

## ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ КАК ТЕСТ НА МОДЕЛИ С ЦЕЛОЗАРЯДНЫМИ КВАРКАМИ

*А.В.Ефремов, С.В.Иванов, С.В.Михайлов*

В работе выясняются условия применимости партонной модели для процесса  $\gamma N \rightarrow \gamma X$ . Определены характеристики, измерение которых было бы наилучшим тестом на модели с нарушенной цветовой симметрией. В рамках объединенной модели с целозарядными кварками анализируются имеющиеся экспериментальные данные по глубоконеупругому комптоновскому рассеянию фотонов на протоне.

Несмотря на то, что в последние годы ведется активное теоретическое и экспериментальное изучение жестких процессов, до сих пор не выяснено является ли цветовая  $SU_c$  (3) симметрия точной или нарушенной и, следовательно, нет однозначного ответа на вопрос чему равен электрический заряд кварка? Исследования, проведенные в рам-

как объединенных моделей [1, 2], свидетельствуют о том, что совокупность данных по глубоконеупругому рассеянию лептонов и  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны не позволяет отдать предпочтение ни одной из существующих теорий. Измерения лептон-лептонных сечений и аномального магнитного момента мюона накладывают жесткие ограничения на параметры модели. Является необходимым выполнение неравенства

$$\frac{4\alpha(|q^2| \ll \mu^2)}{3\alpha_s(|q^2| \ll \mu^2)} \lesssim 10^{-4} \quad (\alpha - \text{синглетный инвариантный заряд;}$$

$\alpha_s - \text{октетный инвариантный заряд}).$  В работе [3] было показано, что эти ограничения удовлетворяются, если токовые массы глюонов  $\mu \lesssim 0,3$  ГэВ. Наиболее перспективны для выяснения электромагнитных свойств кварков исследования глубоконеупругих реакций с участием реальных  $\gamma$ -квантов. Процессы  $\gamma N \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ ,  $\gamma \gamma^* \rightarrow \text{jets}$ ,  $e p \rightarrow e \gamma X$ ,  $e^+ e^- \rightarrow \gamma + \text{jets}$  рассматривались рядом авторов [4 - 9]. Все отмеченные реакции содержат лишь один реальный фотон, что позволяет, как было показано, в работе Виттена [4], даже при не слишком точном измерении определить истинный заряд кварка.

В этой работе мы сформулируем критерий применимости партонной модели для реакции  $\gamma N \rightarrow \gamma X$ , выясним возможность интерпретации экспериментальных данных [10] в рамках КХД и объединенной модели с целозарядными кварками [2], определим характеристики, измерение которых было бы наилучшим тестом на альтернативные кварковые модели.

Для выяснения кинематической области партонного подпроцесса рассмотрим диаграмму рис. 1, а

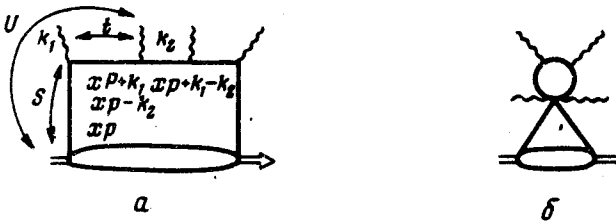


Рис. 1

$U, t, S$  - мандельштамовские переменные. Необходимыми условиями выделения партонного подпроцесса в неупругом комптоновском рассеянии являются

1.  $x S \gg m_N^2$
2.  $(x(1-y)) \gg \frac{m_N^2}{S}, (t \ll m_N^2)$
3.  $(1-y)(1-x) \gg \frac{m_x^2}{S}, (m_x^2 \gg m_N^2)$
4.  $xy \gg \frac{m_N^2}{S}, (xU \gg m_N^2),$

где  $m_x$  - инвариантная масса конечного состояния  $y = U/S, x = t/S - U$ .

