сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2 - 12003

А.Ф.Пашков, Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФАКТОРИЗУЮЩИХСЯ КВАРКОВ И ОПИСАНИЕ УПРУГИХ И НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ

1979

P2 - 12003

А.Ф.Пашков, Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФАКТОРИЗУЮЩИХСЯ КВАРКОВ И ОПИСАНИЕ УПРУГИХ И НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ

Пашков А.Ф., Скачков Н.Б., Соловцов И.Л. P2 - 12003

Динамическая модель факторизующихся кварков и описание упругих и неупругих процессов

Показано, что упругое рассеяние адронов на большие углы при высоких энергиях, асимптотическое поведение упругих электромагнитных формфакторов и структурные функции глубоконеупругого ep -рассеяния хорошо описываются в рамках динамической модели факторизующихся кварковых амплитуд. Эта модель содержит явный масштабный параметр - массу кварка. В ней предполагается, что при рассеянии адронов входящие в их состав кварки рассеиваются квазинезависимым образом (что ведет к факторизации амплитуд), а область взаимодействия кварков имеет радиус порядка комптоновской длины волны самого кварка $1/M_q$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Pashkov A.F., Skachkov N.B., Solovtsov I.L. P2 - 12003

Dynamical Model of Factorized Quarks and Description of Elastic and Inelastic Processes

It is shown that the large-angle high-energy elastic scattering of hadrons, asymptotic behaviour of elastic electromagnetic form factors, and structure functions of deep inelastic ep -scattering are well described in the framework of the dynamical model of factorized quark amplitudes. This model contains the manifest scale parameter, quark mass. It is assumed that in hadron scattering the constituent quarks are scattered in a quasi-independent manner (that leads to the amplitude factorization), and the region of quark interaction has the radius of an order of the Compton wave-length of the quark itself, $1/M_q$.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты по изучению высокоэнергетических упругих двухчастичных процессов при больших переданных импульсах в кинематической области,

$$\text{где } s \to \infty; \; -t \to \infty; \; t/s \text{ -фиксировано}, \qquad /1/$$

указывают на почти степенной характер поведения дифференциальных сечений и электромагнитных формфакторов адронов

$$\frac{d\sigma}{dt}(AB \to AB) \sim s^{-N} \cdot f(t/s) \qquad /2/$$

$$F(t) \sim t^{-M}. \qquad /3/$$

Объяснение этому явлению на основе принципа автомодельности и соображений о составной природе частиц было дано Матвеевым, Мурадяном, Тавхелидзе [1]. В полученных ими формулах, известных как правила кваркового /или размерного/ счета, показатели степеней N и M в /2/ и /3/ определяются числом элементарных составляющих n_a и n_b, т.е. числом валентных или составляющих (constituent) кварков, входящих в состав участвующих в реакции частиц A и B:

$$\frac{d\sigma}{dt}(AB \to AB) \sim \frac{1}{s^{2(n_a + n_b - 1)}} \cdot f(t/s) \qquad /4/$$

$$F(t) \sim \frac{1}{t^{n_a - 1}}. \qquad /5/$$

Из /4/ для дифференциального сечения pp-рассеяния следует

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp \to pp) \sim \frac{1}{s^{10}} \cdot f(t/s), \qquad /6/$$

что качественно согласуется с опытом /обсуждение сравнения предсказаний кваркового счета с экспериментальными данными содержится в обзоре [2]/.

Правила кваркового счета /4/ и /5/ были выведены на основе теории размерностей и принципа автомодельности. Степенное поведение сечений в области /1/ может быть получено и в рамках других моделей. Так, согласно[3], во всех ренормируемых теориях поля для рассеяния на фиксированные углы /т.е. t/s - фикс./ сечение упругих адрон-адронных процессов $A+B \to A+B$ может быть выражено через электромагнитные формфакторы по формуле

$$\frac{d\sigma}{dt}\Big|_{\substack{AB\to AB\\ s,-t\to\infty}} \sim \frac{1}{t^2} G_A^2(t) \cdot G_B^2(t) \cdot f(t/s)_{t/s - \text{фикс.}}, \qquad /7/$$

являющейся обобщением формулы Ву-Янга /см. также[4]/. Из /7/ в предположении о дипольном характере поведения формфактора протона для pp-рассеяния следует, что $\frac{d\sigma}{dt}(pp\to pp) \sim s^{-10}$ в асимптотической области /1/.

Предположение о доминирующей роли обмена составляющими кварками привело к соотношению[5]:

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp \to pp) \sim [\, G_p(s) G_p(t) G_p(u)\,]^2 \cdot f(\frac{t}{s}), \qquad /8/$$

из которого следует другой закон убывания $\frac{d\sigma}{dt}(pp\to pp) \sim s^{-12}$.

В моделях с асимптотической свободой для показателя степени упругого pp - рассеяния получено выражение[6]:

$$N_{\text{эфф}} = 10 + a \cdot \frac{\ln[\ln(s/2)]}{\ln s_0} \quad ; \qquad \theta = 90^\circ. \qquad /9/$$

Более быстрый с ростом энергии логарифмический рост дают модели эйконального типа[7]

$$N_{\text{эфф}} = N_1 + N_2 \ln s. \qquad /10/$$

Как показано в[8], суммирование класса фейнмановских графов приводит к формулам, совпадающим с правилами кваркового

счета (5) в партонной области $g_0^2 \ln|t| \ll 1$ /g_0 - неперенормированный, голый заряд/ и отличным от /5/ в области больших $-t$.

Вопрос о необходимых условиях, при которых возникает степенное асимптотическое поведение амплитуды, исследовался и в рамках релятивистских трехмерных квазипотенциальных уравнений[9]. Это позволило найти явные выражения для функции $f(t/s)$ в /4/ в случае частиц со спином[10].

Таким образом мы видим, что различные предположения о механизме взаимодействия адронов и составляющих их кварков приводят к отличающимся друг от друга видам зависимости сечений и формфакторов при больших $-t$. При этом, как одни только теоретические соображения, так и имеющиеся экспериментальные данные, пока не позволяют отдать предпочтение какой-нибудь одной из этих моделей.

Предложенная в[11,12] динамическая модель факторизующихся кварков /ДМФК/ также позволяет весьма просто описать явления при больших переданных импульсах. Эта модель основана на ранее предложенной Кавагучи, Суми и Екоми[13] модели факторизующихся кварков /МФК/, опирающейся лишь на общие положения теории вероятности. В отличие от МФК, наша модель /ДМФК/ содержит одно дополнительное предположение динамического характера, а именно, - что область взаимодействия кварков имеет радиус порядка комптоновской длины волны самого кварка $1/M_q$. Оказалось, что одно такое предположение позволяет получить простые и универсальные асимптотические формулы, хорошо описывающие большой круг эксклюзивных и инклюзивных реакций. План нашего изложения таков: вначале мы коротко остановимся на основных положениях модели факторизующихся кварков. Затем расскажем о переходе от МФК к ДМФК, об описании эксклюзивных процессов, в частности, о pp-рассеянии в рамках ДМФК. В четвертой части на основе ДМФК будут получены формулы для асимптотики упругих формфакторов адронов. В пятой части показано, что с такими формфакторами выполняется соотношение Дрелла-Яна-Веста и что эти формулы приводят к хорошему описанию последних данных по глубоконеупругому ep-рассеянию.

2. *АДДИТИВНАЯ И МУЛЬТИПЛИКАТИВНАЯ МОДЕЛИ ДЛЯ РАССЕЯНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ*

Известно, что *рассеяние на малые углы* можно описать в рамках *аддитивной модели кварковых амплитуд*. Полученные в этой модели соотношения между полными сечениями адрон-адронных реакций подтверждены большой совокупностью экспериментальных данных. Рассеяние на большие углы, по-видимому, осуществляется за счет другого механизма. Отношения между дифференциальными сечениями различных процессов при *рассеянии на большие углы* были описаны в рамках *модели с факторизующимися кварковыми амплитудами*.

В этой модели процесс высокоэнергетического упругого рассеяния адронов на большие углы рассматривается следующим образом. Сталкивающиеся адроны создают некоторое самосогласованное поле $V_{эфф}$, на котором валентные кварки, входящие в состав адронов, рассеиваются квазинезависимым образом. При этом принимается, что амплитуда рассеяния двух адронов на угол θ /в системе центра масс/ пропорциональна произведению амплитуд рассеяния отдельных валентных кварков $g_i(\theta)$ на самосогласованном потенциале $V_{эфф}$

$$M_{AB\to AB} = \prod_i g_i(\theta)\cdot\prod_j g_j(\theta). \qquad /11/$$

Такое предположение можно понять, если перейти к языку теории вероятностей и считать, что квадрат амплитуды рассеяния адрона или кварка на угол θ пропорционален вероятности этого процесса. Тогда квадрат амплитуды рассеяния данного адрона на угол θ будет пропорционален вероятности того, что подходящие комбинации кварков будут испущены в подходящих направлениях.

Но, поскольку имеется в виду, что отдельные кварки рассеиваются на потенциале $V_{эфф}$ одновременно независимым образом, мы можем применить известное из теории вероятностей положение о том, что вероятность наступления нескольких статистически независимых событий равна произведению вероятностей отдельных событий. Отсюда следует, что упомянутая выше вероятность испускания целой комбинации кварков на угол

θ равна произведению индивидуальных вероятностей рассеяния кварков на угол θ, и мы приходим к формуле /11/.

Формула /11/ применима лишь тогда, когда в адроне A отсутствуют кварки, тождественные некоторым кваркам из адрона B, например, в случае $K^- p$ -рассеяния. В противном случае, как, например, для pp- и $\pi^+ p$ -рассеяния, необходимо учитывать и обменное взаимодействие.

Так, для pp -рассеяния, кроме диаграммы, учитывающей рассеяние всех шести кварков на угол θ /см. *рис. 1а*/, имеется еще диаграмма с учетом обмена одним кварком между двумя протонами /т.е. рассеяния двух кварков на угол $\pi-\theta$ /, которая может возникать в 5 комбинациях: четыре с обменом u-кварком /см. *рис. 1б*/ и одна - с обменом d-кварком /см. *рис. 1в*/. То же самое справедливо и для процесса обмена двумя кварками /см. *рис. 1г,д*/. Диаграмма *1е* на *рис. 1* отвечает случаю, когда все шесть кварков могут рассеяться на угол $\pi-\theta$.

Отвлекаясь от проблематичного вопроса о статистике кварков /см. обсуждение в [14]/, представим, следуя работе [13], амплитуду pp-рассеяния в виде

$$M_{AB\to AB} = \sum \prod_i g_i^A(\theta)\cdot\prod_j g_j^B(\theta), \qquad /13/$$

где знак Σ означает суммирование по всем возможным процессам перераспределения тождественных кварков /или, что одно и то же, по допустимым процессам с заменой $\theta\to\pi-\theta$/. Формулы для других процессов приведены в [13–15].

При этом, поскольку ранее [13] интересовались лишь отношениями сечений, вид мультипликативных амплитуд рассеяния $g_q(\theta)$ никак не конкретизировался, и они считались равными для всех кварков $g_u = g_s$. Величину же отношения определяет учет всех возможных перераспределений тождественных кварков в сталкивающихся адронах.

Интересно отметить, что полученные на основе таких интуитивных соображений формулы /11-13/ позволяют весьма просто описывать большую совокупность процессов, причем, что важно, как раз в области рассеяния на большие углы, где аддитивная модель кварковых амплитуд сталкивается с затруднениями.

