

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМ. М.В.ЛОМОНОСОВА**

**НАУЧНО - ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ИМ. Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА**

**Е.М.Лейкин
Н.П.Новокшанов**

**СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АДРОНОВ В
МОДЕЛИ МСН.
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ АДРОННЫХ СЕЧЕНИЙ.**

(ЧАСТЬ 1)

Препринт НИИЯФ МГУ-2005-25/791

Москва 2005

E.M.Leikin, N.P.Novokshanov

e-mail: leikin@sinp.msu.ru

e-mail: novok@sinp.msu.ru

**The statical and dynamical properties of hadrons
in the SNS model.
The thermodynamical features of hadronic cross sections.
Part 1**

Preprint of SINP MSU – 2005-25/791

Abstract

The soft-nucleon-structure (SNS) model is developed to describe the soft processes by taking into account the internal motion of quarks. Model reproduces the statical characteristics of nucleons and basic characteristics of the elastic ep- and pp-scattering, inelastic ep- and diffractive pp-interactions. Model describes also the energy dependence of the cross sections of gamma-p- and pp-scattering and predicts their differences from Regge-pole predictions already at LHC energies. The cross sections reach their peak values at $s \sim 10$ GeV.

Е.М.Лейкин, Н.П.Новокшанов

**Статические и динамические свойства адронов
в модели МСН.
Термодинамические аспекты адронных сечений.
Часть 1**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2005-25/791

Аннотация

Построена модель мягкой структуры нуклона (МСН) для описания процессов с малыми переданными импульсами на основе учета внутреннего движения кварков в адроне. Модель воспроизводит статические характеристики нуклонов и основные характеристики упругих ер- и рр-рассеяний, неупругих ер- и дифракционных рр-взаимодействий. Модель описывает также зависимость от энергии сечений γp - и рр-взаимодействий и предсказывает их отличие от реджевского поведения уже при энергиях LHC. Согласно модели все сечения достигают максимальных значений при $\sqrt{s} \sim 10^5$, ГэВ.

© НИИЯФ МГУ, 2005

СОДЕРЖАНИЕ

ЧАСТЬ 1

СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АДРОНОВ В МОДЕЛИ

МСН	6
§1 Введение в модель МСН.....	6
1. Внутриадронное движение кварков и их функция распределения.....	6
2. Динамический параметр модели МСН	10
3. Упругое и неупругое ер-рассеяние.....	16
4. Статические характеристики нуклонов	19
5. Упругое и неупругое рр-взаимодействие	21
<i>Кулоновское сечение</i>	21
<i>Адронное сечение</i>	22
<i>Межкварковые корреляции</i>	27
<i>Одновершинная дифракция</i>	32
<i>Двухвершинная дифракционная диссоциация</i>	35
<i>Факторизация дифракционных процессов</i>	36
<i>Наклон дифракционного конуса</i>	38
§2 Множественное рождение адронов в модели МСН.....	39
1. Фрагментация кварк-глюонной струны	39
2. Диссоциация протона с образованием двух и трёх цепочек.	44
3. КНО скейлинг в модели МСН.	48
4. Множественность вторичных адронов в e^+e^- - аннигиляции.....	49
Литература	52

Введение

Особенности сильного взаимодействия, проявляющиеся в явлениях конфайнмента и асимптотической свободы, отсутствие завершённой полномасштабной теории, всецело охватывающей особенности адронной динамики, исторически привели к разделению всей кинематической области взаимодействия частиц на область жёстких и мягких процессов.

Для описания взаимодействия адронов в области жёстких процессов успешно применяется пертурбативная квантовая хромодинамика (пКХД), обеспечивающая теоретические вычисления различных характеристик процессов с большими переданными импульсами, и стимулирующая «многочисленные» усилия, прилагаемые к изучению жёстких процессов. Однако, экспериментальные исследования в этих случаях не имеют отношения к концептуальным и индивидуальным свойствам самих адронов. Например, эксперименты по глубоко неупругому рассеянию электронов на протонах (ГНР), служат в основном изучению частных свойств самой КХД. Протон выступает здесь лишь в качестве индифферентного «статиста» и стабильного «поставщика» кварк-глюонной среды.

Между тем, принципиальные свойства строения адронов проявляют себя в кинематической области мягких процессов, там где, стандартные методы теории возмущений не применимы. Отсюда возникает актуальная задача построения эффективной феноменологии, способной не только описать существенные особенности структуры и свойства адронов, определяемые динамикой больших расстояний на границе конфайнмента, но одновременно с тем связать их с характеристиками адронных взаимодействий, обеспечивая при этом предельный переход из одной кинематической области в другую¹. Возможное решение перечисленных проблем продемонстрировано в настоящей работе на основе модели мягкой структуры нуклона (МСН).

Предлагаемая модель позволяет воспроизвести основные свойства нуклонов и получить основные характеристики их рассеяния, в частности, полные сечения, благодаря учёту происходящих в них

¹ Следует отметить, что использование структурных функций для описания взаимодействий адронов в области жёстких процессов, а упругого формфактора - в области мягких процессов не решают проблемы внутренней динамики адронов, либо подменяют один объект (протон) на другой (партон).

процессов. Рассмотрение в рамках модели сечений взаимодействия адронов в качестве естественных «макроскопических» параметров, влияющих на внутриадронные «микроскопические» процессы, открывает возможность использования квантовой статистики для описания и изучения фазовых состояний адронной среды и происходящих в ней кинетических процессов.

ЧАСТЬ 1

СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АДРОНОВ В МОДЕЛИ МСН

§1 Введение в модель МСН

1. Внутриадронное движение кварков и их функция распределения.

Согласно современным представлениям протон состоит из более фундаментальных объектов, а именно – кварков (валентных и морских), связанных между собой хромодинамическим взаимодействием, переносимым глюонами. Из экспериментов по рассеянию электронов и нейтрино на протоне, т.е. процессов взаимодействия протона с электромагнитным и слабым токами, известно, что приблизительно половину продольного импульса протона несут составляющие его кварки, а оставшуюся часть – глюоны.

