

ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЛЕПТОНОВ НА АДРОНАХ И ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГЛЮОНОВ

А.И.Вайнштейн, В.И.Захаров, В.А.Новиков, М.А.Шифман

Предложена модель валентных кварков для описания глубоко-конеупругого рассеяния лептонов на адронах в рамках асимптотически свободных теорий сильных взаимодействий. Глюоны образуются только в результате тормозного излучения кварков и отсутствуют в начальном состоянии. Модель удовлетворительно описывает имеющиеся данные и позволяет сформулировать дальнейшие предсказания.

Как известно, партонная модель [1] удовлетворительно описывает основные экспериментальные данные о глубококонеупругом рассеянии

лептонов на адронах. Вместе с тем, в рамках такой модели существует очень серьезная проблема, которая не нашла еще своего решения.

Именно, из обработки данных о глубоконеупругом рассеянии следует, что примерно половину импульса нуклона несут глюоны. С другой стороны, поведение формфактора нуклона при больших переданных импульсах

$$F(q)^2 \sim q^{-4}$$

отвечает тому, что число соответствующих нуклона равно трем [2]. Большая примесь глюонов должна была бы нарушать это соотношение степенным по q^2 образом.

Спектроскопия низколежащих барионных состояний также не содержит указаний на существование глюонных возбуждений.

В настоящей статье мы предлагаем решение этой проблемы и пытаемся установить связь между приближением валентных кварков и описанием глубоконеупругого рассеяния в асимптотически свободных теориях. Гипотеза, которую мы будем рассматривать, сводится к тому, что глюоны образуются в процессе рассеяния кварка на виртуальном фотоне или W -бозоне, но не содержатся в начальном состоянии (аналогом может служить излучение фотонов при рассеянии электрона во внешнем поле).

Для расчетов мы пользуемся хорошо известной техникой моментов от структурных функций глубоконеупругого рассеяния. Именно, в рамках асимптотически свободных теорий поля можно выразить [3] величины типа

$$\int_0^1 dx x^n F_2(x, Q^2) \quad (1)$$

($F_2(x, Q^2)$ — структурная функция, x — обычная скейлинговая переменная) через константу связи сильных взаимодействий $\alpha_s = g_s^2 / 4\pi$, или, точнее говоря, через отношение

$$\kappa = \alpha_s(\mu^2) / \alpha_s(Q^2) \quad (2)$$

и матричные элементы различных операторов, вычисленные в нормировочной точке

$$Q^2 = \mu^2.$$

Приближение валентных кварков сводится к занулению матричных элементов от операторов, содержащих поля странных кварков или глюонов. В частности, при рассмотрении моментов нулевого порядка встречаются матричные элементы от тензоров энергии-импульса $\theta_{\mu\nu}^G$, $\theta_{\mu\nu}^s$, $\theta_{\mu\nu}^q$ глюонного поля, странных кварков и обычных u -, d -кварков, соответственно. Мы предполагаем, что

$$\langle N | \theta_{\mu\nu}^G | N \rangle = \langle N | \theta_{\mu\nu}^s | N \rangle = 0, \quad (3)$$

$$\langle N | \theta_{\mu\nu}^u + \theta_{\mu\nu}^d | N \rangle = 2 p_\mu p_\nu,$$

где p — импульс нуклона.

Используя это предположение можно получить для вклада токов $\bar{u}\gamma_\mu u$, $\bar{d}\gamma_\mu d$ в структурные функции:

$$\int_0^1 dx (F_2^{(u \rightarrow u)} + F_2^{(d \rightarrow d)}) = \frac{1}{3} \left(\frac{18}{25} + \frac{32}{25} \kappa^{-50/81} + \kappa^{-32/81} \right). \quad (4)$$

Эта величина в рамках партонной модели отвечает импульсу, несомому партонами. Видно, что правая часть соотношения (4) вначале быстро меняется как функция κ , а затем при $\kappa \gtrsim 4$ остается почти постоянной и равной $0,55 \pm 0,05$ вплоть до нереалистически больших значений κ .

Аналогичное поведение характерно для первого момента, который характеризует среднее значение импульса партона, и для других величин, представляющих интерес с точки зрения сравнения теории с опытом.