Успех аддитивной модели при описании рассеяния на малые углы свидетельствует, что в этой кинематической области, по-видимому, доминируют процессы, при которых только один

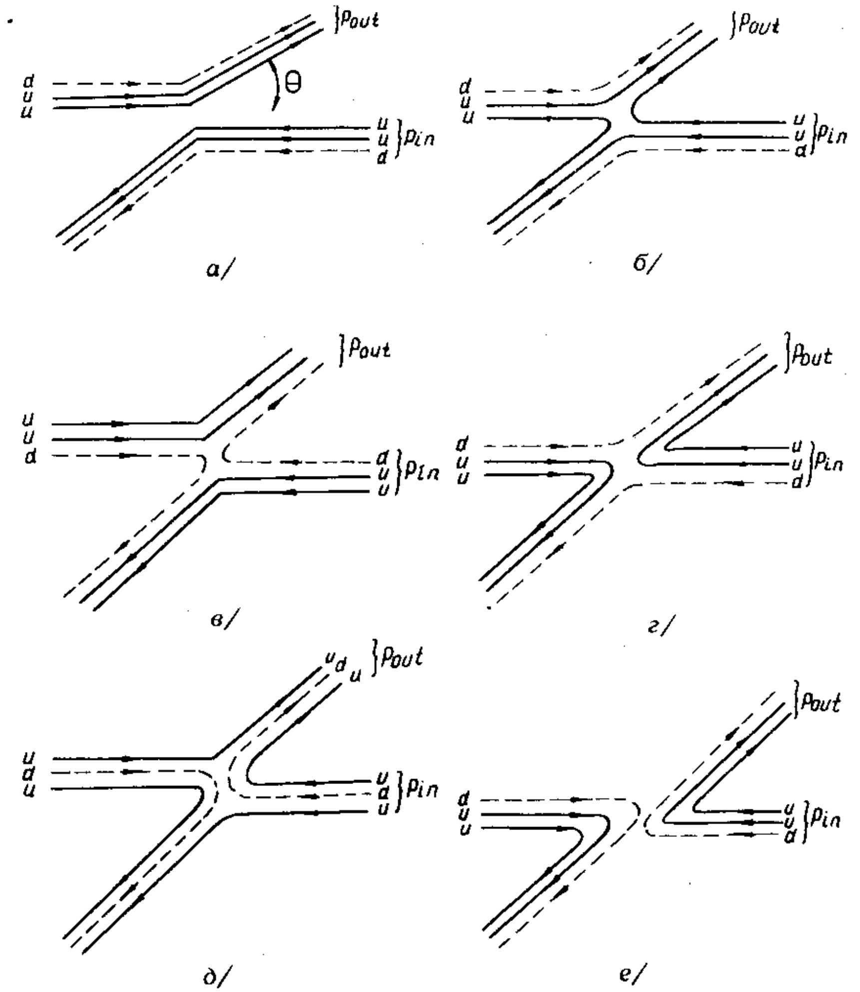

Рис. 1

кварк из адрона A взаимодействует лишь с одним кварком из адрона B* /см. *рис. 2*/. Такие события статистически зависимы, а, как известно, полная вероятность наступления нескольких статистически зависимых событий является суммой отдельных вероятностей, что и обеспечивает аддитивность кварковых амплитуд в данной области.

---

* Что соответствует принятию парного характера взаимодействия и пренебрежению перерассеянием кварков.

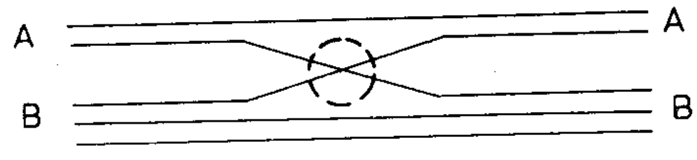

Рис. 2

Вопросу связи этих двух моделей посвящены новые работы /15/, в которых были выделены классы кварковых диаграмм, определяющих оба механизма.

Суть нашего подхода состоит в том, что мы применим модель факторизующихся кварков для вычисления сечений реакций, а не для объяснения отношений сечений. Для этого, естественно, нам необходимо получить явное выражение для мультипликативной амплитуды $g_q(0)$ рассеяния кварка на эффективном потенциале, которое мы, как это принято в кварк-партонной модели /16/, вычислим в борновском приближении /5/.

3. ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФАКТОРИЗУЮЩИХСЯ КВАРКОВ /ДМФК/ И АДРОН-АДРОННЫЕ ЭКСКЛЮЗИВНЫЕ И ИНКЛЮЗИВНЫЕ РЕАКЦИИ

Дополним модель факторизующихся кварков /13/ динамическим предположением о том, что радиус действия потенциала $V_{эфф}$ определяется комптоновской длиной волны кварка. Этот факт наиболее просто учитывается с помощью перехода в релятивистское конфигурационное представление /РКП/, введенное впервые в /17/. Согласно /17/, переход от импульсного представления к РКП осуществляется не с помощью преобразования Фурье-Бесселя, а с помощью разложений на группе Лоренца. Роль плоских волн $e^{i\vec{p}\vec{r}}$ здесь играют функции /в обозначениях /17/ и $\hbar = c = 1$ /

$$\xi(\vec{p},\vec{r}) = \left(\frac{p_0 - \vec{p}\vec{n}}{M}\right)^{-1-irM}; \quad \vec{r} = r\vec{n}; \quad \vec{n}^2 = 1; \quad 0 < r < \infty, \qquad /14/$$

реализующие унитарные неприводимые представления группы Лоренца /18/. В результате мультпликативная амплитуда рассеяния кварка на сферически-симметричном потенциале $V_{эфф}$ в борновском приближении задается выражением[11,17]

$$g_i(\theta) = 4\pi \int_0^\infty \frac{\sin rM_q y}{rM_q \operatorname{sh} y} V_{эфф}(r) r^2 dr, \qquad /15/$$

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

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

$$V_{эфф}(r) \sim \frac{1}{4\pi r^2}\, \delta(r). \qquad /16/$$

Подстановка /16/ в /15/ дает[19]

$$g_i(\theta) \approx y_i/\operatorname{sh} y_i = \frac{2M_q^2 \ln\left[1 - \frac{t_i}{2M_q^2} + \frac{1}{2M_q^2}\sqrt{t_i(t_i - 4M_q^2)}\right]}{\sqrt{t_i(t_i - 4M_q^2)}}. \qquad /17/$$

Как показано в[19], релятивистская координата r, введенная с помощью разложения /15/, обладает тем свойством, что область взаимодействия, характерная для потенциала /16/, имеет размер $1/M_q$ порядка комптоновской длины волны, связанной с эффективной массой кварка M_q. Действительно, легко проверить, что радиус области взаимодействия для амплитуды /17/ есть[19]

$$\langle r_0^2 \rangle = 6 \frac{\partial g_i(\theta)}{\partial t}\Big|_{t=0} = \frac{1}{M_q^2}. \qquad /18/$$

Таким образом, выбору $V_{эфф}$ в виде /16/ отвечает $\langle r_0^2 \rangle \approx 1/M_q^2$. В амплитуду /17/ входит естественный масштаб - квадрат эффективной массы кварка M_q^2. Легко видеть, что при

$$|t_i| \ll 4M_q^2$$

или $\qquad /19/$

$$M_q^2 \to \infty \qquad y_i/\operatorname{sh} y_i \approx 1,$$

что реализуется как в случае малых передач импульсов, так и для тяжелых кварков $M_q \to \infty$. В асимптотической же области $-t_i \to \infty$

$$y_i/\operatorname{sh} y_i \approx \frac{\ln(|t_i|/M_q^2)}{t_i/M_q^2}. \qquad /20/$$

С помощью /17/ для дифференциального сечения произвольного эксклюзивного процесса $AB \to AB$ находим выражение

$$\frac{d\sigma}{dt}(AB \to AB) \sim \frac{1}{s^2}\left[\sum_i \prod \frac{y_i}{\operatorname{sh} y_i} \prod_j \frac{y_j}{\operatorname{sh} y_j}\right]^2 f(t/s), \qquad /21/$$

где функция $f(t/s)$, по аналогии с упругим ep-рассеянием $\left(\frac{d\sigma}{dt}(ep) = \frac{d\sigma}{dt}\Big|_{Mott} \cdot f(t/s)\right)$, описывает вклад спиновых структур в угловую зависимость дифференциального сечения процесса.

В частном случае $\pi\pi$, πp и pp рассеяния на 90°, полагая, что массы всех кварков равны /что соответствует первому приближению равенства амплитуд $g_q(\theta)$ для кварков из различных адронов/, получаем

$$\frac{d\sigma}{dt}(\pi\pi \to \pi\pi)\Big|_{90^\circ} \sim \frac{1}{s^2}\left[\frac{\ln s/8M_q^2}{s/8M_q^2}\right]^8 \qquad /22/$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\pi p \to \pi p)\Big|_{90^\circ} \sim \frac{1}{s^2}\left[\frac{\ln s/8M_q^2}{s/8M_q^2}\right]^4 \left[\frac{\ln s/18M_q^2}{s/18M_q^2}\right]^6 \qquad /23/$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp \to pp)\Big|_{90^\circ} \sim \frac{1}{s^2}\left[\frac{\ln s/18M_q^2}{s/18M_q^2}\right]^{12}, \qquad /24/$$

где $\sqrt{s}$ - энергия сталкивающихся частиц в с.ц.м. Формулы /22/-/24/ могут быть переписаны в ином, более привычном виде степенной зависимости. Так, в случае pp-рассеяния на 90° сечение может быть представлено в виде

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp \to pp)\Big|_{90^\circ} \sim \frac{1}{s^2}(s/18M_q^2)^{-N_{эфф}(s)}, \qquad /25/$$

где $N_{эфф}(s)$ является функцией энергии

$$N_{эфф}(s) = 12 - 12\,\frac{\ln[\ln s/18M_q^2]}{\ln s/18M_q^2}. \qquad /26/$$

Мы видим, что в нашей модели суммарный показатель степени $n_{эфф} = 2 + N_{эфф}$ может плавно расти с ростом s, и стремится к $n_{эфф} = 14$ при $s \to \infty$. Отметим, что к аналогичной, дважды логарифмической, зависимости $n_{эфф}$ приводит и теория с асимптотической свободой, где, однако, $n_{эфф}$ может неограниченно расти, как, например, $\ln[\ln(s/2)]$ /6/. Существующие экспериментальные данные указывают на то, что в области s до 20 *ГэВ*^{2} более медленное убывание $N^{эксп} < 10$ переходит на $N^{эксп} \approx 10$ при $20 < s < 40$ *ГэВ*^{2}, а при $s > 40$ *ГэВ*^{2} $N^{эксп} \approx 12$ /см. *рис. 3*, взятый из работы /20/; см. также /5/ /.

Приведем теперь результаты описания в нашей модели данных по упругому pp-рассеянию на фиксированные углы. Будем пользоваться формулой ДМФК /21/. При больших s и $-t$, согласно /20/, она будет иметь вид

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp \to pp) \sim \frac{1}{s^2}\Big\{\Big(\frac{\ln|t|/9M_q^2}{|t|}\Big)^4 + 4\Big(\frac{\ln|t|/9M_q^2}{|t|}\Big)^2\Big(\frac{\ln|u|/9M_q^2}{|u|}\Big)^2 + \Big(\frac{\ln|u|/9M_q^2}{|u|}\Big)^4\Big\}\Big[\Big(\frac{\ln|t|/9M_q^2}{|t|}\Big)^2 + \Big(\frac{\ln|u|/9M_q^2}{|u|}\Big)^2\Big] \cdot f_{pp}(t/s), \qquad /27/$$

где t и $u = -4M_p^2 - s - t$ - переменные Мандельстама для упругого pp-рассеяния. В *табл. 1* приведены значения χ^2 на одну степень свободы $\chi^2_{d.f.} = \frac{\chi^2}{N-n}$ /где N - число точек, а n - число параметров в модели/, полученные в рамках ДМФК и других моделей формулы /6/ из /1/ /, и с произвольным параметром $n_{эфф} = N$ в формуле /2/ при обработке данных по упругому pp-рассеянию в ДМФК.