В рамках КХД, подобное деление импульса подтверждается вычислениями моментов структурных функций для синглетных и несинглетных кварковых распределений с учётом их эволюции. Асимптотические значения суммарных импульсов кварков и глюонов [1] определяются выражениями

$$\int_0^1 x \sum_i q_i(x) dx \approx \frac{3N_f}{16 + 3N_f}, \quad \int_0^1 x \sum_i g_i(x) dx \approx \frac{16}{16 + 3N_f} \quad (1)$$

где: x -часть продольного импульса кварка или глюона, $q(x)$ -функция распределения кварков, $g(x)$ -функция распределения глюонов, а N_f -число кварковых ароматов f . Так, для $N_f=4$, выражение (1) даёт долю суммарного импульса, примерно равную $1/2$. Кроме того, зависимость константы сильной связи α_s от инвариантного переданного импульса Q^2 должна проявляться в значениях доли протонного импульса у кварков и глюонов - Рис.1 [1]

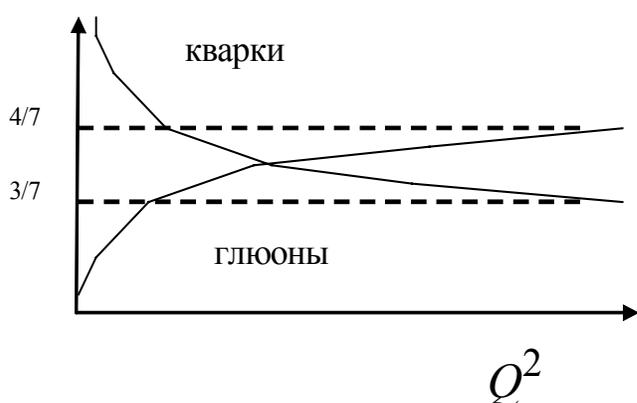


Рис.1 Доли протонного импульса, переносимые кварками и глюонами в зависимости от Q^2 для числа кварковых ароматов равного 4

Какова физическая природа структуры протона, лежащая в основе деления эффективной энергии протона пополам.

Рассмотрим релятивистскую модель [2], в которой адроны представляют собой вращающиеся кварк-глюонные струны [3] с валентными кварками на её концах (рис.2а,б). В такой картине, протон состоит из трёх струн. Проекция релятивистского импульса к валентного кварка на ось, перпендикулярную оси столкновения, определяет поперечную массу релятивистского валентного кварка, изменяющуюся в соответствии с разрешённым спектром импульсов.

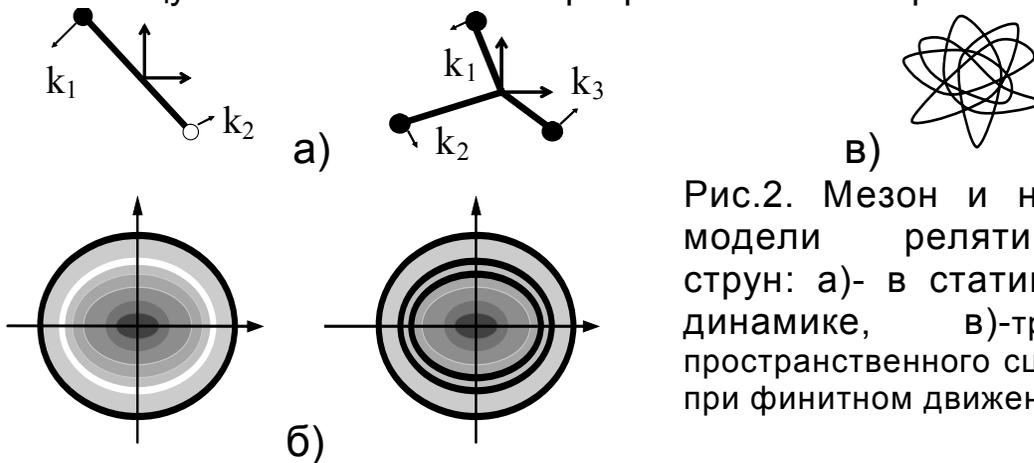


Рис.2. Мезон и нуклон в модели релятивистских струн: а)- в статике, б)- в динамике, в)-траектория пространственного сциллятора при финитном движении.

Вращение струн делает адроны в некотором смысле похожими на атом Бора, у которого на стационарных орбитах (оболочках) вместо электронов находятся валентные кварки. Валентные кварки описываются несинглетной частью структурной функции адрона, а струна, состоящая из морских кварков и глюонов, описывается синглетной частью структурной функции. При вращении валентные кварки образуют «оболочки», которые могут быть коррелированы в дикварки, а струны образуют адронное «тело» с определённой плотностью.

Исходя из представления о классическом потенциале, суммарную энергию глюонов можно представлять как «овеществлённую» потенциальную энергию взаимодействия валентных и морских кварков. Энергия движения всех кварков эффективно дополняет массу протона до истинного значения.

Поскольку движение кварков внутри протона происходит в ограниченной пространственной области, то, полагая потенциальную энергию однородной функцией координат можно воспользоваться теоремой вириала [4] устанавливающую в классической механике соотношение между средними значениями кинетической (Т) и потенциальной (U) энергий, в данном случае между суммарными эффективными энергиями кварков и глюонов, т.е.

$$2\bar{T} = k\bar{U} \quad (2)$$

где: k-показатель однородности. Из равенства средних значений кинетической и потенциальной энергий следует, что k=2. Таким

образом, связывающий кварки потенциал, можно считать потенциалом гармонического осциллятора

$$U(r) \propto r^2. \quad (2^*)$$

Следовательно, экспериментальный факт равенства долей продольного импульса протона, переносимыми кварками и глюонами, является следствием вида удерживающего потенциала.

Возникновение вращающихся струн поможет прояснить следующая картина строения адрона. При финитном движении валентных кварков вокруг эффективного силового центра с потенциалом² (2*) их траектории аналогичны траектории пространственного осциллятора (рис.2в). Наблюдая за поверхностью адрона такое движение в проекции на произвольную плоскость будет восприниматься как вращение адрона целиком³, и, следовательно, его можно рассматривать как вращение струн с кварками на концах.

Прежде чем перейти к непосредственному получению функции распределения кварков на основе представления о кварковых осцилляторах, рассмотрим связь введённой выше переменной x , определяющей переносимую кварком часть продольного импульса протона $p_{||}$, движущегося как целое и импульсом внутреннего движения кварков протона k . Подчеркнём, что внутренний импульс кварка следует отличать от доли переносимого им продольного импульса в общем движении протона.

