Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 9, стр. 452 – 456 *5 мая 1977 г.*

ГИПОТЕЗА ФАКТОРИЗУЕМОСТИ В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ И УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

А.Ф.Пашков[1], *Н.Б.Скачков*, *И.Л.Соловцов*

Модель факторизующихся кварков дополнена динамическим предположением о виде амплитуды рассеяния кварка на самосогласованном потенциале. Получена простая формула для адронных сечений в асимптотической области, содержащая зависимость от числа составляющих кварков. Произведено сравнение с экспериментальными данными по pp-рассеянию.

[1] Саратовский государственный университет.

В настоящей работе для изучения адрон-адронных сечений упругих процессов в асимптотической области

$$s, t \to \infty, \qquad t/s \text{ — фиксир.} \tag{1}$$

используется модель факторизующихся кварков (МФК) [1]. В этой модели принимается следующая картина взаимодействия адронов. Полагается, что при столкновении адронов, входящие в их состав кварки создают самосогласованное поле $V_{\text{эфф}}$, в котором они рассеиваются независимым образом. Для независимых событий вероятность испускания целой комбинации кварков на угол θ равна произведению отдельных вероятностей рассеяния каждого кварка на угол θ. В силу этого для амплитуды рассеяния двух адронов A и B принимается

$$M_{AB}(\theta) = \Sigma \prod_{i=1}^{n} g_i(\theta) \prod_{j=1}^{m} g_j(\theta), \tag{2}$$

где n и m — числа кварков в адронах A и B соответственно, $g_i(\theta)$ — амплитуда рассеяния i-го кварка на самосогласованном потенциале $V_{\text{эфф}}$ и суммирование ведется по всем возможным процессам с обменами тождественными кварками [1, 2].

Мы дополним модель факторизующихся кварков [1] динамическим предположением о явном виде потенциала $V_{\text{эфф}}$, задав для него выражение в релятивистском конфигурационном представлении (РКП), введенном впервые в [3]. Согласно [3] переход от импульсного представления к РКП осуществляется не с помощью преобразования Фурье — Бесселя, а с помощью разложений на группе Лоренца. Роль плоских волн $\exp(i\mathbf{pr})$ здесь играют функции [4] (в обозначениях [3] и $\hbar = c = 1$)

$$\xi(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = \left(\frac{p_0 - \mathbf{pn}}{M}\right)^{-1 - irM} \tag{3}$$

реализующие унитарные (бесконечномерные) неприводимые представления группы Лоренца. В результате амплитуда рассеяния кварка на сферически-симметричном потенциале $V_{\text{эфф}}(r)$ в борновском приближении задается выражением [3]

$$g_i(\theta) = 4\pi \int_0^\infty \frac{\sin rM_q\gamma_i}{rM_q\gamma_i} V_{\text{эфф}}(r) r^2 dr, \tag{3}$$

где $\gamma_i = \operatorname{Arch}(1 - t_i/2M_q^2)$ — быстрота, сопряженная передаче импульса t_i, приходящейся на один кварк ($t_i \approx t/n^2$), а M_q — масса кварка, являющаяся параметром.

Выберем теперь $V_{\text{эфф}}(r)$ в РКП в виде

$$V_{\text{эфф}}(r) \sim \frac{1}{4\pi r^2} \delta(r). \tag{4}$$

Подстановка (4) в (3) дает [5]

$$g_i(\theta) \sim \frac{y_i}{\operatorname{sh} y_i} = \frac{2M_q^2 \ln\left(1 - \frac{t_i}{2M_q^2} + \frac{1}{2M_q^2}\sqrt{t_i(t_i - 4M_q^2)}\right)}{\sqrt{t_i(t_i - 4M_q^2)}}. \qquad (5)$$

Легко видеть, что при $t_i << 4M_q^2$, $y_i/\operatorname{sh} y_i \approx 1$, а при больших передачах импульса $t_i >> 4M_q^2$ [6]

$$\frac{y_i}{\operatorname{sh} y_i} \approx 2M_q^2 \frac{\ln(|t_i|/M_q^2)}{|t_i|}. \qquad (6)$$

В кинематической области (1), где t/s – фиксировано, после подстановки (5) в (2) получаем амплитуду упругого рассеяния адрона A на B:

$$M_{AB}(\theta) \sim \prod_{i=1}^{n} \frac{y_i}{\operatorname{sh} y_i} \prod_{j=1}^{m} \frac{y_j}{\operatorname{sh} y_j}. \qquad (7)$$

Для pp-рассеяния в системе центра инерции на 90°, т.е. $t = -s/2$, из (7) следует, в частности, формула

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp \to pp) \sim \frac{1}{s^2}\left[\frac{\ln s/18M_q^2}{s/18M_q^2}\right]^{12}, \qquad (8)$$

которую можно представить и в привычном виде степенного закона

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp \to pp) \sim (s/18M_q^2)^{-n_{\text{эфф}}(s,\, \theta = 90^\circ)}, \qquad (9)$$

где, однако,

$$n_{\text{эфф}} = 14 - 12\frac{\ln(\ln s/18M_q^2)}{\ln s/18M_q^2} \qquad (10)$$

увеличивается с ростом s, что находится в согласии с известными экспериментальными данными по pp-рассеянию на 90° [7]. Аналогичная (10) зависимость $n_{\text{эфф}}$ от s возникает и в теориях с асимптотической свободой [8].