Сравнение значений $\chi^2_{d.f.}$, приведенных в *табл. 1*, свидетельствует о том, что в нашей модели факторизующихся кварков описание экспериментальных данных становится лучше. Определенные из обработки по ДМФК значения свободного параметра - массы кварка M_q лежат в интервале M_q = = 0,2 - 0,3 *ГэВ*.

Отметим также, что, поскольку в модели факторизующихся кварков вид амплитуды $g_q(\theta)$ рассеяния кварка на эффективном потенциале никак не конкретизировался, то в нашей динамической модели факторизующихся кварков при выборе амплитуды в виде

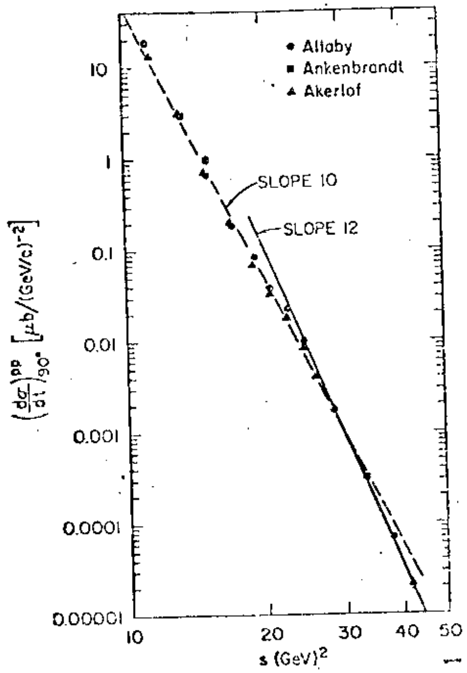

Рис. 3

Таблица 1

θ	s (ГэВ^2)	$-t$ (ГэВ^2)	$\chi^2_{d.f.} = \chi^2 / N_{точек} - n_{парам.}$		
			ДМФК	$\frac{d\sigma}{dt} \sim s^{-10}$	$\frac{d\sigma}{dt} \sim s^{-n_{эфф}}$
38°	36–61	3,5–6,1	2,52	4,49	3,97 ($n_{эфф}$ = 9,3)
68°	19–52	5–15	9	8,93	4,75 ($n_{эфф}$ = 10,5)
75°	19–24	6–14	3,11	9,12	5,96 ($n_{эфф}$ = 10,3)
90°	24–43	10–20	1,48	2,61	1,94 ($n_{эфф}$ = 10,4)

кварка на сферически-симметричном потенциале $V_{эфф}$ в борновском приближении задается выражением[11,17]

$$g_i(\theta)=4\pi\int_0^\infty \frac{\sin rM_q y}{rM_q \operatorname{sh} y} V_{эфф}(r)r^2dr, \qquad /15/$$

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

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

$$V_{эфф}(r) \sim \frac{1}{4\pi r^2}\delta(r). \qquad /16/$$

Подстановка /16/ в /15/ дает[19]

$$g_i(\theta)\approx y_i/\operatorname{sh} y_i = \frac{2M_q^2 \ln\left[1-\frac{t_i}{2M_q^2}+\frac{1}{2M_q^2}\sqrt{t_i/t_i-4M_q^2}\right]}{\sqrt{t_i(t_i-4M_q^2)}}. \qquad /17/$$

Как показано в[19] релятивистская координата r, введенная с помощью разложения /15/, обладает тем свойством, что область взаимодействия, характерная для потенциала /16/, имеет размер $1/M_q$ порядка комптоновской длины волны, связанной с эффективной массой кварка M_q. Действительно, легко проверить, что радиус области взаимодействия для амплитуды /17/ есть[19]

$$\langle r_0^2\rangle = 6\left.\frac{\partial g_i(\theta)}{\partial t}\right|_{t=0} = \frac{1}{M_q^2}. \qquad /18/$$

Таким образом, выбору $V_{эфф}$ в виде /16/ отвечает $\langle r_0^2\rangle \approx 1/M_q^2$. В амплитуду /17/ входит естественный масштаб - квадрат эффективной массы кварка M_q^2. Легко видеть, что при

$$|t_i| \ll 4M_q^2$$

или $\qquad /19/$

$$M_q^2 \to \infty \qquad y_i/\operatorname{sh} y_i \approx 1,$$

что реализуется как в случае малых передач импульсов, так и для тяжелых кварков $M_q \to \infty$. В асимптотической же области $-t_i \to \infty$

$$y_i/\operatorname{sh} y_i \approx \frac{\ln(|t_i|/M_q^2)}{t_i/M_q^2}. \qquad /20/$$

С помощью /17/ для дифференциального сечения произвольного эксклюзивного процесса $AB \to AB$ находим выражение

$$\frac{d\sigma}{dt}(AB\to AB) \sim \frac{1}{s^2}\left[\sum_i \prod_i \frac{y_i}{\operatorname{sh} y_i}\prod_j \frac{y_j}{\operatorname{sh} y_j}\right]^2 f(t/s), \qquad /21/$$

где функция $f(t/s)$, по аналогии с упругим ep-рассеянием $\left(\frac{d\sigma}{dt}(ep)=\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{Mott}\cdot f(t/s)\right)$, описывает вклад спиновых структур в угловую зависимость дифференциального сечения процесса.

В частном случае $\pi\pi$, πp и pp рассеяния на 90°, полагая, что массы всех кварков равны /что соответствует первому приближению равенства амплитуд $g_q(\theta)$ для кварков из различных адронов/, получаем

$$\frac{d\sigma}{dt}(\pi\pi\to\pi\pi)\Big|_{90^\circ} \sim \frac{1}{s^2}\left[\frac{\ln s/8M_q^2}{s/8M_q^2}\right]^8 \qquad /22/$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\pi p\to\pi p)\Big|_{90^\circ} \sim \frac{1}{s^2}\left[\frac{\ln s/8M_q^2}{s/8M_q^2}\right]^4\left[\frac{\ln s/18M_q^2}{s/18M_q^2}\right]^6 \qquad /23/$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp\to pp)\Big|_{90^\circ} \sim \frac{1}{s^2}\left[\frac{\ln s/18M_q^2}{s/18M_q^2}\right]^{12}, \qquad /24/$$

где $\sqrt{s}$ - энергия сталкивающихся частиц в с.ц.м. Формулы /22/-/24/ могут быть переписаны в ином, более привычном виде степенной зависимости. Так, в случае pp-рассеяния на 90° сечение может быть представлено в виде

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp\to pp)\Big|_{90^\circ} \sim \frac{1}{s^2}(s/18M_q^2)^{-N_{эфф}(s)}, \qquad /25/$$

где $N_{эфф}(s)$ является функцией энергии

$$N_{эфф}(s) = 12-12\frac{\ln[\ln s/18M_q^2]}{\ln s/18M_q^2}. \qquad /26/$$

Мы видим, что в нашей модели суммарный показатель степени $n_{эфф} = 2 + N_{эфф}$ может плавно расти с ростом s, и стремится к $n_{эфф} = 14$ при $s \to \infty$. Отметим, что к аналогичной, дважды логарифмической, зависимости $n_{эфф}$ приводит и теория с асимптотической свободой, где, однако, $n_{эфф}$ может неограниченно расти, как, например, $\ln[\ln(s/2)]$ [/6/]. Существующие экспериментальные данные указывают на то, что в области s до 20 *ГэВ*^{2} более медленное убывание $N^{эксп} < 10$ переходит на $N^{эксп} \approx 10$ при $20 < s < 40$ *ГэВ*^{2}, а при $s > 40$ *ГэВ*^{2} $N^{эксп} \approx 12$ /см. *рис. 3*, взятый из работы [/20/]; см. также [/5/] /.

Приведем теперь результаты описания в нашей модели данных по упругому pp-рассеянию на фиксированные углы. Будем пользоваться формулой ДМФК /21/. При больших s и $-t$, согласно /20/, она будет иметь вид

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp \to pp) \sim \frac{1}{s^2}\{(\frac{\ln|t|/9M_q^2}{|t|})^4 + 4(\frac{\ln|t|/9M_q^2}{|t|})^2(\frac{\ln|u|/9M_q^2}{|u|})^2 + \qquad /27/$$

$$+ (\frac{\ln|u|/9M_q^2}{|u|})^4\}[(\frac{\ln|t|/9M_q^2}{|t|})^2 + (\frac{\ln|u|/9M_q^2}{|u|})^2] \cdot f_{pp}(t/s),$$

где t и $u = -4M_p^2 - s - t$ - переменные Мандельстама для упругого pp-рассеяния. В *табл. 1* приведены значения χ^2 на одну степень свободы $\chi^2_{d.f.} = \frac{\chi^2}{N-n}$ /где N - число точек, а n - число параметров в модели/, полученные в рамках ДМФК и других моделей формулы /6/ из [/1/] /, и с произвольным параметром $n_{эфф} = N$ в формуле /2/ при обработке данных по упругому pp-рассеянию в ДМФК.

Сравнение значений $\chi^2_{d.f.}$, приведенных в *табл. 1*, свидетельствует о том, что в нашей модели факторизующихся кварков описание экспериментальных данных становится лучше. Определенные из обработки по ДМФК значения свободного параметра - массы кварка M_q лежат в интервале $M_q = 0{,}2 - 0{,}3$ *ГэВ*.

Отметим также, что, поскольку в модели факторизующихся кварков вид амплитуды $g_q(\theta)$ рассеяния кварка на эффективном потенциале никак не конкретизировался, то в нашей динамической модели факторизующихся кварков при выборе амплитуды в виде

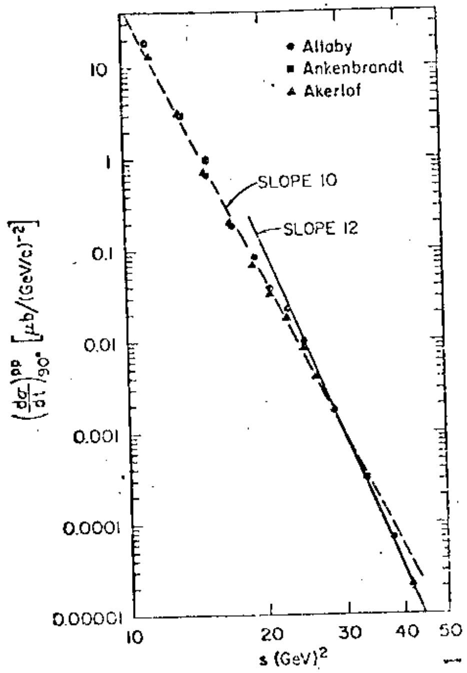

Рис. 3

Таблица 1

θ	s (ГэВ^2)	$-t$ (ГэВ^2)	$\chi^2_{d.f.} = \chi^2 / N_{точек} - n_{парам.}$		
			ДМФК	$\frac{d\sigma}{dt} \sim s^{-10}$	$\frac{d\sigma}{dt} \sim s^{-n_{эфф}}$
38°	36–61	3,5–6,1	2,52	4,49	3,97 ($n_{эфф}$ = 9,3)
68°	19–52	5–15	9	8,93	4,75 ($n_{эфф}$ = 10,5)
75°	19–24	6–14	3,11	9,12	5,96 ($n_{эфф}$ = 10,3)
90°	24–43	10–20	1,48	2,61	1,94 ($n_{эфф}$ = 10,4)

/17/ все полученные в [13,14] соотношения между дифференциальными сечениями различных процессов остаются в силе.