В псевдосферических координатах (в пространстве быстрот) полный продольный импульс валентного кварка $x p_{||}$, выраженный в долях x от продольного импульса адрона, складывается из собственной продольной быстроты внутреннего релятивистского движения ξ_q и продольной быстроты протона как целого ξ_p :

$$x p_{||} = m_{\perp} \operatorname{sh}(\xi_p + \xi_q), \quad (3)$$

где m_{\perp} -поперечная масса кварка, $m_{\perp} = \sqrt{m_q^2 + k_{\perp}^2}$, m_q -токовая масса кварка, k_{\perp} , $k_{||}$, $|k|$ – соответственно поперечный, продольный импульс (по отношению к направлению движения протона) и модуль полного импульса внутреннего движения кварка, $|k| = \sqrt{k_{\perp}^2 + k_{||}^2}$. Пренебрегая токовой массой релятивистского кварка можно считать $E_q \cong |k| = m_{\perp} \operatorname{ch}(\xi_q)$. Подставляя в (3) значение продольного импульса протона $p_{||} = M \operatorname{sh}(\xi_p) \cong M \operatorname{ch}(\xi_p)$ (M -масса протона), и значение внутренней продольной быстроты кварка $k_{||} = m_{\perp} \operatorname{sh}(\xi_q)$, получим:

² Экспериментальные данные по множественному рождению адронов в процессах ер- и рр-взаимодействиях показывают, что протон можно представить в виде квазидвухчастичной системы, состоящей из кварка и дикварка. В таком случае, описание связанного состояния протона, состоящего из трёх кварков, редуцируется к задаче двух тел движущихся вокруг общего центра масс.

³ Заметим, что «замкнутая» система, вращающаяся как целое, может находиться в термодинамическом равновесии.

$$xM = |k| (1 - \cos(\theta_q)),$$

где $\cos(\theta_q) = k_{\parallel}/k$, а θ_q -угол между внутренним импульсом кварка и импульсом протона. Усреднение по $\cos(\theta_q)$ для бесспиновых кварков приводит к простой связи между переменной x , и модулем импульса его внутреннего движения

$$x = |k|/M. \quad (4)$$

Импульсное распределение $q(k_H)$ нерелятивистского квантового осциллятора имеет вид

$$q(k_H) = |a(k_H)|^2 = A e^{-ck_H^2} H_m^2(ck_H) \quad (5)$$

где $a(k_H)$ -волновая функция осциллятора в импульсном представлении, H_m -полиномы Эрмита (для основного состояния $H_0 \equiv 1$). Для бесспиновых кварков переход к релятивистскому случаю осуществляется заменой $k = k_H^2/2m_q$, с якобианом $dk/\sqrt{k} = dk_H$. (Строго волновая функция бесспинового релятивистского гармонического осциллятора найдена в [5]. В используемом в настоящей работе приближении, она имеет сходный вид). Разлагая экспоненту в (5) в ряд по k , и принимая во внимание (4) найдём

$$q(x) = \text{const} x^{\alpha} (1-x)^{\beta} \quad (6)$$

где $\alpha = -0,5$, а $\beta = \text{const}$, и определяется свойствами потенциала, связывающего кварки между собой.

Таким образом, исходя из экспериментального факта примерного равенства долей импульса протона, переносимых составляющими его кварками и глюонами, а также теоремы вириала, мы приходим к выводу, что протон можно рассматривать в виде системы кварковых осцилляторов, причём, выражение для функции распределения кварков имеет сходный вид с известной параметризацией кварк-партоновых распределений в КПМ.

В силу выше перечисленных трудностей, обычно, как теоретические, так и экспериментальные исследования свойств адронов, проводятся двумя независимыми друг от друга путями. В одном, развиваются статические модели адронов, причём, заложенные в них представления фактически не используются при рассмотрении процессов взаимодействия адронов, в другом, строятся модели рассеяния, совершенно не нуждающиеся в логически завершённых представлениях о структуре адронов кроме самых общих понятий о кварках и глюонах. Последний случай характерен, для изучения жёстких процессов, например в ГНР, что оправдано возникновением режима асимптотической свободы для кварков и глюонов. Так же обстоит дело и с теорией полюсов Редже (ТПР), свободной от понятия структуры описываемых ею взаимодействующих объектов и успешной задолго до появления фундаментальных понятий кварков и глюонов.

Для преодоления существующего разрыва в методике исследований адронов, одной из целей модели МСН стало установление связи характеристик рассеяния с представлениями о структуре нуклона, с тем, чтобы все их важнейшие свойства в одинаковой степени являлись прямым следствием внутриадронной динамики кварков и глюонов. Для решения этой задачи рассмотрим сначала рассеяние на протоне электронов с малыми переданными импульсами, а затем вернёмся к описанию статических характеристик протона.

В завершение модель МСН должна дать адекватное описание всех типов дифракционных процессов, поскольку именно этим мягким процессам принадлежит основная роль в формировании свойств адронного тока в оптической точке, существенных для понимания энергетического поведения полного сечения.

2. Динамический параметр модели МСН

Для учёта внутриадронной динамики кварков в кинематику процессов взаимодействия введём специальный параметр, характеризующий мягкую структуру протона. Процедуру введения этого параметра изложим в ходе рассмотрения ер-взаимодействия (рис.2).

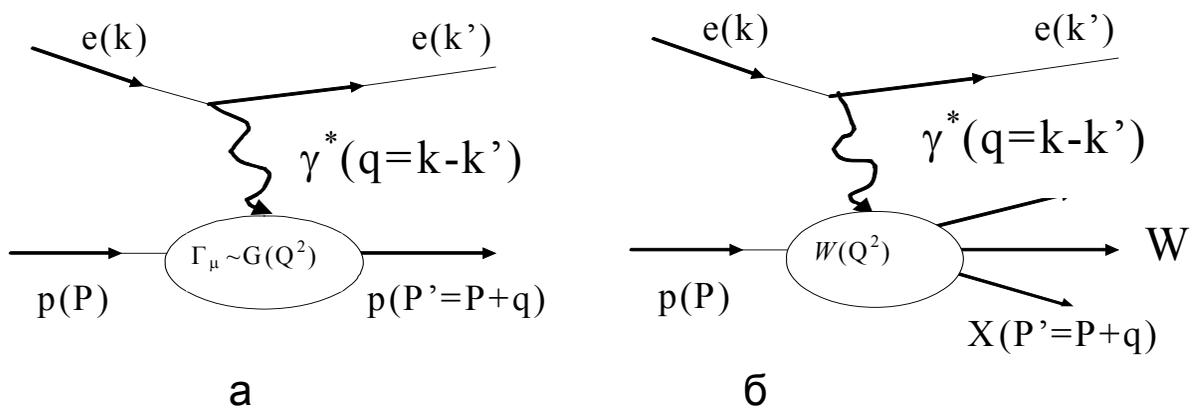


Рис.2 Диаграммы упругого (а) и неупругого (б) ер-взаимодействия в однофотонном приближении.

