ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ ОТФ
83-90

С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин

МОДЕЛЬ ПРОЦЕССОВ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ И ДИФРАКЦИОННОЙ ДИССОЦИАЦИИ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

II. АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ АДРОННЫХ ФОРМФАКТОРОВ

Серпухов 1983

С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин

МОДЕЛЬ ПРОЦЕССОВ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ И ДИФРАКЦИОННОЙ ДИССОЦИАЦИИ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

II. АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ АДРОННЫХ ФОРМФАКТОРОВ

Аннотация

Трошин С.М., Тюрин Н.Е.

Модель процессов упругого рассеяния и дифракционной диссоциации адронов при высоких энергиях. II. Асимптотическое поведение адронных формфакторов. Серпухов, 1983.

7 стр. с рис. (ИФВЭ ОТФ 83-90).

Библиогр. 7.

На основе кварковой модели процессов упругого рассеяния и дифракционной диссоциации обсуждается асимптотическое поведение формфакторов адронов. Проведено сравнение с экспериментальными данными. Обсуждается связь между поведением формфакторов при $Q^2 \to \infty$ и скоростью роста полных сечений взаимодействия при $s \to \infty$.

Abstract

Troshin S.M., Tyurin N.E.

The Model for Hadron Elastic Scattering and Diffraction Dissociation Processes at High Energies. II. Asymptotic Behaviour of Hadronic Formfactors. Serpukhov, 1983.

p. 7. (IHEP 83-90).

Refs. 7.

The asymptotic behaviour of hadron formfactors is discussed on the base of the model of elastic scattering and diffraction dissociation processes. The results are compared with experimental data. The relation between the behaviour of formfactors at $Q^2 \to \infty$ and the rate of the growth of total cross-sections is derived.

1. Настоящая работа является продолжением работы [1], в которой была предложена кварковая модель процессов упругого рассеяния и дифракционной диссоциации. В рамках этой модели будет рассмотрено поведение упругих формфакторов адронов при больших переданных импульсах.

Изучение поведения формфакторов при больших переданных импульсах позволяет получать информацию о составной структуре адронов и характере сильных взаимодействий на малых расстояниях. Впервые связь между составной структурой адронов и асимптотическим поведением формфакторов была получена в работе [2] на основе правил кваркового счета. С использованием предположения об автомодельном характере взаимодействий на малых расстояниях было показано, что $\lim\limits_{Q^2\to\infty} F_h(Q^2) = \mathrm{const}\,(Q^2)^{1-n_h}$, где n_h – число составляющих (валентных кварков) в адроне h. В дальнейшем на основе расчетов по теории возмущений в рамках квантовой хромодинамики [3] было получено асимптотическое поведение адронных формфакторов, которое в первом порядке по $\alpha_s(Q^2)$ совпадает с точностью до функции, меняющейся логарифмически с ростом Q^2, с выражением, полученным на основе правил кваркового счета.

Определяющую роль в поведении адронных формфакторов играет волновая функция связанного состояния составной системы, проблема нахождения которой в рамках квантовой хромодинамики не имеет последовательного решения в связи с необходимостью учета вкладов от области $x_q \sim 1$, где теория возмущений становится неприменимой. Отметим в этой связи подход, предложенный в работе [4], который основан на решении уравнений квазипотенциального типа для волновой функции связанного состояния составной системы.

Имеется также другая возможность изучения поведения формфакторов, не предполагающая знания волновой функции адрона, которая состоит в использовании связи между сечением упругого рассеяния $h_1 + h_2 \to h_1 + h_2$ адронов h_1 и h_2 на большие углы и их формфакторами [5]:

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\substack{s,\,t\to\infty\\ t/s-\text{фикс.}}} \sim \frac{1}{t^2} F^2_{h_1}(t) F^2_{h_2}(t) f(t/s). \qquad (1)$$

Соотношение (1) было получено в квантовополевой модели с использованием техники ренормгруппы. $F_{h_1}(t)$ и $F_{h_2}(t)$ – формфакторы адронов, $f(t/s)$ – неизвестная функция, описывающая угловую зависимость сечения.

В разд. 2 мы воспользуемся выражением (1) для получения асимптотического выражения для формфакторов адронов, исходя из вычисленного выражения для сечения рассеяния на большие углы /1/.