Кроме того, в нашей модели находит свое обоснование малость величины $|r(0)| = |g_q(\pi)/g_q(0)|$ и ее зависимости от энергии. В силу того, что $\theta = 0$ отвечает $y = 0$, а $\theta = \pi$ соответствует $t = 4M^2 - s$, в нашей модели $r(0)$ определяется выражением

$$r(0) = \frac{y_q(t=4M^2-s)}{\operatorname{sh} y_q(t=4M^2-s)} \approx \frac{\ln(s_q/M_q^2)}{s_q/M_q^2},$$

которое убывает с ростом энергии в согласии с экспериментальными данными по $R = d\sigma(\pi)/d\sigma(0)$ [14].

Следует отметить, что, поскольку динамическая модель факторизующихся кварков основана на представлении о самосогласованном потенциале, то надо ожидать, что она может служить хорошим приближением лишь при достаточно большом числе участвующих в процессе кварков. Если все же формулу /21/ распространить на случай рассеяния кварка на кварке, то для этого процесса получим формулу:

$$\frac{d\sigma}{dt}(qq \to qq) \sim \frac{1}{s^2}(y_q/\operatorname{sh} y_q)^4 \approx \frac{1}{s^2}\,\frac{1}{(t/M_q^2)^{4-4\frac{\ln\ln|t|/M_q^2}{\ln|t|/M_q^2}}} \qquad /28/$$

В связи с этой формулой кратко остановимся на применении ДМФК для описания инклюзивных процессов. В последнее время было установлено, что следующая из правил кваркового счета /4/ [1] для кварк-кваркового рассеяния формула

$$\frac{d\sigma}{dt_q}(qq \to qq,\ \hat{s}_q;\hat{t}_q) \sim \frac{1}{s^2} \qquad /29/$$

в рамках обычного кварк-партонного механизма - формулы "жесткого соударения"

$$\frac{d\sigma}{d^3p/p_0}(s,t,u;A+B \to h+X) = \int\limits_{x_a^{min}}^{1} dx_a \int\limits_{x_b^{min}}^{1} dx_b\, G_{A\to a}(x_a)\, G_{B\to b}(x_b) \times$$

$$\times \frac{1}{z_c} D_c^b(z_c) \times \frac{1}{\pi}\frac{d\sigma}{d\hat{t}_q}(q_a q_b \to q_c q_d;\ s_q,\ t_q)$$

не приводит к наблюдаемому в эксперименте падению дифференциального сечения адрон-адронного инклюзивного процесса $A+B \to h+X$ как $p_\perp^{-8}$ *. Такое поведение может быть достигнуто, если для кварк-кваркового сечения принять феноменологические зависимости вида [22,23] ($s_q = \hat{s} \approx s/n^2$; $t_q = \hat{t} \approx t/n^2$; n - число кварков):

$$\frac{d\sigma}{dt_q}(qq \to qq) \sim \frac{1}{s_q^2}\cdot\frac{1}{(-t_q)^2};\quad \frac{1}{s_q}\cdot\frac{1}{(-t_q)^2} \quad \text{или} \quad \frac{1}{s_q^2}\cdot\frac{1}{(-t_q)^{2.5}}. \qquad /30/$$

Очевидно, что в области конечных энергий логарифмический член $[\ln|t_q|/M_q^2]^4$, содержащийся в формуле /28/, вносит заметный вклад, так что хорошо воспроизводит найденные в [22,23] феноменологические параметризации /30/ кварк-кваркового сечения /более подробно см. в [34] /.

4. УПРУГИЕ ФОРМФАКТОРЫ ЧАСТИЦ В ДМФК

Рассмотрим упругое рассеяние электрона на адроне в области больших переданных импульсов. Будем следовать идее Ву-Янга о том, что распределение "сильновзаимодействующей" материи в адроне повторяет его электромагнитную структуру, и будем считать, что при взаимодействии виртуального фотона с адроном возбуждается то же самое эффективное самосогласованное адронное поле $V_{эфф}$, на котором входящие в состав адрона кварки рассеиваются независимо /см. *рис. 4*/. Таким образом, область применимости ДМФК, в отличие от правил кваркового счета [1], ограничивается лишь теми взаимодействиями, в которых участвуют кварки. В данном случае это проявляется в выборе стандартного однофотонного приближения для ep -процесса и в выборе стандартных выражений для вершины, содержащей лептон-фотонное взаимодействие.

Сравнивая между собой основную формулу ДМФК /21/ и обобщенную формулу Ву-Янга /7/, выражающую сечение через формфакторы частиц, находим для формфакторов следующее асимптотическое выражение

$$G(t) \sim \prod_{i=1}^{n} \frac{y_i(M_q)}{\operatorname{sh} y_i(M_q)} \quad (-t \to \infty). \qquad /31/$$

---

* Без включения Q -зависимости в структурные функции $G_{A\to a}(x)$. Альтернативный подход см. в [33].

/17/ все полученные в [13,14] соотношения между дифференциальными сечениями различных процессов остаются в силе.

Кроме того, в нашей модели находит свое обоснование малость величины $|r(0)| = |g_q(\pi)/g_q(0)|$ и ее зависимости от энергии. В силу того, что $\theta = 0$ отвечает $y = 0$, а $\theta = \pi$ соответствует $t = 4M^2 - s$, в нашей модели $r(0)$ определяется выражением

$$r(0) = \frac{y_q(t=4M^2-s)}{\operatorname{sh} y_q(t=4M^2-s)} \approx \frac{\ln(s_q/M_q^2)}{s_q/M_q^2},$$

которое убывает с ростом энергии в согласии с экспериментальными данными по $R = d\sigma(\pi)/d\sigma(0)$ [14].

Следует отметить, что, поскольку динамическая модель факторизующихся кварков основана на представлении о самосогласованном потенциале, то надо ожидать, что она может служить хорошим приближением лишь при достаточно большом числе участвующих в процессе кварков. Если все же формулу /21/ распространить на случай рассеяния кварка на кварке, то для этого процесса получим формулу:

$$\frac{d\sigma}{dt}(qq \to qq) \sim \frac{1}{s^2}(y_q/\operatorname{sh} y_q)^4 \approx \frac{1}{s^2}\,\frac{1}{(t/M_q^2)^{4-4\frac{\ln\ln|t|/M_q^2}{\ln|t|/M_q^2}}}. \qquad /28/$$

В связи с этой формулой кратко остановимся на применении ДМФК для описания инклюзивных процессов. В последнее время было установлено, что следующая из правил кваркового счета /4/ [1] для кварк-кваркового рассеяния формула

$$\frac{d\sigma}{dt_q}(qq \to qq,\ \hat{s}_q;\ \hat{t}_q) \sim \frac{1}{s^2} \qquad /29/$$

в рамках обычного кварк-партонного механизма - формулы "жесткого соударения"

$$\frac{d\sigma}{d^3p/p_0}(s,t,u;A+B\to h+X) = \int_{x_a^{min}}^{1} dx_a \int_{x_b^{min}}^{1} dx_b\, G_{A\to a}(x_a)\, G_{B\to b}(x_b) \times$$

$$\times \frac{1}{z_c} D_c^b(z_c) \times \frac{1}{\pi}\,\frac{d\sigma}{d\hat{t}_q}(q_a q_b \to q_c q_d;\ s_q,\ t_q)$$

не приводит к наблюдаемому в эксперименте падению дифференциального сечения адрон-адронного инклюзивного процесса $A + B \to h + X$ как $p_\perp^{-8}$ *. Такое поведение может быть достигнуто, если для кварк-кваркового сечения принять феноменологические зависимости вида [22,23] ($s_q = \hat{s} \approx s/n^2$; $t_q = \hat{t} \approx t/n^2$; n - число кварков):

$$\frac{d\sigma}{dt_q}(qq \to qq) \sim \frac{1}{s_q^2}\cdot\frac{1}{(-t_q)^2};\quad \frac{1}{s_q}\cdot\frac{1}{(-t_q)^2}\quad \text{или}\ \frac{1}{s_q^2}\cdot\frac{1}{(-t_q)^{2.5}}. \qquad /30/$$

Очевидно, что в области конечных энергий логарифмический член $[\ln|t_q|/M_q^2]^4$, содержащийся в формуле /28/, вносит заметный вклад, так что хорошо воспроизводит найденные в [22,23] феноменологические параметризации /30/ кварк-кваркового сечения /более подробно см. в [34]/.

4. *УПРУГИЕ ФОРМФАКТОРЫ ЧАСТИЦ В ДМФК*

Рассмотрим упругое рассеяние электрона на адроне в области больших переданных импульсов. Будем следовать идее Ву-Янга о том, что распределение "сильновзаимодействующей" материи в адроне повторяет его электромагнитную структуру, и будем считать, что при взаимодействии виртуального фотона с адроном возбуждается то же самое эффективное самосогласованное адронное поле $V_{эфф}$, на котором входящие в состав адрона кварки рассеиваются независимо /см. *рис. 4*/. Таким образом, область применимости ДМФК, в отличие от правил кваркового счета [1], ограничивается лишь теми взаимодействиями, в которых участвуют кварки. В данном случае это проявляется в выборе стандартного однофотонного приближения для ep -процесса и в выборе стандартных выражений для вершины, содержащей лептон-фотонное взаимодействие.

Сравнивая между собой основную формулу ДМФК /21/ и обобщенную формулу Ву-Янга /7/, выражающую сечение через формфакторы частиц, находим для формфакторов следующее асимптотическое выражение

$$G(t) \sim \prod_{i=1}^{n} \frac{y_i(M_q)}{\operatorname{sh} y_i(M_q)} \quad (-t \to \infty). \qquad /31/$$

---

* Без включения Q -зависимости в структурные функции $G_{A\to a}(x)$. Альтернативный подход см. в [33].

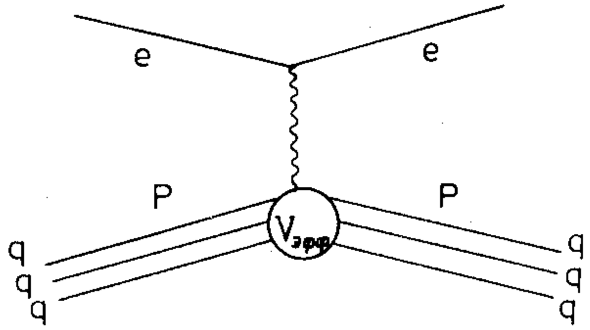

Рис. 4

К этой же формуле /31/ можно прийти и другим путем, если воспользоваться техникой Ландшоффа, Полкингхорна[24], по которой процесс взаимодействия виртуального фотона с электроном /*рис. 5а*/ представляется как процесс взаимодействия партонной пары с кварками /пунктирная линия на *рис. 5б*/, входящими в состав адрона /так называемая диаграмма с "кошачьими ушами"/

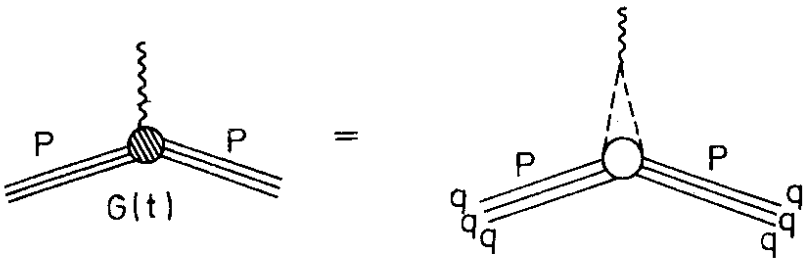

Рис. 5

При этом, согласно[24], асимптотика адронного формфактора определяется поведением партон-адронной амплитуды в пределе, когда масса партона M_{part} и передача импульса становятся велики. Представим партон-адронную амплитуду /т.е. формфактор/ согласно **ДМФК** в виде

$$M_{part+prot\to part+prot}\Big|_{\substack{-t\to\infty \\ M_{part}\to\infty}} = G(t) \sim \frac{y(M_{part})}{\mathrm{sh}\,y(M_{part})} \cdot \prod_{i=1}^{3} \frac{y_i(M_q)}{\mathrm{sh}\,y_i(M_q)} . \qquad /32/$$

Отсюда, с учетом свойства /19/, согласно которому в пределе $M_{part}\to\infty$ амплитуда $y(M)/\mathrm{sh}\,y(M) \xrightarrow[M\to\infty]{} 1$, для асимптотического поведения формфактора получаем формулу /31/.