В квантовой электродинамике (КЭД) амплитуда упругого взаимодействия электромагнитного тока электрона и протона в однофотонном приближении определяется диаграммой изображённой на рис.2а и имеет вид:

$$T_{\text{упр}} = e^2 \bar{u}(k', \lambda') \gamma^\mu u(k, \lambda) \frac{1}{q^2} \bar{u}(p', \sigma') \Gamma_\mu u(p, \sigma) \quad (7)$$

где e -электрический заряд электрона и протона, $u(k, \lambda)$, $u(p, \sigma)$ -волновые функции дираковских спиноров электрона и протона со спиральностями λ , σ ; связь фотона с электроном выражается матрицами Дирака γ^μ , а связь фотона с протоном феноменологической вершинной функцией

Γ_μ , которую для упругого рассеяния обычно представляют следующим выражением:

$$\Gamma_\mu = \left(\gamma_\mu F_1(q^2) + \mu^{\text{ан}} \frac{F_2(q^2)}{2M} i\sigma_{\mu\nu} q^\nu \right). \quad (8)$$

здесь $\mu^{\text{ан}}$ -аномальный магнитный момент протона в единицах $\mu_{\text{яд}}$; F_1 и F_2 - дираковские упругие формфакторы, характеризующие неточность протона, т.е. распределение электрического заряда внутри протона с граничными условиями $F_1(0)=1$ (если электрический заряд выражен в единицах e) и $F_2(0)=1$. В целях исключения интерференционных членов дираковских формфакторов в упругом сечении, удобнее перейти к электрическому G_E и магнитному G_M саксовскими формфакторам, связанными с F_1 и F_2 соотношениями

$$G_E = F_1 - \mu^{\text{ан}} \frac{Q^2}{4M^2} F_2, \quad G_M = F_1 + \mu^{\text{ан}} F_2. \quad (9)$$

и

$$G_E(Q^2) = \left[G_E^2(Q^2) + \frac{Q^2}{4M^2} G_M^2 \right] \left(1 + \frac{Q^2}{4M^2} \right)^{-1}.$$

Амплитуда неупругого ер-взаимодействия (рис.2б) имеет вид

$$T_{\text{неупр}} = e^2 \bar{u}(k', \lambda') \gamma^\mu u(k, \lambda) \frac{1}{q^2} \langle X | J_\mu^{\text{эм}}(0) | p, \sigma \rangle \quad (10)$$

где X - конечное адронное состояние протона, $J_\mu^{\text{эм}}$ - электромагнитный ток протона. Неполяризованное сечение определяется выражением

$$d\sigma = \frac{1}{F} d\Phi \sum_{\sigma \lambda \lambda'} |T|^2 \quad (11)$$

где $d\Phi$ -фазовый объём, а F -нормировка на поток падающих частиц.

Сечение, просуммированное по всем конечным адронным состояниям, представляется выражением

$$\frac{d\sigma_{\text{неупр}}}{dQ^2 dW^2} = \frac{2\pi\alpha_E^2 M}{(s - M^2)^2 Q^4} l^{\mu\nu} W_{\mu\nu}, \quad (12)$$

где лептонный тензор $l^{\mu\nu}$ имеет вид

$$l^{\mu\nu} = 2(k^\mu k'^\nu + k'^\mu k^\nu - \frac{1}{2} Q^2 g^{\mu\nu}), \quad (13)$$

а адронный тензор определяется коммутатором элетромагнитного тока протона вблизи светового фронта

$$W_{\mu\nu}(p, q) = \frac{1}{4M} \sum_{\sigma} \int \frac{d^4\xi}{2\pi} e^{iq\xi} \langle p, \sigma | [J_{\mu}^{\text{EM}}(\xi), J_{\nu}^{\text{EM}}(0)] | p, \sigma \rangle, \quad (14)$$

и берётся на основе требования эрмитовости и сохранения тока J_{μ}^{EM} , т.е. $W_{\mu\nu}q^{\mu}=0$, с учётом релятивистской инвариантности. В пренебрежении слабым взаимодействием это позволяет выразить $W_{\mu\nu}$ через две феноменологические независимые (реальные) структурные функции W_1 и W_2

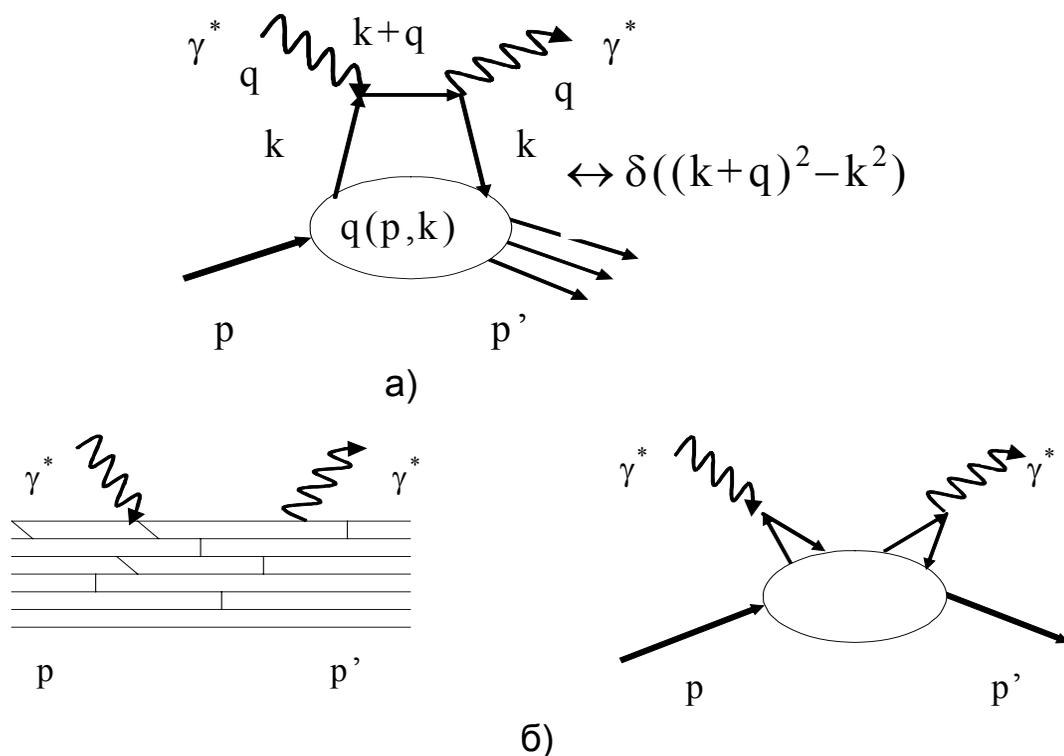
$$W_{\mu\nu} = -W_1(g_{\mu\nu} + \frac{1}{Q^2}q_{\mu}q_{\nu}) + \frac{1}{M^2}W_2(p_{\mu} + \frac{pq}{Q^2}q_{\mu})(p_{\nu} + \frac{pq}{Q^2}q_{\nu}). \quad (15)$$