Результаты обработки экспериментальных данных по упругому pp-рассеянию на различные углы по формулам (7), (8) нашей динамической модели факторизующихся кварков (ДМФК) представлены в таблице, где для сравнения приведены также значения χ^2 на одну степень свободы χ^2_{df}, возникающие при обработке по формулам кваркового счета [9] $d\sigma/dt \sim s^{-10}$. Полученное при обработке значение эффективной массы кварка $M_q \approx 0{,}2$ *Гэв*.

θ, *град*	s, *Гэв*^{2}	$-t$, *Гэв*^{2}	χ^2_{df}	
			ДМФК	$d\sigma/dt \sim s^{-10}$
38	36 ÷ 61	3,5 ÷ 6,1	2,52	4,49
68	19 ÷ 52	5,0 ÷ 15	1,90	8,93
75	19 ÷ 49	6,0 ÷ 14	3,11	9,12
90	24 ÷ 43	10,0 ÷ 20	1,48	2,61

Если формулу (7) распространить на случай рассеяния кварка на кварке, то из (7) находим

$$\frac{d\sigma}{dt}(qq \to qq) \sim \frac{1}{s^2}\left(\frac{y_q}{\operatorname{sh} y_q}\right)^4 \approx \frac{1}{s^2}\,\frac{[2M_q^2 \ln|t|/M_q]^4}{t^4}, \qquad (11)$$

в то время как по кварковому счету [9] следует $d\sigma/dt\,(qq \to qq) \sim s^{-2}$. Однако в последнее время в [10] было показано, что хорошее описание экспериментальных данных по инклюзивным процессам может быть достигнуто лишь при условии, что для кварк-кваркового рассеяния принять чисто феноменологическую зависимость типа $d\sigma/dt(qq \to qq) = A/s^2 t^2$. Такая параметризация была принята авторами [10] для описания данных в интервале $s \approx 10 \div 20$ *Гэв*^{2}, где доля энергии, приходящаяся на один кварк $s_q \approx 1 \div 2$ *Гэв*^{2}. В этой области, логарифмические члены, содержащиеся в нашей формуле (11), вносят заметный вклад и формула (11) воспроизводит найденную в [10] феноменологическую параметризацию кварк-кваркового сечения.

В дальнейшем мы имеем своей целью, аналогично тому как это делалось в [11], учесть угловую зависимость, обусловленную наличием спиновых переменных, и приминить нашу модель для описания инклюзивных реакций и мезон-барионных упругих процессов.

Авторы благодарят Д.И.Блохинцева, В.Г.Кадышевского, А.В.Ефремова, П.С. Исаева, В.А.Мещерякова и А.Т.Филиппова за стимулирующие обсуждения.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
15 марта 1977 г.

Литература

[1] M.Kawaguchi, Y.Sumi, H.Yokomi. Progr. Theor. Phys., 38, 1178, 1967; 38, 1183, 1967; Phys. Rev., 168, 1556, 1968.

[2] А.П.Кобушкин, В.П.Шелест. ЭЧАЯ, 3, 571, М., Атомиздат, 1972.

[3] Б.Фелд. Модели элементарных частиц. М., изд. Мир, 1971.

[4] V.G.Kadyshevsky, R.M.Mir-Kasimov, N.B.Skachkov. Nuovo Cim., 55A, 238, 1968; ЭЧАЯ, 2, 635, М., Атомиздат, 1972.

[5] И.С.Шапиро. ДАН СССР, 106, 647, 1956.

[6] Н.Б.Скачков. ТМФ, 25, 313, 1975.

[7] R.Blankenbecler. Proc. Canad. Inst. Particle Phys. McGill Univ.,1972.

[8] J.F.Gunion. Proc. XVII Inter. Conf. on High Energy Phys., London, 1974.

[9] V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. Lett., Nuovo Cim., 5, 907, 1973; S.J.Brodsky, G.Farrar. Phys. Rev. Lett., 31, 1153, 1973.

[10] R.Baier, J.Cleymaus, K.Kinoshita, B.Petersson. Preprint BI-TP76/25, 1976; R.D.Field, R.P.Feynman. Preprint CALT-68-565, 1976.

[11] V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. JINR, E2-8048, Dubna, 1974. С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, М.А.Смондырев. ОИЯИ, Р2-9088, Дубна, 1975; ОИЯИ, Р2-9897, Дубна, 1976.