При больших переданных импульсах, согласно /20/, для формфакторов π -мезона, протона и дейтрона из /31/ следуют такие выражения:

$$G_\pi(t) \sim c_\pi (y/\mathrm{sh}\,y)^2 \approx \left[\frac{\ln|t|/4M_q^2}{|t|/4M_q^2}\right]^2 \qquad /33/$$

$$G_p(t) \sim c_p(y/\mathrm{sh}\,y)^3 \approx \left[\frac{\ln|t|/9M_q^2}{|t|/9M_q^2}\right]^3 \qquad /34/$$

$$G_D(t) \sim c_D(y/\mathrm{sh}\,y)^6 \approx \left[\frac{\ln|t|/36M_q^2}{|t|/36M_q^2}\right]^6, \qquad /35/$$

$$-t \gg n^2 M_q^2 ,$$

где c_π , c_p , c_D - безразмерные коэффициенты пропорциональности. Формулы /33-35/ могут быть также переписаны в форме привычного степенного закона:

$$G_h(t) \sim (-t/n^2 M_q^2)^{-N_{эфф}(t)} , \qquad /36/$$

где n - число кварков в адроне h, а $N_{эфф}$ зависит от переданного импульса

$$N_{эфф}(t) = n - n\,\frac{\ln[\ln|t|/n^2M^2]}{\ln|t|/n^2M^2} . \qquad /37/$$

С ростом $-t$ эффективный показатель степени $N_{эфф}$ /37/ возрастает и достигает асимптотического предела $N_{эфф}\to n$, равного числу валентных кварков в адроне.

Нами было проведено сравнение формул /33/ и /34/ с экспериментальными данными. Для π -мезона при обработке данных группы[26] были получены следующие значения χ^2 на одну степень свободы $\chi^2_{d.f.} = \chi^2$ / число точек - число параметров

$$\chi^2_{d.f.} = \chi^2/N - n = 20/16 - 2 = 1.4 ; \quad M_q = 0.16 \ \textit{ГэВ}.$$

Результаты, полученные при обработке по формуле /34/ большой совокупности точек по упругому формфактору протона, приведены в *табл. 2* и показывают как хорошее согласие с экспериментом, так и стабильность параметров на разных интервалах по $Q^2 \geq Q^2_{мин}$.

Таблица 2

$Q^2_{мин.}$ (ГэВ^2)	$\chi^2_{d.f.}$	c_p	M_q (ГэВ)
1	51/(48–2)	0,771	0,163
1,5	39/(40–2)	0,745	0,164
2,5	33/(32–2)	0,761	0,163
3,5	17/(25–2)	0,682	0,168
4,5	14/(19–2)	0,616	0,173

Из формул /31/ и /33-35/ следует, что в шкале $\ln(y/\mathrm{sh}y)$ значения $\ln G(t)$ должны представляться в виде прямой с наклоном, равным числу валентных кварков в системе. Как видно из *рис. 6*, экспериментальные данные по формфакторам протона и π-мезона действительно группируются около соответствующих прямых.

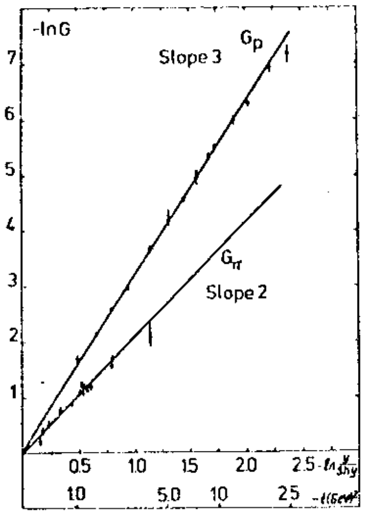

Рис. 6

Поскольку в формулы /31/, /33-35/ входит приходящаяся на один кварк передача импульса, т.е. величина, обратно пропорциональная квадрату числа кварков в адроне $t_q = t/n^2$, асимптотический режим для формфактора дейтрона наступает позднее, чем для π-мезона и протона.

Таким образом мы видим, что формула ДМФК /31/ позволяет хорошо описать данные по формфактору протона и π-мезона. Другим, более важным свойством этой формулы является определяемое ею поведение структурной функции протона вблизи упругого порога. На этом вопросе мы остановимся в следующем разделе.

5. *СООТНОШЕНИЕ ДРЕЛЛА-ЯНА-ВЕСТА И ОПИСАНИЕ ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО* ep *-РАССЕЯНИЯ*

Результаты последних экспериментов по глубоконеупругому ep -рассеянию поставили вопрос о совместимости правила размерного кваркового счета [1] и соотношения Дрелла-Яна-Веста. Соотношение Дрелла-Яна-Веста[27] связывает поведение структурной функции $W_{1,2}(x, Q^2)$ на упругом пороге $x = \omega^{-1} \to 1$ с поведением упругого формфактора протона при $-t = Q^2 \to \infty$. Так, если магнитный формфактор протона при $-t \to \infty$ записать в виде

$$G^p_M(t) = \mu_p b \left(\frac{1}{-t}\right)^{k/2} \qquad -t \to \infty, \qquad /38/$$

а структурную функцию в области $x \to 1$ как

$$\nu W_2(x, Q^2) = a(1-x)^p, \qquad /39/$$

то, согласно[27], степени убывания упругого формфактора и структурной функции связаны по закону

$$p = k - 1. \qquad /40/$$

Эта же зависимость между степенями p и k, управляющими поведением $W_2(x, Q^2)$ и $G(t)$, следует также из соотношения локальной дуальности Блюма-Гилмана[28], записанного в дифференциальной форме

$$F_1(x_s) = 2MW_1\left(\omega_s = 1 - \frac{W^2_{in} + M^2_s - M^2_p}{t}\right) = \frac{1}{1-\omega_s} t \left[\frac{d}{dt} G^2(t)\right] \qquad /41/$$

в терминах такой скейлинговой переменной ω_s /введенной в [28,29]/, по которой в настоящее время наблюдается явление раннего скейлинга. Эта переменная имеет вид

$$\omega_s = x_s^{-1} = \omega - \frac{M_s^2}{t} \qquad /42/$$

/W_{in} - величина первого неупругого порога $W_{in}^2 = (M_p + m_\pi)^2$, M_p - масса протона/. Соотношение локальной дуальности /41/ отличается от соотношения Дрелла-Яна-Веста /40/ и /38-39/ тем, что оно позволяет простым образом получить между показателями p и k, даже если они не являются постоянными числами, а являются, как, например, в /37/, некоторыми функциями от Q^2 или x. В то же время /41/ фиксирует коэффициент пропорциональности между $W_1(x)$ и $G(t)$, тогда как соотношение Дрелла-Яна-Веста по известному при $x \to 1$ поведению $W_{1,2}(x)$ воспроизводит асимптотику $G(t)$ лишь с точностью до произвольного коэффициента a.

Легко видеть, что подстановка в /38/ и /41/ следующего из правил размерного кваркового счета /5/ дипольного закона для протонного формфактора $G^P(t) \sim t^{-2}$ приводит к поведению структурной функции

$$2MW_1(\omega_s) \underset{x\to 1}{\approx} (1-x_s)^3, \qquad /43/$$

в то время как последние эксперименты указывают на другой закон [29]:

$$2MW_1^{\text{эксп}}(\omega_s) \underset{x\to 1}{\approx} (1-x_s)^4, \qquad /44/$$

где для M_s в /42/ найдено значение $M_s^2 = 1{,}47$ *ГэВ*^{2}.

Таким образом мы видим, что в исследованной к настоящему времени кинематической области, названной областью "раннего скейлинга", правила размерного кваркового счета /5/ задают поведение $W_1(x)$ вблизи порога $x \to 1$, не согласующееся с экспериментальными данными /впрочем, следует оговориться, что основанные на принципе автомодельности правила размерного кваркового счета применимы лишь в асимптотической области, где нет размерных параметров, так что и нет особых оснований ожидать их хорошего совпадения с экспериментом в области "раннего скейлинга"/. Но поскольку кварки в процессе

глубоконеупругого рассеяния несут лишь 50% полного импульса, то существует надежда, что учет глюонных поправок улучшит ситуацию /см. работу [30]/. Включение в рассмотрение кварк-глюонного взаимодействия, "одевающего" кварки, приводит к появлению у него формфактора, что проявляется в нарушающей скейлинг $Q^2 = -t$ -зависимости структурных функций.

В нашей ДМФК с самого начала заложен размерный параметр M_q^2 -квадрат массы кварка. В отличие от /5/, эффективный показатель $N_{эфф}(t)$ /37/ может непрерывно изменяться, поэтому можно ожидать, что с формфакторами /33-36/ соотношение Дрелла-Яна-Веста будет выполняться, минуя промежуточные степени "одевания" кварка глюонными поправками.

Подстановка формулы ДМФК /34/ в /41/ приводит к следующему выражению для структурной функции вблизи порога $x \approx 1$:

$$2MW_1(x_s) = A\,\frac{12M_q^2\cdot c_p^2\cdot\mu_p^2}{W_{in}^2 + M_s^2 - M_p^2}\,(\chi_s \operatorname{ch}\chi_s - \operatorname{sh}\chi_s)\,\frac{(\operatorname{ch}\chi_s - 1)^2}{\operatorname{sh}^3\chi_s}\left(\frac{\chi_s}{\operatorname{sh}\chi_s}\right)^5, \qquad /45/$$

где новая переменная $\chi_s = \operatorname{Arch}\left(1 + \frac{W_{in}^2 + M_s^2 - M_p^2}{2M_q^2\,(\omega_s - 1)}\right)$ получена из $y = \operatorname{Arch}\left(1 - \frac{t_q}{2M_q^2}\right)$ заменой, согласно /41/, $t_q = -\frac{W_{in}^2 + M_s^2 - M_p^2}{\omega - 1}$.

В /45/ введен коэффициент A, учитывающий тот факт, что соотношение Дрелла-Яна-Веста следует из /41/ с точностью до свободного коэффициента пропорциональности a перед $W_1(x)$ так, что $A = 1$, если соотношение локальной дуальности выполняется точно.

Для проверки соотношения Дрелла-Яна-Веста по данным глубоконеупругого ep-рассеяния мы выбрали в выражении /45/ *значения массы кварка и c_p фиксированными по результатам обработки упругого формфактора* при $Q^2 \geq 1{,}5$ *ГэВ*^{2}: $M_q = 0{,}164$ *ГэВ*, $c_p = 0{,}74$*. В обработку данных по структурной функции $2MW_1(x)$ глубоконеупругого ep-рассеяния были включены данные [29,32] с $x \geq 0{,}75$. В результате для величины χ^2 на одну степень свободы было получено следующее значение $\chi^2_{i.f.} = 35{,}5/34 = 1{,}05$ при $A = 0{,}32$ и $M_s^2 = 2{,}1$ *ГэВ*^{2}.