Таким образом, неполяризованные сечения упругого и неупругого взаимодействия электрона с неточечным протоном имеют вид

$$\frac{d\sigma_{\text{уп}}}{dQ^2} = \frac{2\pi\alpha_E^2 M}{(s-M^2)^2 Q^4} \left[G_M^2(Q^2) + \frac{2\{(s-M^2)^2 - sQ^2\}}{Q^4} G_E(Q^2) \right], \quad (16)$$

$$\frac{d\sigma_{\text{неуп}}}{dQ^2 dW^2} = \frac{2\pi\alpha_E^2 M}{(s-M^2)^2 Q^2} \left[2W_1(W^2, Q^2) + W_2(W^2, Q^2) \left\{ \frac{(s-M^2)(s-W^2-Q^2)}{M^2 Q^2} - 1 \right\} \right].$$

Связь $G_i(Q^2)$ и $W_i(W, Q^2)$ с кварковыми распределениями можно найти, рассматривая амплитуды когерентного и некогерентного упругого рассеяния виртуального фотона (рис.3) на кварке-партоне протона в импульсном приближении.



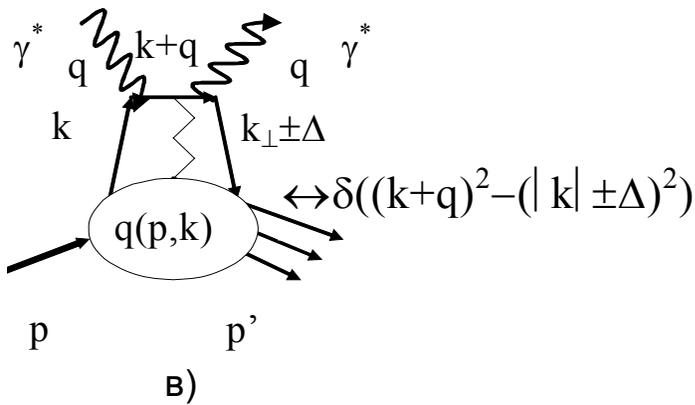


Рис.3 Диаграммы рассеяния виртуального фотона: а) диаграмма ведущая к скейлингу (импульсное приближение КПМ); б), в) модель МСН, k-4-импульс кварк-партона.

Предваряя естественное недоумение, подчеркнём, что требование когерентности взаимодействия фотона со всем протоном при упругом рассеянии электрона на протоне, не является строго необходимым принципом. Принятие же такого необоснованного условия априори, эквивалентно замене структурного протона на точечный, точнее на жёсткую «точку» конечных размеров, а главное, сразу перечёркивает возможности рассмотрения постфактум различных динамических процессов, протекающих внутри адрона во время, и после взаимодействия с электромагнитным током. Кроме того, сам класс некогерентного рассеяния фотона на партоне в упругом и неупругом ер-рассеянии может осуществляться по двум каналам, в одном из них, реализуется абсолютная некогерентность, что, как известно, соответствует пределу Бьоркена (рис.3а), в этом случае кварк-партон остаётся на своей исходной токовой массовой поверхности. В другом канале осуществляется частичная некогерентность, или квазикогерентность, в этом случае кварк-партон, оставаясь в связанном состоянии, меняет свою массовую поверхность (рис.3в).

Некогерентному упругому рассеянию на партоне при больших Q^2 в условиях асимптотической свободы, отвечает взаимодействие с фиксированной кинематикой, при которой взаимодействующий кварк-партон до и после взаимодействия находится на массовой поверхности, что задаётся δ -функцией $\delta((k+q)^2 - k^2)$. При этом пренебрегается межкварковыми связями и движением кварков внутри протона. В ковариантной непertурбативной формулировке КПМ в пределе Бьоркена для безмассовых кварков ($k^2=0$) амплитуда рассеяния фотона на свободном партоне приводит к скейлингу структурных функций (СФ) и соотношению Каллана-Гросса (КГ) [6]. В этом случае адронный тензор $W_{\mu\nu}$ связан с кварковым тензором $w_{\mu\nu}$

$$W_{\mu\nu}(p, q) = \sum_i \sum_{\sigma} \int d^4k f_{\sigma}^i(p, k) w_{\mu\nu}^i(q, k) \delta[(k+q)^2], \quad (17)$$

где i -аромат, а σ -спиральность рассеяного кварка, а f_{σ}^i -некоторые функции, зависящие только от скаляра (pk) , $w_{\mu\nu}$ - тензор (аналогичный

лептонному тензору (13)), описывающий взаимодействие виртуального фотона с кварком, и в случае безмассового кварка

$$w_{\mu\nu}^i = e_i^2 (2k_\mu k_\nu + k_\mu q_\nu + q_\mu k_\nu + g_{\mu\nu} kq).$$

Используя переменную Бюркена $x_B = Q^2/2pk$, возникающую при преобразовании $\delta[(k+q)^2] = (1/2kq)\delta(x_B)$, и $x_i = k^+/p^+$ - долю протонного импульса принадлежащую безмассовому кварку в переменных светового конуса (где $k^2 = 2k^+k^- + k_\perp^2 = 0$ и $kq = k^+q^- + k^-q^+$), легко получить

$$\delta[(k+q)^2] = (1/2Mv)\delta(x_B - x_i). \quad (18)$$

Подставляя это выражение для δ -функции в (17) с учётом $d^4k = \pi dx dk^2 dk_\perp^2/2x$ и сравнивая с (15) нетрудно видеть, что

$$M W_1(p, q) \rightarrow F_1(x_B) = \sum_i e_i^2 q_i(x_B), \quad (19)$$

$$v W_2(p, q) \rightarrow F_2(x_B) = \sum_i e_i^2 x_B q_i(x_B),$$

где

$$q_i(x_B) = \frac{\pi}{4} \int dk_\perp^2 [f_+^i(p, q) + f_-^i(p, q)], \quad (20)$$

представляет собой вероятность кварку сорта i иметь долю x_B протонного 4-импульса. Использование импульсного приближения ограничивает возможности применения КПМ, поскольку такое приближение приводит к размежеванию кинематических областей мягких и жёстких процессов. Нарушение скейлинга в этом случае связано с рассеянием фотона на несвободном партоне (Рис.3б,в), т.е. с появлением непертурбативных поправок, нарушающих логику импульсного приближения. Физически это означает, что при малых Q^2 партоны могут остаться на массовой поверхности, т.е. иметь конечные значения масс, которые необходимо учитывать в мягких процессах при Q^2 вблизи нуля [7].