Для выделения области пионизации, которая не рассчитывается в рамках стандартной Т.В. и описывается диаграммами типа б, надо рассматривать струйные процессы с большими  $k_{\perp}$ , следовательно, полу-

чаем условие

$$5. \ x = \frac{E_1 y}{m_N (1 - y)} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{k_{\perp}^2}{E_1^2 y^2} \right)^{1/2} \right]; \quad x \approx \frac{k_{\perp}^2}{2 m_N (1 - y) y E_1};$$

$$\left( \frac{k_{\perp}^2}{E_1^2 y^2} \ll 1 \right).$$

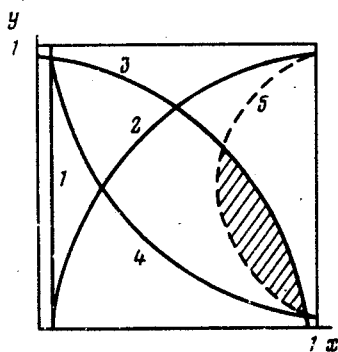


Рис. 2

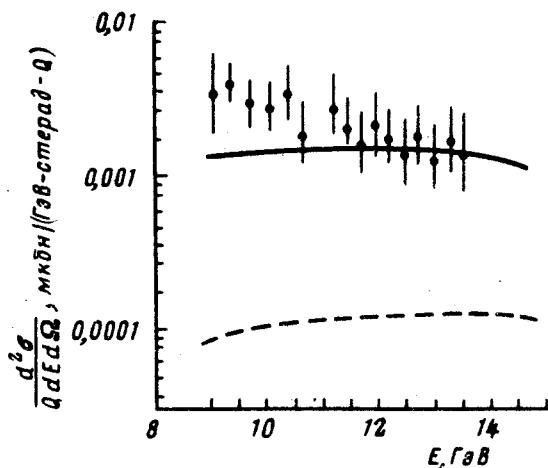


Рис. 3

График определяющий область, общую для всех кинематических ограничений, изображен на рис. 2. Таким образом, для экспериментальных данных [10] условия  $E_1 \approx 21 \text{ ГэВ} \gg m_N$ ,  $E_2 \approx 10 \text{ ГэВ} \gg m_N$ ,  $E_1 - E_2 \sim 10 \text{ ГэВ} \gg m_N$  фактически выполнены, но значение  $k_{\perp}^2 \sim 2 + 3 \text{ ГэВ}^2$  можно считать много большими  $m_N^2$  весьма условно. Следовательно, интерпретация измерений [10] в рамках партонной модели имеет ориентировочный характер. Рассмотрение диаграмм, имеющих место в объединенной модели [2] дает следующий вид сечения реакции  $\gamma N \rightarrow \gamma X$  с учетом кваркового и глюонного вкладов

$$\frac{d^2 \sigma^{unif}(\gamma N \rightarrow \gamma X)}{dE_2 d\Omega} = \frac{\alpha^2_{\text{КЭД}} \sum_a \bar{Q}_a [q_a(x) + \bar{q}_a(x)]}{2 m_N E_1^2 [1 - \sqrt{1 - k_{\perp}^2 / E_1^2 y^2}]} \times$$

$$\times \left( y + \frac{1}{y} \right) \left\{ 1 + \frac{1}{3} R_N(x) \left[ 10 \left( y + \frac{1}{y} \right)^{-1} + 4 \left( y + \frac{1}{y} \right) - 8 \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $q_a(x)$ ,  $\bar{q}_a(x)$  — функции распределения кварков, а  $G^{\pm}(x)$  — функции распределения глюонов внутри адрона. Величина  $R_N(x) = \sigma_L / \sigma_T$

имеет вид

$$R_N(x) = \frac{1}{3} [(Q_1 - Q_2)^4 + (Q_1 - Q_3)^4 + (Q_2 - Q_3)^4] \frac{(G^+(x) + G^-(x))}{\sum_a \bar{Q}_a [q_a(x) + \bar{q}_a(x)]},$$