Таким образом, можно заключить, что в случае протонного формфактора формула ДМФК /34/ задает правильное пороговое

* См. *табл. 2.*

/17/ все полученные в [13,14] соотношения между дифференциальными сечениями различных процессов остаются в силе.

Кроме того, в нашей модели находит свое обоснование малость величины $|r(0)| = |g_q(\pi)/g_q(0)|$ и ее зависимости от энергии. В силу того, что $\theta = 0$ отвечает $y = 0$, а $\theta = \pi$ соответствует $t = 4M^2 - s$, в нашей модели $r(0)$ определяется выражением

$$r(0) = \frac{y_q(t = 4M^2 - s)}{\operatorname{sh} y_q(t = 4M^2 - s)} \approx \frac{\ln(s_q/M_q^2)}{s_q/M_q^2},$$

которое убывает с ростом энергии в согласии с экспериментальными данными по $R = d\sigma(\pi)/d\sigma(0)$ [14].

Следует отметить, что, поскольку динамическая модель факторизующихся кварков основана на представлении о самосогласованном потенциале, то надо ожидать, что она может служить хорошим приближением лишь при достаточно большом числе участвующих в процессе кварков. Если все же формулу /21/ распространить на случай рассеяния кварка на кварке, то для этого процесса получим формулу:

$$\frac{d\sigma}{dt}(qq \to qq) \sim \frac{1}{s^2}(y_q/\operatorname{sh} y_q)^4 \approx \frac{1}{s^2}\,\frac{1}{(t/M_q^2)^{4 - 4\frac{\ln\ln|t|/M_q^2}{\ln|t|/M_q^2}}}. \qquad /28/$$

В связи с этой формулой кратко остановимся на применении ДМФК для описания инклюзивных процессов. В последнее время было установлено, что следующая из правил кваркового счета /4/ [1] для кварк-кваркового рассеяния формула

$$\frac{d\sigma}{dt_q}(qq \to qq,\ \hat{s}_q;\ \hat{t}_q) \sim \frac{1}{s^2} \qquad /29/$$

в рамках обычного кварк-партонного механизма - формулы "жесткого соударения"

$$\frac{d\sigma}{d^3p/p_0}(s, t, u; A + B \to h + X) = \int_{x_a^{min}}^{1} dx_a \int_{x_b^{min}}^{1} dx_b\, G_{A\to a}(x_a) G_{B\to b}(x_b) \times$$

$$\times \frac{1}{z_c} D_c^b(z_c) \times \frac{1}{\pi}\,\frac{d\sigma}{d\hat{t}_q}(q_a q_b \to q_c q_d;\ s_q, t_q)$$

не приводит к наблюдаемому в эксперименте падению дифференциального сечения адрон-адронного инклюзивного процесса $A + B \to h + X$ как $p_\perp^{-8}$ *. Такое поведение может быть достигнуто, если для кварк-кваркового сечения принять феноменологические зависимости вида [22,23] ($s_q = \hat{s} \approx s/n^2$; $t_q = \hat{t} \approx t/n^2$; n - число кварков):

$$\frac{d\sigma}{dt_q}(qq \to qq) \sim \frac{1}{s_q^2}\cdot\frac{1}{(-t_q)^2};\quad \frac{1}{s_q}\cdot\frac{1}{(-t_q)^2} \quad \text{или} \quad \frac{1}{s_q^2}\cdot\frac{1}{(-t_q)^{2.5}}. \qquad /30/$$

Очевидно, что в области конечных энергий логарифмический член $[\ln|t_q|/M_q^2]^4$, содержащийся в формуле /28/, вносит заметный вклад, так что хорошо воспроизводит найденные в [22,23] феноменологические параметризации /30/ кварк-кваркового сечения /более подробно см. в [34]/.

4. УПРУГИЕ ФОРМФАКТОРЫ ЧАСТИЦ В ДМФК

Рассмотрим упругое рассеяние электрона на адроне в области больших переданных импульсов. Будем следовать идее Ву-Янга о том, что распределение "сильновзаимодействующей" материи в адроне повторяет его электромагнитную структуру, и будем считать, что при взаимодействии виртуального фотона с адроном возбуждается то же самое эффективное самосогласованное адронное поле $V_{эфф}$, на котором входящие в состав адрона кварки рассеиваются независимо /см. *рис. 4*/. Таким образом, область применимости ДМФК, в отличие от правил кваркового счета [1], ограничивается лишь теми взаимодействиями, в которых участвуют кварки. В данном случае это проявляется в выборе стандартного однофотонного приближения для ep -процесса и в выборе стандартных выражений для вершины, содержащей лептон-фотонное взаимодействие.

Сравнивая между собой основную формулу ДМФК /21/ и обобщенную формулу Ву-Янга /7/, выражающую сечение через формфакторы частиц, находим для формфакторов следующее асимптотическое выражение

$$G(t) \sim \prod_{i=1}^{n} \frac{y_i(M_q)}{\operatorname{sh} y_i(M_q)} \quad (-t \to \infty). \qquad /31/$$

---

* Без включения Q -зависимости в структурные функции $G_{A\to a}(x)$. Альтернативный подход см. в [33].

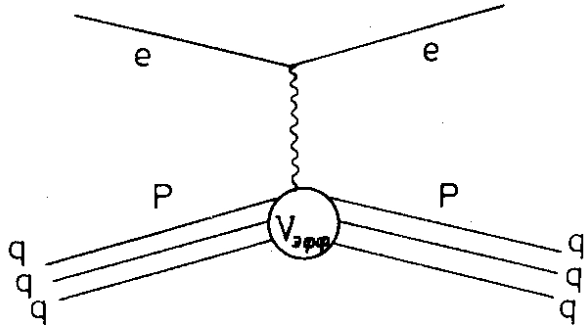

Рис. 4

К этой же формуле /31/ можно прийти и другим путем, если воспользоваться техникой Ландшоффа, Полкингхорна[24], по которой процесс взаимодействия виртуального фотона с электроном /*рис. 5а*/ представляется как процесс взаимодействия партонной пары с кварками /пунктирная линия на *рис. 5б*/, входящими в состав адрона /так называемая диаграмма с “кошачьими ушами“/

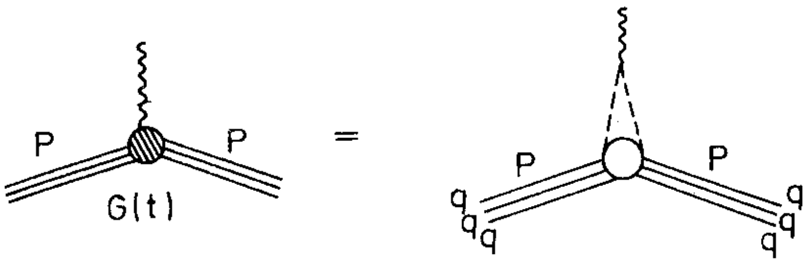

Рис. 5

При этом, согласно[24], асимптотика адронного формфактора определяется поведением партон-адронной амплитуды в пределе, когда масса партона M_{part} и передача импульса становятся велики. Представим партон-адронную амплитуду /т.е. формфактор/ согласно ДМФК в виде

$$M_{part+prot\to part+prot}\Big|_{\substack{-t\to\infty \\ M_{part}\to\infty}} = G(t) \sim \frac{y(M_{part})}{shy(M_{part})}\cdot\prod_{i=1}^{3}\frac{y_i(M_q)}{shy_i(M_q)}. \qquad /32/$$

Отсюда, с учетом свойства /19/, согласно которому в пределе $M_{part}\to\infty$ амплитуда $y(M)/shy(M)\xrightarrow[M\to\infty]{}1$, для асимптотического поведения формфактора получаем формулу /31/.

При больших переданных импульсах, согласно /20/, для формфакторов π-мезона, протона и дейтрона из /31/ следуют такие выражения:

$$G_\pi(t)\sim c_\pi(y/shy)^2 \approx \left[\frac{\ln|t|/4M_q^2}{|t|/4M_q^2}\right]^2 \qquad /33/$$

$$G_p(t)\sim c_p(y/shy)^3 \approx \left[\frac{\ln|t|/9M_q^2}{|t|/9M_q^2}\right]^3 \qquad /34/$$

$$G_D(t)\sim c_D(y/shy)^6 \approx \left[\frac{\ln|t|/36M_q^2}{|t|/36M_q^2}\right]^6,$$

$$-t \gg n^2 M_q^2, \qquad /35/$$

где c_π, c_p, c_D - безразмерные коэффициенты пропорциональности. Формулы /33-35/ могут быть также переписаны в форме привычного степенного закона:

$$G_h(t)\sim(-t/n^2M_q^2)^{-N_{эфф}(t)}, \qquad /36/$$

где n - число кварков в адроне h, а $N_{эфф}$ зависит от переданного импульса

$$N_{эфф}(t) = n - n\,\frac{\ln[\ln|t|/n^2M^2]}{\ln|t|/n^2M^2}. \qquad /37/$$

С ростом $-t$ эффективный показатель степени $N_{эфф}$ /37/ возрастает и достигает асимптотического предела $N_{эфф}\to n$, равного числу валентных кварков в адроне.

Нами было проведено сравнение формул /33/ и /34/ с экспериментальными данными. Для π-мезона при обработке данных группы[26] были получены следующие значения χ^2 на одну степень свободы $\chi^2_{d.f.} = \chi^2/$ число точек - число параметров

$$\chi^2_{d.f.} = \chi^2/N-n = 20/16-2 \approx 1.4; \quad M_q = 0.16 \text{ ГэВ}.$$

Результаты, полученные при обработке по формуле /34/ большой совокупности точек по упругому формфактору протона, приведены в *табл. 2* и показывают как хорошее согласие с экспериментом, так и стабильность параметров на разных интервалах по $Q^2 \geq Q^2_{\text{мин}}$.

Таблица 2

$Q^2_{\text{мин.}}$ (ГэВ^2)	$\chi^2_{\text{d.f.}}$	c_p	M_q (ГэВ)
1	51/(48–2)	0,771	0,163
1,5	39/(40–2)	0,745	0,164
2,5	33/(32–2)	0,761	0,163
3,5	17/(25–2)	0,682	0,168
4,5	14/(19–2)	0,616	0,173

Из формул /31/ и /33-35/ следует, что в шкале $\ln(y/\text{sh}y)$ значения $\ln G(t)$ должны представляться в виде прямой с наклоном, равным числу валентных кварков в системе. Как видно из *рис. 6*, экспериментальные данные по формфакторам протона и π-мезона действительно группируются около соответствующих прямых.

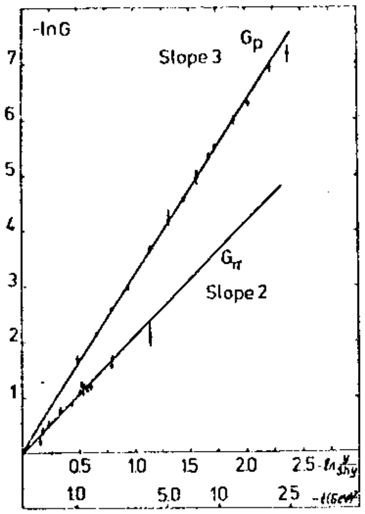

Рис. 6

Поскольку в формулы /31/, /33-35/ входит приходящаяся на один кварк передача импульса, т.е. величина, обратно пропорциональная квадрату числа кварков в адроне $t_q = t/n^2$, асимптотический режим для формфактора дейтрона наступает позднее, чем для π-мезона и протона.