Учёт конечной массы кварка-партона и её изменения в ходе его взаимодействия, как с фотоном, так и со «спектаторной» частью протона приводит к модели МСН, связанной с введением динамического параметра. В мягких процессах, «медленных» и существенно зависящих от кварковых перерассеяний, охватывающих большие пространственные области внутри адрона, взаимодействующий кварк нельзя считать свободным (Рис.3б,в). Естественно предположить, что в результате взаимодействия фотона с кварком, модуль трёхмерного внутриадронного импульса кварка $|k|$ изменяется на некоторую величину Δ , т.е. вместо (18) мы имеем

$$\delta((xp+q)^2 - (xM \pm \Delta)^2) = \delta((k+q)^2 - (|k| \pm \Delta)^2) \quad (21)$$

причём в общем случае $\Delta = \Delta(Q^2)$. Знак + перед Δ , как будет показано ниже, отвечает неупругим процессам, а знак – упругому рассеянию. Вычисления проведённые с δ -функцией (21) в пренебрежении токовыми массами приводят для валентных кварков к тому, что благодаря наличию параметра Δ вместо скейлинговой переменной x_B возникает переменная x

$$x = \frac{Q^2 + \Delta^2}{2pq \mp 2M\Delta} \quad \text{или} \quad |k| = \frac{Q^2 + \Delta^2}{2pq / M \mp 2\Delta} \quad (22)$$

с минимальными значениями при $Q^2 = 0$ (оптическая точка) и $\Delta = \Delta_0 = \text{const}$

$$x_{el}^{мин} = \frac{\Delta_0}{2M} \Rightarrow k_0 = \frac{\Delta_0}{2}, \quad x_{inel}^{мин} = \frac{\Delta_0^2}{M_X^2} \quad (22')$$

т.е. $x_{el} \in (\Delta_0/2M, 1)$. Заметим, что в отличие от случая упругого рассеяния, нижний предел x_{inel} является переменной величиной, и зависит от «массы» возбуждённого протона.

С учётом (21) связь СФ с кварковыми распределениями (в пренебрежении различием сортов кварков и с учётом, того, что для валентных кварков протона $\sum e_i^2 = 1$) приобретает вид [8]

$$W_1(x) = \frac{1}{2M} \frac{2|pq|}{2|pq| \mp 2M\Delta} q(x) \quad W_2(x) = \frac{2M}{2|pq| \mp 2M\Delta} x q(x) \quad (23)$$

или, принимая во внимание (5)

$$W_1(k) \sim \frac{1}{2M} \frac{|2pq|}{|2pq| \mp 2M\Delta} |(a(k))|^2, \quad W_2(k) \sim \frac{2M}{|2pq| \mp 2M\Delta} k |(a(k))|^2. \quad (23')$$

Нетрудно видеть, что при $Q^2 = 0$ следует $W_1 = 0$, $W_2 \propto q(x_{мин})$.

Полученные выражения (23'), отражают в модели МСН связь СФ с внутриадронным движением валентных кварков. Как видим, именно кварковые распределения $q(x)$ входящие в СФ содержат всю необходимую информацию о свойствах релятивистского кваркового осциллятора. Таким образом, СФ в представлении (23') отражают импульсный спектр кварков, всех квантовых состояний кварк-глюонной среды в протоне, с фиксированной массовой поверхностью. Как следует из (23'), по порядку величины Δ соизмеримо со значением внутриадронного импульса кварка. Условие $Q^2 \gg \Delta$ эквивалентно пренебрежению внутренним импульсом кварка. В этом случае $x \rightarrow x_B$. Таким образом, параметр Δ является динамическим или структурным параметром модели МСН. Он отражает поведение СФ в мягких процессах, т.е. характеризует мягкую структуру адронов, и определяет переход от мягких процессов к жёстким.

Используя новую феноменологию, приступим к рассмотрению различных эффектов внутриадронной динамики валентных кварков, и

исследованию её проявлений в различных мягких процессах с участием адронов.

3. Упругое и неупругое ер-рассеяние

Сечение упругого ер-рассеяния можно получить интегрированием сечения неупругого ер-взаимодействия фиксируя массовую поверхность протона посредством введения обобщённой функции Дирака $\delta(W^2 - M^2)$. Пусть $\Delta = \text{const}$ (далее везде, где это не оговорено специально, используется именно такое приближение). Подставляя (23) в неупругое сечение (16), интегрируя по W^2 и сравнивая результат с выражением для упругого сечения (16), легко найти, что ([8])

$$x^{\text{упр}} = \frac{Q^2 + \Delta^2}{Q^2 + 2M\Delta}; \quad G_M^2(Q^2) = \frac{4M^2}{Q^2 + 2M\Delta} q(x); \quad (24)$$

$$G_E^2(Q^2) = \frac{4M^2}{Q^2 + 2M\Delta} xq(x) + \frac{Q^2}{Q^2 + 2M\Delta} [xq(x) - q(x)].$$

Таким образом, изменение внутреннего импульса валентного кварка протона в результате взаимодействия приводит к тому, что и в случае упругого рассеяния $x \neq 1$, между тем простое обобщение переменной x_B на случай упругого рассеяния дало бы $x_B \equiv 1$. Условие $x \neq 1$ при упругом рассеянии физически означает, что в «когерентном» рассеянии участвует не весь протон, а лишь его конститuent, так что, данный канал взаимодействия, правильнее будет назвать квазикогерентным, поскольку все процессы, несмотря на изменение эффективной массы самого конstituента (рис.3б,в), происходят без изменения массовой поверхности протона, и с сохранением его целостности. В этом случае, корректное описание упругого рассеяния требует, вообще говоря, решения задачи о связанном состоянии многокварковой системы. В модели МСН эта проблема решается путём введения феноменологического параметра Δ . Выражение для $x^{\text{упр}}$ (24) при $0 < Q^2 < \infty$ приводит к условию

$$|k_{\text{мин}}|/M = x_{\text{мин}} = \Delta/2M < x^{\text{упр}} < 1. \quad (25)$$

