, 1978.
- [6] F.W.Busser et al. Nucl. Phys., **B106**, 1, 1976.
- [7] V.A.Matveev, L.B.Slepchenko, A.N.Tavkhelidze. JINR E2-11580, Dubna, 1978; R.P.Feynman, R.D.Fild, G.C.Fox. Preprint CALT-68-651.