где  $\bar{Q}_a = 1/3 (\sum Q_i^4)_a$  для целозарядной модели  $D = \sum Q_i^2 - 1/3 (\sum Q_i)^2 = 2/3$ . Возьмем функции распределения кварков и глюонов, предложенные в работе [11]. Зафиксировав значения  $k_{\perp}^2 = (1,7 \text{ ГэВ})^2$ ,  $E_1 = 21 \text{ ГэВ}$  сравним предсказания целозарядной теории с данными [10]. На рис. 3 пунктирная линия есть результат расчета в рамках КХД, сплошная задается формулой (1). Хотя рис. 3 свидетельствует в пользу объединенной модели, выписанные выше кинематические ограничения удерживают нас от утверждения, что заряды кварков целые. Для получения более четкой информации желательно измерять реакцию перерассеяния  $\gamma$ -квантов на изоскалярной ядерной мишени нормированную на дважды дифференциальное сечение глубоконеупругого процесса  $eM_{i.s.} \rightarrow eX$ . В этом случае целозарядная модель дает

$$\frac{d^2 \sigma_{unif}^{\gamma M_{i.s.}}}{dE_2 d\Omega} / \frac{d^2 \sigma_{unif}^{e M_{i.s.}}}{dE_2 d\Omega} = \frac{9}{5} \left( y + \frac{1}{y} \right) \frac{\left\{ 1 + \frac{20}{9} R_d \left[ 10 \left( y + \frac{1}{y} \right)^{-1} + 4 \left( y + \frac{1}{y} \right) - 8 \right] \right\}}{\left\{ 1 + \frac{y}{(1-y)^2} (1 + R_d) \left[ 1 + \sqrt{1 - k_{\perp}^2 / E_1^2 y^2} \right] \right\}}. \quad (2)$$

(Переход к КХД можно осуществить, положив  $R_d = 0$  и заменив коэффициент  $9/5$  в выражении (2) на  $17/45$ ). Для величины  $R_d(x) = \frac{G^+(x) + G^-(x)}{10[u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)]}$  в области не малых значений можно

брать экспериментальное значение<sup>1)</sup>  $R_d \approx 0,2 - 0,25$ . Если при энергии фотонного пучка  $E_1 \gtrsim 40 \text{ ГэВ}$  измерения дадут результат столь же плохо согласующийся с КХД (вклад старших порядков при различии в десять раз не существен, что следует из работы [12], то это может явиться решающим аргументом в пользу целозарядных кварков предложенных в работах [13, 14].

Авторы благодарны за обсуждение результатов работы Д.В.Ширкову, В.А.Матвееву, Г.М.Верешкову.

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступила в редакцию  
21 октября 1980 г.

1) Вообще говоря, объединенная модель позволяет рассчитать значение  $R$ , причем результат ( $R \approx 0,15$ ) согласуется с экспериментом значительно лучше КХД.

## Литература

- [1] I.C.Pati, A.Salam. " Neutrino Conference 1976" , 8 – 12 June, 1976. Aachen. Fed. Rep. Germany.
- [2] Г.М.Верешков, С.А.Жаринов, С.В.Иванов, С.В.Михайлов. ЯФ, 32, 227, 1980.
- [3] А.В.Ефремов, С.В.Иванов, В.А.Нестеренко. Препринт ОИЯИ Р2-80519, Дубна, 1980.
- [4] E.Witten. Nucl. Phys., B120, 189, 1977.
- [5] G.R.Farrar, B.L.Ioffe. Preprint ITP-103, 1977.
- [6] M.A.Ahmed, G.G.Ross. Phys. Lett., 59B, 369, 1975.
- [7] Chang Chao-hsi, Tu Tung-sheng, Wu Chi-min. Ref. TH 2675- CERN, 1979.
- [8] Stanlet J.Bradsky SLAC-PVB-2447, 1979.
- [9] C.H.Llewellyn Smith. Phys. Lett., 79B, 83, 1978.
- [10] D.O.Caldwell et al. Phys. Rev. Lett., 33, 868, 1974.
- [11] P.Auernche et al. CERN. Ref. TH.2887 – Geneva, 1980.
- [12] A.Niegawa, Y.Vranishi. Lett. Nuovo Cim., 25, 443, 1979.
- [13] N.N.Bogolubov, B.V.Struminsky, A.N.Tavkhelidze. Preprint JINR D-1968, 1965.
- [14] M.Y. Han, Y.Nambu. Phys. Rev., 139, 1006, 1965.
-