Подставляя в (24) $q(x)$ в параметризации (6) получим для формфакторов нуклонов

$$G_M^N(Q^2) = \bar{M}_N K \left(1 + \frac{Q^2}{4M^2 x_{\text{мин}}} \right)^{\frac{-(\beta+1)}{2}} \quad (26)$$

$$G_E^N(Q^2) = \bar{Q}_N K \left(K' x_{\text{мин}} - \frac{Q^2}{4M^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{Q^2}{4M^2 x_{\text{мин}}} \right)^{\frac{-(\beta+1)}{2}}$$

где

$$K = \left[Ax_{\text{МИН}}^{\alpha} (1 - x_{\text{МИН}})^{\beta} \left(\frac{1 + \frac{Q^2}{4M^2 x_{\text{МИН}}^2}}{1 + \frac{Q^2}{4M^2 x_{\text{МИН}}}} \right)^{\alpha} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{и} \quad K' = \left(\frac{1 + \frac{Q^2}{4M^2 x_{\text{МИН}}^2}}{1 + \frac{Q^2}{4M^2 x_{\text{МИН}}}} \right) \left(1 + \frac{Q^2}{4M^2} \right),$$

а M_N и Q_N - средние значения магнитного момента и электрического заряда валентных кварков. Используя известное из ГНР (и правила кваркового счёта) значение параметра $\beta=3,0$, найдём

$$G_{E,M}(Q^2) = K_{E,M} \left(\frac{1}{1 + Q^2 / 4M|k|} \right)^2 \quad (27)$$

где $K_{E,M}$ - функция, слабо зависящая от Q^2 . Таким образом, найденные в модели МСН формфакторы нуклона (26), воспроизводят зависимость от Q^2 [8] соответствующую дипольной формуле

$$G^D(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{0,71} \right)^{-2} \quad (28)$$

Выражение для упругих формфакторов в модели МСН имеют вид

$$G_{\text{МСН}}^D(Q^2) = \frac{G_M(Q^2)}{G_M(0)} = G_E(Q^2) \quad (29)$$

и с точностью $\sim 10\%$ совпадают с экспериментальными данными при $Q^2 < 3 \text{ ГэВ}^2$ [9] (Рис.4).

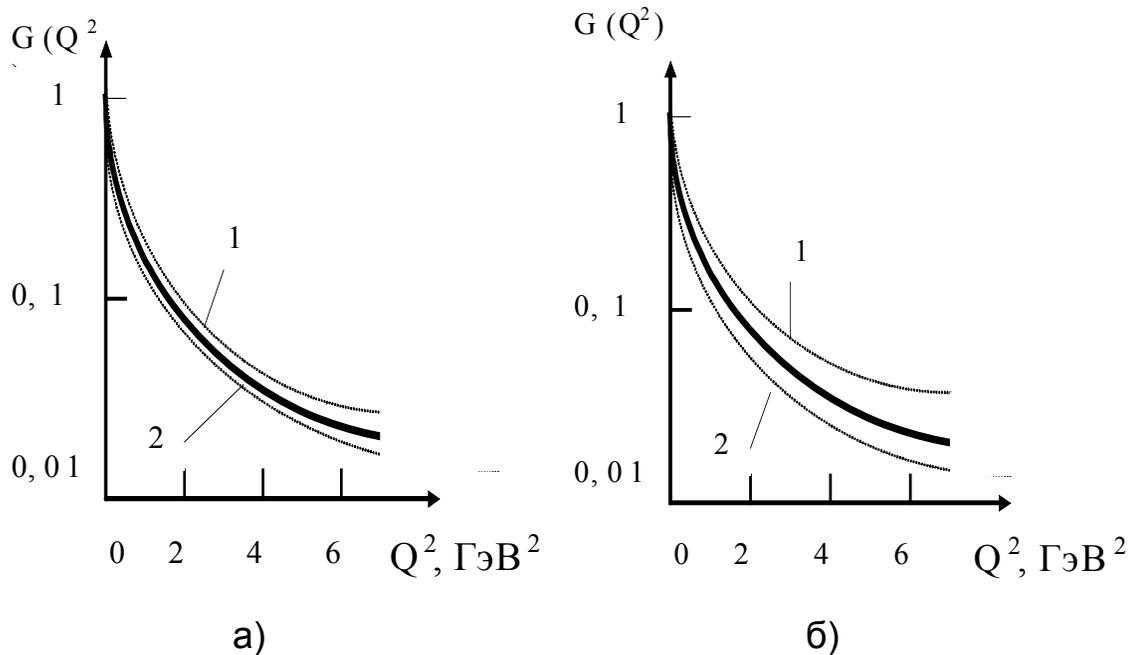


Рис.4. Поведение электрического формфактора $G_E^p(Q^2)$. Сплошная линия соответствует дипольной формуле $G^D(Q^2)$ (43). Точечными линиями обозначены $G_E^p(Q^2)$ из модели МСН для различных значений параметров: а) $\alpha=-0,5$, $\beta=2,5$ (1); 2,8 (2); б) $\beta=3,0$, $\alpha=-0,5$ (1) и $-0,85$ (2).

Из сравнения значений дипольного коэффициента в (27) и (28) следует, что $4M^2x_{\text{мин}}=0,71$. Отсюда согласно (22') $\Delta_0 \approx 0,3 \text{ ГэВ}$, а $|k_{\text{мин}}| \approx 0,15 \text{ ГэВ}$, т.е. валентные кварки в модели МСН действительно обладают ультрарелятивистским импульсом. В модели векторной доминантности (МВД) коэффициент 0,71 в (28) обусловлен обменом ρ -мезоном. В модели МСН этот коэффициент определяется величиной 2Δ , т.е. изменением модуля импульса (энергии) валентного кварка. Эти результаты показывают, что в случае упругого рассеяния валентный кварк протона находится в состоянии с энергией (релятивистским импульсом) порядка массы ρ -мезона, а изменение его в результате взаимодействия близко к массе ρ -мезона.