Таким образом мы видим, что формула ДМФК /31/ позволяет хорошо описать данные по формфактору протона и π-мезона. Другим, более важным свойством этой формулы является определяемое ею поведение структурной функции протона вблизи упругого порога. На этом вопросе мы остановимся в следующем разделе.

5. *СООТНОШЕНИЕ ДРЕЛЛА-ЯНА-ВЕСТА И ОПИСАНИЕ ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО ер-РАССЕЯНИЯ*

Результаты последних экспериментов по глубоконеупругому ер-рассеянию поставили вопрос о совместимости правила размерного кваркового счета [1] и соотношения Дрелла-Яна-Веста. Соотношение Дрелла-Яна-Веста [27] связывает поведение структурной функции $W_{1,2}(x, Q^2)$ на упругом пороге $x = \omega^{-1} \to 1$ с поведением упругого формфактора протона при $-t = Q^2 \to \infty$. Так, если магнитный формфактор протона при $-t \to \infty$ записать в виде

$$G^p_M(t) = \mu_p b \left(\frac{1}{-t}\right)^{k/2} \qquad -t \to \infty, \qquad /38/$$

а структурную функцию в области $x \to 1$ как

$$\nu W_2(x, Q^2) = a(1-x)^p, \qquad /39/$$

то, согласно [27], степени убывания упругого формфактора и структурной функции связаны по закону

$$p = k - 1. \qquad /40/$$

Эта же зависимость между степенями p и k, управляющими поведением $W_2(x, Q^2)$ и $G(t)$, следует также из соотношения локальной дуальности Блюма-Гилмана [28], записанного в дифференциальной форме

$$F_1(x_s) = 2MW_1\left(\omega_s = 1 - \frac{W_{in}^2 + M_s^2 - M_p^2}{t}\right) = \frac{1}{1-\omega_s} t\left[\frac{d}{dt} G^2(t)\right] \qquad /41/$$

в терминах такой скейлинговой переменной ω_s /введенной в [28,29]/, по которой в настоящее время наблюдается явление раннего скейлинга. Эта переменная имеет вид

$$\omega_s = x_s^{-1} = \omega - \frac{M_s^2}{t} \qquad /42/$$

/W_{in} - величина первого неупругого порога $W_{in}^2 = (M_p + m_\pi)^2$, M_p - масса протона/. Соотношение локальной дуальности /41/ отличается от соотношения Дрелла-Яна-Веста /40/ и /38-39/ тем, что оно позволяет простым образом получить между показателями p и k, даже если они не являются постоянными числами, а являются, как, например, в /37/, некоторыми функциями от Q^2 или x. В то же время /41/ фиксирует коэффициент пропорциональности между $W_1(x)$ и $G(t)$, тогда как соотношение Дрелла-Яна-Веста по известному при $x \to 1$ поведению $W_{1,2}(x)$ воспроизводит асимптотику $G(t)$ лишь с точностью до произвольного коэффициента a.

Легко видеть, что подстановка в /38/ и /41/ следующего из правил размерного кваркового счета /5/ дипольного закона для протонного формфактора $G^P(t) \sim t^{-2}$ приводит к поведению структурной функции

$$2MW_1(\omega_s) \underset{x\to 1}{\simeq} (1-x_s)^3, \qquad /43/$$

в то время как последние эксперименты указывают на другой закон [29]:

$$2MW_1^{\text{эксп}}(\omega_s) \underset{x\to 1}{\simeq} (1-x_s)^4, \qquad /44/$$

где для M_s в /42/ найдено значение $M_s^2 = 1{,}47$ *ГэВ*^{2}.

Таким образом мы видим, что в исследованной к настоящему времени кинематической области, названной областью "раннего скейлинга", правила размерного кваркового счета /5/ задают поведение $W_1(x)$ вблизи порога $x \to 1$, не согласующееся с экспериментальными данными /впрочем, следует оговориться, что основанные на принципе автомодельности правила размерного кваркового счета применимы лишь в асимптотической области, где нет размерных параметров, так что и нет особых оснований ожидать их хорошего совпадения с экспериментом в области "раннего скейлинга"/. Но поскольку кварки в процессе

глубоконеупругого рассеяния несут лишь 50% полного импульса, то существует надежда, что учет глюонных поправок улучшит ситуацию /см. работу [30]/. Включение в рассмотрение кварк-глюонного взаимодействия, "одевающего" кварки, приводит к появлению у него формфактора, что проявляется в нарушающей скейлинг $Q^2 = -t$ -зависимости структурных функций.

В нашей ДМФК с самого начала заложен размерный параметр M_q^2 -квадрат массы кварка. В отличие от /5/, эффективный показатель $N_{\text{эфф}}(t)$ /37/ может непрерывно изменяться, поэтому можно ожидать, что с формфакторами /33-36/ соотношение Дрелла-Яна-Веста будет выполняться, минуя промежуточные степени "одевания" кварка глюонными поправками.

Подстановка формулы ДМФК /34/ в /41/ приводит к следующему выражению для структурной функции вблизи порога $x \approx 1$:

$$2MW_1(x_s) = A\frac{12M_q^2 \cdot c_p^2 \cdot \mu_p^2}{W_{in}^2 + M_s^2 - M_p^2}(\chi_s \operatorname{ch}\chi_s - \operatorname{sh}\chi_s)\frac{(\operatorname{ch}\chi_s - 1)^2}{\operatorname{sh}^3\chi_s}\left(\frac{\chi_s}{\operatorname{sh}\chi_s}\right)^5, \qquad /45/$$

где новая переменная $\chi_s = \operatorname{Arch}\left(1 + \frac{W_{in}^2 + M_s^2 - M_p^2}{2M_q^2(\omega_s - 1)}\right)$ получена из $y = \operatorname{Arch}\left(1 - \frac{t_q}{2M_q^2}\right)$ заменой, согласно /41/, $t_q = -\frac{W_{in}^2 + M_s^2 - M_p^2}{\omega - 1}$.

В /45/ введен коэффициент A, учитывающий тот факт, что соотношение Дрелла-Яна-Веста следует из /41/ с точностью до свободного коэффициента пропорциональности a перед $W_1(x)$ так, что $A = 1$, если соотношение локальной дуальности выполняется точно.

Для проверки соотношения Дрелла-Яна-Веста по данным глубоконеупругого ep -рассеяния мы выбрали в выражении /45/ *значения массы кварка и* c_p *фиксированными по результатам обработки упругого формфактора* при $Q^2 \geq 1{,}5$ *ГэВ*^{2}: $M_q = 0{,}164$ *ГэВ*, $c_p = 0{,}74$*. В обработку данных по структурной функции $2MW_1(x)$ глубоконеупругого ep-рассеяния были включены данные [29,32] с $x \geq 0{,}75$. В результате для величины χ^2 на одну степень свободы было получено следующее значение $\chi^2_{i.f.} = 35{,}5/34 = 1{,}05$ при $A = 0{,}32$ и $M_s^2 = 2{,}1$ *ГэВ*^{2}.

Таким образом, можно заключить, что в случае протонного формфактора формула ДМФК /34/ задает правильное пороговое

* См. *табл. 2.*

поведение структурной функции, согласующееся с экспериментальными данными.

Формула /45/ в асимптотической области $x \to 1$ может быть также представлена в виде степенного закона

$$F_1(\omega_s) \approx (\omega_s - 1)^{N_{\text{эфф}}(\omega_s)}, \qquad /46/$$

где

$$N_{\text{эфф}}(\omega_s) = 5 - 6\,\frac{\ln|\ln \frac{9M_q^2}{\tilde{W}^2}(\omega_s - 1)|}{|\ln \frac{9M_q^2}{\tilde{W}^2}(\omega_s - 1)|} \qquad /47/$$

$\tilde{W}^2 = W_{in}^2 + M_s^2 - M_p^2$.

Формулы /36/, /46/ и /37/, /4/ имеют одинаковую структуру. В достигнутых в настоящее время областях по t и ω наблюдается, что $2 < N^{\text{эксп}}(t) < 3$ и $4 < N^{\text{эксп}}(\omega_s) < 5$. Значение $N_{\text{эфф}}(\omega_s)$ совсем вблизи порога $N_{\text{эфф}}(\omega_s \to 1) = 5$, с учетом того, что, согласно /37/, $N_{\text{эфф}}(-t \to \infty) = 3$, удовлетворяет соотношению Дрелла-Яна-Веста: $N_{\text{эфф}}(\omega = 1) = 2N_{\text{эфф}}(-t = \infty) - 1$. Поведение $F_1(\omega) \approx (\omega - 1)^5$ может быть проверено в будущих экспериментах по мере увеличения данных в области $x \geq 0{,}9$.

Интересно отметить, что формула /45/ хорошо описывает данные по глубоконеупругому ер-рассеянию и в области $0{,}4 < x < 0{,}75$. В этой области x мы находимся вдали от упругого порога, что освобождает нас от необходимости фиксировать параметр массы кварка M_q по поведению упругого формфактора.

Наиболее полными экспериментами последних лет по глубоконеупругому ер-рассеянию были эксперименты, выполненные в СЛАКе[29,31] и группой МИТ-СЛАК[32]. Причем, в работе группы МИТ-СЛАК[32] впервые были получены в широком интервале $0{,}1 \leq x \leq 0{,}8$; $1 \leq Q^2 \lesssim 26$ *ГэВ*^{2} значения отношения $R = \sigma_L/\sigma_T$, что позволило более точно разделить структурные функции $W_1(x)$ и $W_2(x)$. Поэтому для сравнения с опытом в дальнейшем мы будем пользоваться данными этих двух групп. Для величины R в[29] принималось значение $R = 0{,}18$.

Оказывается, что все данные[29] по $2MW_1$ $x \geq 0{,}4$, хорошо описываются формулой /45/ с массой кварка-партона $M_q = 0{,}12$ *ГэВ*. Важно отметить, что масса кварка, как параметр модели, в пределах экспериментальных ошибок остается стабильной при обработке различных групп данных. Полученные значения χ^2 на степень свободы приведены ниже:

$x \geq 0{,}4$ $\quad \chi^2_{d.f.} = 80/116 \quad M_q = 0{,}124$ *ГэВ*.

$x \geq 0{,}65$ $\quad \chi^2_{d.f.} = 47/57 \quad M_q = 0{,}126$ *ГэВ*

$x \geq 0{,}8$ $\quad \chi^2_{d.f.} = 10/14 \quad M_q = 0{,}122$ *ГэВ*.

Удовлетворительное описание получено также и при обработке по этой формуле объединенных данных[31,32] в "переменной Атвуда"[29]. Так, для $Q^2 \geq 2$ *ГэВ*^{2} обработка $2MW_1$ дает для *всех* $x > 0{,}1$ в "переменной Атвуда" ($M_s^2 = 1{,}48$) $\chi^2_{d.f.} = \frac{195}{187} = 1{,}05$, $A = 0{,}59$, $M_q = 0{,}123$ *ГэВ*.