Поскольку известно, что скейлинг в глубоконеупругом рассеянии устанавливается примерно при $Q^2 \sim 2 \Gamma \varepsilon^2$, то для согласования предложенной картины с опытом необходимо предположить, что

$$\alpha_s(Q^2 = m_\pi^2) = 1. \quad (5)$$

Если принять это значение эффективной константы связи, то из модели валентных кварков, в частности, следует: 1) импульс, приходящийся на кварки, составляет $0,55 \pm 0,05$ всего импульса нуклона; 2) импульс, приходящийся на $(\bar{u} + d)$ -антикварки составляет примерно $0,03$; 3) среднее значение импульса кварка уменьшается в результате тормозного излучения глюонов с $1/3$ до примерно $0,22$; 4) разность структурных функций рассеяния виртуального фотона на протоне и нейтроне равна

$$\int_0^1 dx (F_2^{eP} - F_2^{eN}) = 0,06.$$

Все эти предсказания не содержат произвольных параметров и согласуются с опытом в пределах $10 - 20\%$. Замечательным свойством возникающих соотношений является существование предасимптотической области (по Q^2). В этой области сильно нарушены теоремы относящиеся к случаю $Q^2 \rightarrow \infty$ [3] (например, равенство сечений взаимодействия нейтрино и антинейтрино). Однако, все величины меняются очень медленно и имитируют скейлинговое поведение. Так, следствия 1) - 4), перечисленные выше, относятся к области $2 \Gamma \varepsilon^2 \leq Q^2 \leq 300 \Gamma \varepsilon^2$, т.е. ко всем практически достижимым значениям Q^2 .

Из других следствий модели, допускающих прямое сравнение с опытом, отметим предсказание малой величины среднего импульса антикварков ($\langle x \rangle_{\bar{q}} \sim 0,05$). Предсказание может быть проверено, например, измерением средних значений переданного импульса Q^2 в нейтринных и антинейтринных реакциях:

$$1 - \frac{2 \langle Q^2 \rangle_{\bar{v}}}{\langle Q^2 \rangle_{\nu}} = C \frac{\langle x \rangle_{sea}}{\langle x \rangle_{valence}}, \quad (6)$$

причем константа C также легко вычисляется в рамках предлагаемой модели (см., например, [4]).

Весьма критичной проверкой модели было бы независимое определение эффективной константы связи сильных взаимодействий (см. соотношение (5)).

Модель может быть также использована для вычисления сечения рождения очарованных частиц в нейтринных реакциях. В рамках стандартной схемы слабых взаимодействий с четырьмя кварками это сечение оказывается малым:

$$\frac{\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- + \text{charm} + \text{hadrons})}{\sigma_{tot}(\nu N)} \approx \text{tg}^2 \theta_c + \frac{\epsilon_s}{\epsilon_u + d} \approx 0,09, \quad (7)$$

$$\frac{\sigma(\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ + \text{charm} + \text{hadrons})}{\sigma_{tot}(\bar{\nu} N)} \approx \frac{3\epsilon_s}{\epsilon_u + d} \approx 0,15$$

$E_\nu, \bar{\nu} \gg 50 \text{ ГэВ}$.

(ϵ_q — "доля импульса нуклона, несомая кварком q ", $\epsilon_q \equiv \int dx F_2^{(q \rightarrow q)}$).

Столь малый вклад не может объяснить наблюдаемых на опыте аномалий — для их объяснения необходимо введение новых токов в слабых взаимодействиях.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
3 августа 1976 г.

Литература

- [1] R.P.Feynman. Photon — Hadron Interactions, Benjamin, N.Y., 1972.
- [2] V.Matveev et. al. Lett. Nuovo Cim., 7, 719, 1973; S.Brodsky, G.Farrar. Phys. Rev. Lett., 31, 1153, 1973.
- [3] H.Georgi, H.D.Politzer. Phys. Rev., D9, 416, 1974; D.Gross, F.Wilczek. Phys. Rev., D9, 980, 1974.
- [4] V.A.Novikov et. al. Preprint ITEP-112, Moscow, 1976.