2. В работе /1/ в рамках кварковой модели процессов упругого рассеяния и дифракционной диссоциации было получено выражение для сечения рассеяния на большие углы. Модель основана на трехмерных динамических уравнениях для амплитуды. Представления о кварковой структуре адронов используются при построении выражения для ядра (U-матрицы) этих уравнений. С учетом степенных поправок выражение для сечения упругого рассеяния адронов h_1 и h_2 на большие углы имеет вид

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\substack{s,\,t\to\infty \\ t/s\text{ -фикс.}}} = \frac{4\pi}{C^2 M^4}\left(\frac{M^2}{2|t|}\right)^{2\lambda N+3}(1-\cos\theta)^{-2\lambda N-6}\left[1-\sum_{k=1}^{\infty}\frac{(-1)^{k-1}}{C^k}\left(\frac{M^2}{s}\right)^{k\lambda N}\right], \qquad (2)$$

где $N = N_{h_1 h_2} = \sum_i n_i = n_1 + n_2$; $M = M_{h_1 h_2} = \sum_i m_i n_i$; n_1 и n_2 – числа валентных кварков в адронах h_1 и h_2; n_i – число кварков i-го сорта.

Метод получения выражения (2) основан на анализе сингулярностей амплитуды рассеяния в комплексной плоскости прицельного параметра и не опирается на использование теории возмущений. Этот метод применим во всей области переданных импульсов.

Как следует из выражения (2), показатель степени убывания сечения рассеяния на большие углы зависит от параметра λ.

Параметр λ определяет также скорость роста полных сечений взаимодействия /6/:

$$\sigma^{(\infty)}_{tot}(s) = 4\pi\lambda^2\left(\frac{N}{M}\right)^2 \ln^2\frac{s}{M^2}. \qquad (3)$$

Выбор значения $\lambda = 3/5$ позволяет получить хорошее согласие с экспериментальными данными по упругому πN- и NN-рассеянию на большие углы. При этом модель позволяет описать также рост полных сечений и поведение дифференциальных сечений рассеяния в области фиксированных значений переданного импульса /1/.

Так как соотношение (1) имеет асимптотический характер, то при получении выражений для формфакторов степенные поправки к сечению рассеяния на большие углы должны быть опущены. Сравнивая с учетом этого замечания формулы (1) и (2), для формфактора адрона $F_h(Q^2)$ при $Q^2 \gg 1$ получаем

$$F_h(Q^2) \sim \left(\frac{2n_h^2 m_q^2}{Q^2}\right)^{\lambda n_h + 1/4}. \qquad (4)$$

В формуле (4) мы принимаем, что кварки, входящие в состав адрона h, имеют равную массу m_q. n_h – число валентных кварков. Учитывая, что $\lambda = 3/5$, мы приходим к следующим выражениям для пионного и протонного формфакторов:

$$F_\pi(Q^2) \sim \left(\frac{8m_q^2}{Q^2}\right)^{1{,}55}, \tag{5}$$

$$F_p(Q^2) \sim \left(\frac{18m_q^2}{Q^2}\right)^{2{,}05}. \tag{6}$$

На рис. 1 и 2 приведено сравнение асимптотических выражений (5) и (6) с экспериментальными данными.

Отметим, что в рамках рассмотренной модели степень убывания формфакторов при $Q^2 \to \infty$ определяется не только числом валентных кварков, но также и параметром λ, который связан со скоростью роста полных сечений. Величиной, определяющей шкалу изменения переданного импульса, является квадрат массы кварка m_q^2. Таким образом, выражение (4) устанавливает связь между асимптотическим поведением упругих адронных формфакторов и поведением $\sigma_{tot}(s)$ при $s \to \infty$.

3. В заключение отметим, что аналитические свойства амплитуды рассеяния по переменной $\cos\theta$ допускают более сингулярный характер зависимости обобщенной матрицы реакций от прицельного параметра в точке $\beta = b^2 = 0$, чем тот, который использовался при выводе формулы (2). Такая общая зависимость дается выражением $u(s, \beta) = ig(s)(\mu^2\beta)^{-\gamma} \ln^{a}(\mu^2\beta)\exp(-\mu\sqrt{\beta})$, которое было рассмотрено в работе /7/. Для сечения рассеяния на большие углы имеет место следующее выражение:

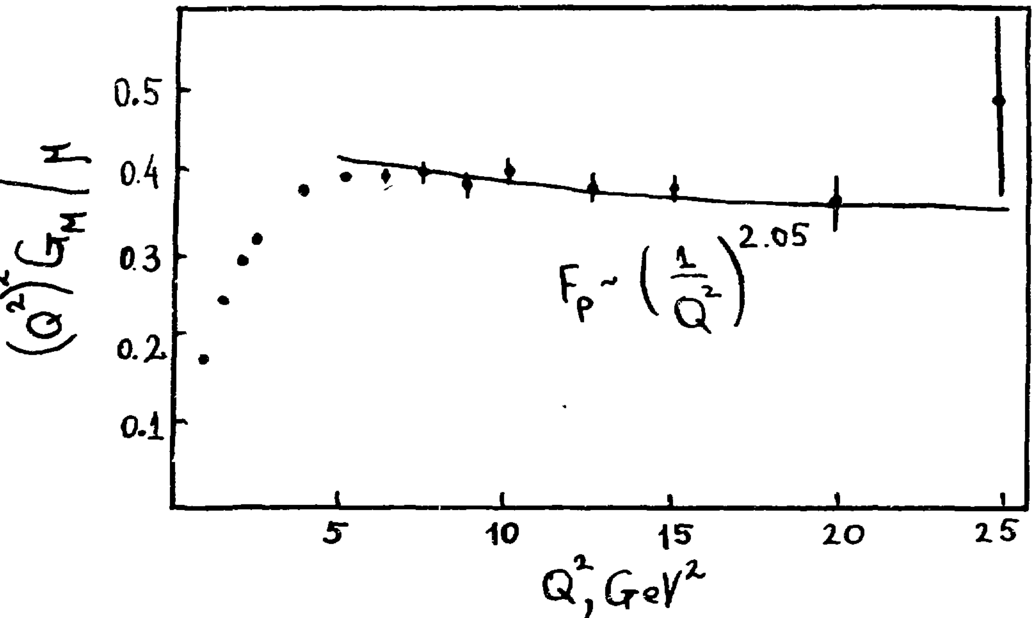
$$\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\substack{s,t\to\infty \\ t/s-\text{фикс.}}} \sim \frac{1}{g^2(s)}\left(\frac{\mu^2}{|t|}\right)^{2+2\gamma} \phi^2\left(\ln^{-1}\frac{|t|}{\mu^2}\right)/\ln^{2a}\left(\frac{|t|}{\mu^2}\right), \quad a \neq 1, \tag{7}$$

где $\phi(x)$ - известная функция, причем $\phi(0) = 1$. Функция $g(s)$ выбирается растущей по s степенным образом: $g(s) = g \cdot s^{\Lambda}$, $\Lambda > 0$, что обеспечивает рост полных сечений взаимодействия: $\sigma_{tot}(s) = 4\pi\frac{\Lambda^2}{\mu^2}\ln^2 s$ при $s \to \infty$. Заметим, что параметры λ и Λ имеют один и тот же смысл. Сравнивая формулы (1) и (7), мы приходим к следующему общему выражению для адронного формфактора при $Q^2 \to \infty$:

$$F_h(Q^2) \sim \left(\frac{\mu^2}{Q^2\ln\frac{Q^2}{\mu^2}}\right)^{\frac{\Lambda+\gamma}{2}} \ln^{\frac{\Lambda+\gamma-a}{2}}\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)\phi_1\left(\ln^{-1}\frac{Q^2}{\mu^2}\right), \quad \phi_1(0) = 1. \tag{8}$$