Ясно, что для согласия в области $x \leq 0{,}1$ необходимо учитывать вклад "морских" кварк-антикварковых пар, что, впрочем, легко сделать в формулах /40,45/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нашей основной целью являлась проверка возможности описания современных экспериментальных данных в кварк-партонной картине, содержащей в явном виде размерный параметр - массу кварка. При этом мы не привлекали более детального аппарата квантовой теории поля /калибровочные теории с асимптотической свободой или теории поля с конечной точкой перенормировки/, чтобы учитывать поправки на массу кварка. Мы приняли как факт существование массы кварка, не вдаваясь в конкретные механизмы, которые приводят к "одеванию" кварков. В таком случае мы имеем дело с гиперболоидом массовой поверхности кварка, так что к амплитуде его рассеяния на системе остальных кварков можно применить разложение по матричным элементам группы Лоренца[14,15] как группы движений массового гиперболоида $p_0^2 - \vec{p}^{\,2} = M_q^2$. Динамическое предположение о виде самосогласованного потенциала $V_{\text{эфф}}$, приводящее к амплитуде рассеяния кварка вида /17/, эквивалентно предположению о том, что в реакциях с большими переданными импульсами взаимодействие кварков осуществляется при сближении на расстоянии порядка их комптоновской длины волны $1/M_q$. Испольповедение структурной функции, согласующееся с экспериментальными данными.

Формула /45/ в асимптотической области $x \to 1$ может быть также представлена в виде степенного закона

$$F_1(\omega_s) \approx (\omega_s - 1)^{N_{эфф}(\omega_s)}, \qquad /46/$$

где

$$N_{эфф}(\omega_s) = 5 - 6\,\frac{\ln\left|\ln \frac{9M_q^2}{\tilde{W}^2}(\omega_s - 1)\right|}{\left|\ln \frac{9M_q^2}{\tilde{W}^2}(\omega_s - 1)\right|} \qquad /47/$$

$$\tilde{W}^2 = W_{in}^2 + M_s^2 - M_p^2 .$$

Формулы /36/, /46/ и /37/, /4/ имеют одинаковую структуру. В достигнутых в настоящее время областях по t и ω наблюдается, что $2 < N^{эксп}(t) < 3$ и $4 < N^{эксп}(\omega_s) < 5$. Значение $N_{эфф}(\omega_s)$ совсем вблизи порога $N_{эфф}(\omega_s \to 1) = 5$, с учетом того, что, согласно /37/, $N_{эфф}(-t \to \infty) = 3$, удовлетворяет соотношению Дрелла-Яна-Веста: $N_{эфф}(\omega = 1) = 2N_{эфф}(-t = \infty) - 1$. Поведение $F_1(\omega) \approx (\omega - 1)^5$ может быть проверено в будущих экспериментах по мере увеличения данных в области $x \geq 0,9$.

Интересно отметить, что формула /45/ хорошо описывает данные по глубоконеупругому ep-рассеянию и в области $0,4 < x < 0,75$. В этой области x мы находимся вдали от упругого порога, что освобождает нас от необходимости фиксировать параметр массы кварка M_q по поведению упругого формфактора.

Наиболее полными экспериментами последних лет по глубоконеупругому ep-рассеянию были эксперименты, выполненные в СЛАКе[29,31] и группой МИТ-СЛАК[32]. Причем, в работе группы МИТ-СЛАК[32] впервые были получены в широком интервале $0,1 \leq x \leq 0,8$; $1 \leq Q^2 \lesssim 26$ *ГэВ*^{2} значения отношения $R = \sigma_L/\sigma_T$, что позволило более точно разделить структурные функции $W_1(x)$ и $W_2(x)$. Поэтому для сравнения с опытом в дальнейшем мы будем пользоваться данными этих двух групп. Для величины R в[29] принималось значение $R = 0,18$.

Оказывается, что все данные[29] по $2MW_1$ $x \geq 0,4$, хорошо описываются формулой /45/ с массой кварка-партона $M_q = 0,12$ *ГэВ*. Важно отметить, что масса кварка, как параметр модели, в пределах экспериментальных ошибок остается ста-

бильной при обработке различных групп данных. Полученные значения χ^2 на степень свободы приведены ниже:

$x \geq 0,4$ $\quad \chi^2_{d.f.} = 80/116$ $\quad M_q = 0,124$ *ГэВ*.

$x \geq 0,65$ $\quad \chi^2_{d.f.} = 47/57$ $\quad M_q = 0,126$ *ГэВ*

$x \geq 0,8$ $\quad \chi^2_{d.f.} = 10/14$ $\quad M_q = 0,122$ *ГэВ*.

Удовлетворительное описание получено также и при обработке по этой формуле объединенных данных[31,32] в "переменной Атвуда"[29]. Так, для $Q^2 \geq 2$ *ГэВ*^{2} обработка $2MW_1$ дает для *всех* $x > 0,1$ в "переменной Атвуда" ($M_s^2 = 1,48$) $\chi^2_{d.f.} = \frac{195}{187} = 1,05$, $A = 0,59$, $M_q = 0,123$ *ГэВ*.

Ясно, что для согласия в области $x \leq 0,1$ необходимо учитывать вклад "морских" кварк-антикварковых пар, что, впрочем, легко сделать в формулах /40,45/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нашей основной целью являлась проверка возможности описания современных экспериментальных данных в кварк-партонной картине, содержащей в явном виде размерный параметр - массу кварка. При этом мы не привлекали более детального аппарата квантовой теории поля /калибровочные теории с асимптотической свободой или теории поля с конечной точкой перенормировки/, чтобы учитывать поправки на массу кварка. Мы приняли как факт существование массы кварка, не вдаваясь в конкретные механизмы, которые приводят к "одеванию" кварков. В таком случае мы имеем дело с гиперболоидом массовой поверхности кварка, так что к амплитуде его рассеяния на системе остальных кварков можно применить разложение по матричным элементам группы Лоренца[14,15] как группы движений массового гиперболоида $p_0^2 - \vec{p}^{\,2} = M_q^2$. Динамическое предположение о виде самосогласованного потенциала $V_{эфф}$, приводящее к амплитуде рассеяния кварка вида /17/, эквивалентно предположению о том, что в реакциях с большими переданными импульсами взаимодействие кварков осуществляется при сближении на расстоянии порядка их комптоновской длины волны $1/M_q$. Используя /18/, легко видеть, что размер области взаимодействия, характерный для амплитуды кварк-кваркового рассеяния, в /28/, имеет порядок двух комптоновских волн кварков, т.е. при таком взаимодействии они "зацепляются" своими комптоновскими "размерами". Для построения полной амплитуды рассеяния системы кварков /адрона/ на другой системе /другом адроне/, т.е. при выводе формулы /21/, мы воспользуемся лишь теорией вероятностей и общепринятыми представлениями о квазинезависимом характере взаимодействия кварков.

Как мы убедились, полученные на основе таких довольно общих предположений формулы /21/, /31/ и /45/ *неплохо описывают количественно* большой круг явлений: упругое рассеяние адронов на большие углы, поведение упругих формфакторов и структурной функции $W_1(x)$. Тем самым формулы /21/, /31/ можно рассматривать как возможный алгоритм нахождения адронных сечений /11/, отличный от правил размерного кваркового счета /4-5/ тем, что в нем, т.е. в формулах /21/, /31/ в качестве явного размерного параметра присутствует масса кварка M_q, что приводит к логарифмическому отклонению от чисто степенного скейлингового поведения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett. Nuovo Cimento, 1973, No. 7, p.719; /Brodsky S., Farrar G. Phys. Rev. Lett., 1973, 31, p.1153, которые получили те же результаты, но основываясь на технике уравнения Бете-Салпетера/.*
2. *Квинихидзе А.Н. и др. ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып. 3, с.1,*
3. *Creutz M., Wang L. Preprint BNL, 1974.*
4. *Theis W.R. Phys. Lett., 1972, 42B, p.246; Horn D., Moshe M. Nucl.Phys., 1972, B48, p.557; 1973, 139.*
5. *Gunion J.F., Brodsky S., Blankenbecler R. Phys. Rev., 1973, D8, p.287.*
6. *Gunion J.F. In: Proc. of the XVII Int. Conf. on High Energy Phys., London, 1974.*
7. *Halliday I.C. et al. Phys. Lett., 1973, 47B, p.509.*
8. *Efremov A.V., Radyushkin A.V. JINR, E2-9717, E2-9621, Dubna, 1976.*

9. *Голоскоков С.В. и др. ОИЯИ, Р2-8211, Р2-8337, Дубна, 1974.*
10. *Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. JINR, E2-8048, Dubna, 1974; Матвеев В.А. Труды IV Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варна, 1974. ОИЯИ, Д1-8405, Дубна, 1974.*
11. *Пашков А.Ф., Скачков Н.Б., Соловцов И.Л. Доклад, представленный на XVIII Международную конференцию по физике высоких энергий /Тбилиси, 1976/. ОИЯИ, Д1,2-10400, Дубна, 1977; Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, вып. 9, с.452; ОИЯИ, Е2-10462, Р2-10490, Дубна, 1977; Р2-11211, Дубна, 1978.*
12. *Skachkov N.B., Solovtsov I.L. JINR, E2-10530, Dubna, 1977.*
13. *Kawaguchi M., Sumi Y., Yokomi H. Progr. Theor. Phys., 1967, 38, p.1178; 1967, 33, p.1183.*
14. *Кобушкин А.П., Шелест В.П. ЭЧАЯ, 1972, т.3, вып. 3, с.571; Фелд Б. Модели элементарных частиц. "Мир", М., 1972.*
15. *Kawaguchi M., Yokomi H. Progr. Theor. Phys., 1977, 57, p.470; Preprint KEK 76-19, 1977.*
16. *Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. "Мир", М., 1975.*
17. *Kadyshevsky V.G., Mir-Kasimov R.M., Skachkov N.B. Nuovo Cim., 1968, 55A, p.233; ЭЧАЯ, 1972, т.2, вып. 3, с.635.*
18. *Шапиро И.С. ДАН СССР, 1956, 106, с.647; ЖЭТФ, 1962, 43, с.1727.*
19. *Скачков Н.Б. ТМФ, 1975, 25, с.313; Лекция на VIII Всесоюзной школе по физике элементарных частиц. Ереван, 1975. Изд. ЕРФИ, т.1, с. 449.*
20. *Blankenbeckler R.B. Proc. Canad. Inst. Particle Physics. McGill Univ., 1972.*
21. *Квинихидзе А.Н. и др. ОИЯИ, Д2-10297, Дубна, 1976. /См. также работу тех же авторов в ссылке /2/ /.*
22. *Field R.D., Feynman R.P. Preprint CALT-68-565, 1976.*
23. *Baier R. et al. Preprint AI-TP76/25, 1976.*
24. *Landshoff P.V., Polkinghorne I.C., Short R.D. Nucl.Phys., 1971, B28, p.225; Landshoff P.V., Polkinghorne I.C. Nucl. Phys., 1973, B53, p.473; Landshoff P.V. TH-2157-CERN, 1976.*
25. *Kirk P.N. et al. Phys. Rev., 1973, D8, p.63.*
26. *Bebek C.J. et al. Phys. Rev., 1976, D13, p.25.*
27. *Drell S.D., Yan T.M. Phys. Rev.Lett., 1970, 24, p.181; West G.B. Phys. Rev.Lett., 1970, 24, p.1206.*
28. *Bloom E., Gilman F. Phys. Lett., 1970, 25, p.1140; Phys. Rev., 1971, D4, p.2901.*

29. Atwood W.B. SLAC Report 185, 1975.
30. Биленькая С.И., Христова Е.Хр. ОИЯИ, Р1-9724, Дубна, 1976; Е1-11161, Дубна, 1978.
31. Atwood W.B. et al. SCAL-PUB-1758, 1976.
32. Riordan E.M. et al. SLAC-PUB-1634, 1975.
33. Матвеев В.А., Слепченко Л.А., Тавхелидзе А.Н. ОИЯИ, Е2-11580, Дубна, 1978.
Feynman R.P., Field R.D., Fox G.C. Preprint CALP-68-651, 1978.
34. Капшай В.Н., Сидоров А.В., Скачков Н.Б. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.707.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 декабря 1978 года.