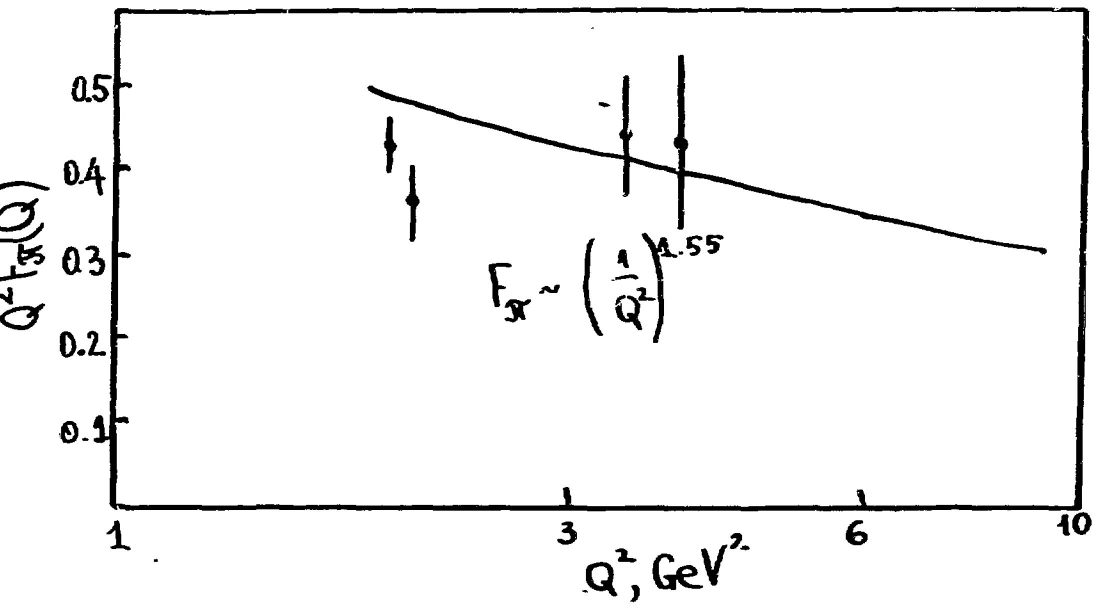
В случае $a = 0$ функция $F_h(Q^2)$ имеет простую степенную зависимость. В случае $a = 1$, который должен рассматриваться отдельно /7/, выражение для упругого формфактора имеет вид

$$F_h(Q^2) \sim \left(\frac{\mu^2}{Q^2}\right)^{\frac{\Lambda+\gamma}{2}} \frac{1}{\ln\frac{Q^2}{\mu^2}}\phi_2\left(\ln^{-1}\frac{Q^2}{\mu^2}\right), \quad \phi_2(0) = 1. \tag{9}$$



0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
$(Q^2)^2 G_M / \mu$
$F_p \sim \left(\frac{1}{Q^2}\right)^{2.05}$
5
10
15
20
25
Q^2, GeV^2

Рис. 1



0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
$Q^2 F_\pi(Q^2)$
$F_\pi \sim \left(\frac{1}{Q^2}\right)^{1.55}$
1
3
6
10
Q^2, GeV^2

Рис. 2

Выражения (8) и (9), в отличие от формулы (4), содержат дополнительные логарифмические факторы. Показатель степенной зависимости $F_h(Q^2)$ и скорость роста $\sigma_{tot}^{(\infty)}(s)$ оказываются динамически связанными между собой через параметр Λ. При этом мы не вводили зависимость от чисел валентных кварков в адронах в формулу (7) и, соответственно, в выражения (8) и (9) для $F_h(Q^2)$, которые, таким образом, являются следствием аналитических свойств обобщенной матрицы реакций /7/, вытекающих из известной аналитичности амплитуды рассеяния по переменной $\cos\theta$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Трошин С.М., Тюрин Н.Е. - Препринт ИФВЭ 83-62, Серпухов, 1983.
2. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. - Lett. Nuovo Cim., 1973, 7, p. 719.
3. Lepage G.P., Brodsky S.J. - Phys. Rev., 1980, D22, p. 2157; Efremov A.V., Radyushkin A.V. - Phys. Lett., 1980, 94B, p. 245.
4. Savrin V.I., Skachkov N.B. - Preprint TH. 2822-CERN, Geneva, 1980.
5. Creutz M., Wang L.L. - Preprint BNL-19078, 1974.
6. Трошин С.М., Тюрин Н.Е. - Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, с. 113.
7. Трошин С.М., Тюрин Н.Е. - ТМФ, 1982, 50, с. 230.

Рукопись поступила в издательскую группу
19 мая 1983 года.

Цена 4 коп. Индекс 3624

С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин.

Модель процессов упругого рассеяния и дифракционной диссоциации адронов при высоких энергиях.
II. Асимптотическое поведение адронных формфакторов.

Редактор В.В.Герштейн. Технический редактор Л.П.Тимкина.
Корректор М.И.Онегина.

Подписано к печати 03.06.83. Т-12862. Формат 70x100/16.
Офсетная печать. Индекс 3624. Цена 9 коп.
Заказ 2685. 0,63 уч.-изд. л. Тираж 250.

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов, Московской обл.