В случае неупругого ер-взаимодействия $2\rho q = W^2 - M^2 + Q^2 = 2M\nu$ и СФ протона (23) принимают вид

$$W_1(x) = \frac{1}{2M} \frac{W^2 - M^2 + Q^2}{W^2 - M^2 + Q^2 + 2M\Delta} q(x), \quad W_2(x) = \frac{2M}{W^2 - M^2 + Q^2 + 2M\Delta} xq(x) \quad (30)$$

где

$$x = \frac{Q^2 + \Delta^2}{W^2 - M^2 + Q^2 + 2M\Delta} = \frac{Q^2 + \Delta^2}{2M^2\nu + 2M\Delta}.$$

Нетрудно видеть, что эти СФ в переменных x также удовлетворяют известному соотношению КГ,

$$\nu W_2 / 2MxW_1 = 1, \quad (31)$$

где ν -переданная энергия. При проверке соотношения КГ в процессах ГНР, в выражение (31) входит переменная x_B . Однако, согласно модели МСН при описании мягких процессов необходимо пользоваться переменной x . В этом случае соотношение КГ для мягких процессов, выраженное через переменную Бьоркена, будет иметь вид

$$\frac{\nu W_2}{2Mx_B W_1} = \frac{x}{x_B} = \frac{Q^2 + \Delta^2}{Q^2} \frac{\nu}{\nu + \Delta} = 1 + \frac{\Delta^2 - 2M\Delta x_B}{Q^2 + 2M\Delta x_B} = K. \quad (32)$$

Как видно из (32) $K=1$ только при $Q^2 \gg 2M\Delta$ и $\nu \gg \Delta$, тогда как при $Q^2 \sim 2M\Delta$ и $\nu \sim \Delta$ должно наблюдаться нарушение этого соотношения (Рис.5) [10].

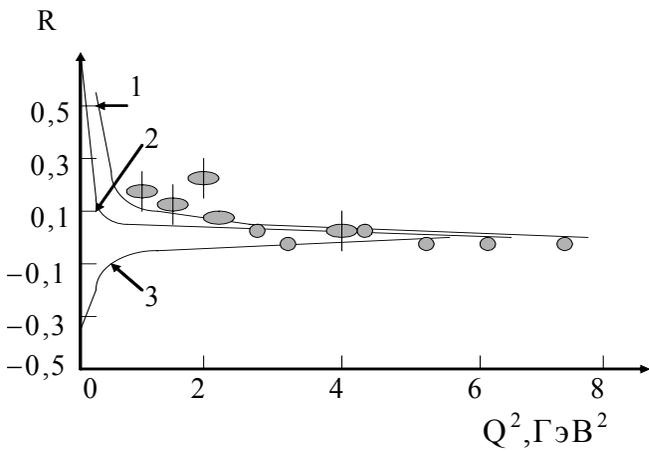


Рис.5 Сравнение $R(x_B, Q^2) = K-1$, вычисленное в модели МСН (сплошная линия), с экспериментальными данными СЛАК [10] \bullet , для различных значений $x_B = 0,01$ (1), 0,1 (2) и 0,2 (3)).

Из (32) следует, что в пределе $Q^2 \rightarrow 0$, $K \rightarrow x_{\text{мин}}$. Это значит, что, применяя в исследовании мягких процессов стандартную методику экспериментального измерения СФ в ГНР, можно будет обнаружить нарушение соотношения КГ и в мягкой области, кроме того, впервые прямыми измерениями удастся определить значение $x_{\text{мин}}$, т.е., внутриадронный импульс кварка.

Таким образом, модель МСН приводит к важному выводу, - в результате внутриадронных динамических процессов, сопровождающих мягкое ер-взаимодействие, соотношение КГ в переменных Бюркена будет нарушаться. Как видно из рис.5, резкое изменение поведения R в зависимости от x_B наблюдается в области $Q^2 \leq 1 \text{ ГэВ}^2$. При $x_B > x_{\text{мин}}$ $R < 0$, а при $x_B < x_{\text{мин}}$ $R > 0$, и $x_B \ll x_{\text{мин}}$ модель МСН хорошо описывает экспериментальные данные.

4. Статические характеристики нуклонов

Для нахождения средних значений M_N и Q_N (26) можно воспользоваться средними значениями соответствующих операторов, усреднённых по унитарным и спиновым функциям нуклонов. Используя представления группы $SU(3) \times SU(2)$, можно найти [11]

$$\bar{M}_N = \mu_q \sum_i \langle N | e_i \sigma_{iz} | N \rangle = \begin{cases} \mu_q & \text{для протона} \\ -\frac{2}{3} \mu_q & \text{для нейтрона} \end{cases},$$

$$\bar{Q}_N = \sum_i \langle N | e_i | N \rangle = \begin{cases} 1 & \text{для протона} \\ 0 & \text{для нейтрона} \end{cases}, \quad (33)$$

здесь $\langle N | = (1/\sqrt{2}) \psi_S(\varphi_{M,S} \chi_{M,S} + \varphi_{M,A} \chi_{M,A})$ -симметричная волновая функция нуклона; φ -унитарная, χ -спиновая волновая функции; индексы S,A,M-соответственно симметричные, антисимметричные, смешанно-симметричные волновые функции; μ_q - магнитный момент кварка (сортом кварка пренебрегается). Согласно (26) при $Q^2 = 0$

$$G_E^N(0) = \bar{Q}_N \left(x_{\text{мин}}^\alpha (1 - x_{\text{мин}})^\beta \right)^{\frac{1}{2}}, \quad G_M^N(0) = \bar{M}_N x_{\text{мин}}^{-1/2} \left(x_{\text{мин}}^\alpha (1 - x_{\text{мин}})^\beta \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (34)$$

или с учётом (5)

$$G_E^N(0) = \bar{Q}_N \left(|a(k_0)|^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad G_M^N(0) = \bar{M}_N x_{\text{мин}}^{-1/2} \left(|a(k_0)|^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (35)$$

Магнитный момент $\mu_N = G_M^N(0)/G_E^N(0)$ и согласно (35):

$$\mu_p = \mu_q x_{\text{мин}}^{-1/2}. \quad (36)$$

Наилучшее согласие с дипольным поведением формфакторов и экспериментальными значениями $G_M^N(0)$ и $G_E^N(0)$ дают следующие значения параметров модели МСН [8]:

$$x_{\text{мин}} = 0,15, \quad \alpha = -0,75 \text{ и } \beta = 2,8. \quad (37)$$

Вычисленные на основе (37) электрический заряд и магнитные моменты протона и нейтрона соответственно равны

$$G_E^p(0) = 1,06, \quad G_M^p(0) = 2,74\mu_q \text{ и } G_M^n(0) = -1,83\mu_q. \quad (38)$$

Экспериментальные значения этих величин равны:

$$G_E^p(0) = 1,0, \quad G_M^p(0) = 2,71\mu_q \text{ и } G_M^n(0) = -1,96\mu_q.$$

Из формул (36) и (38) следует, что в системе единиц $\hbar=c=1$ величина μ_q должна равняться ядерному магнетону μ_0 , и выражение (36) принимает вид

$$\mu_p = \mu_0 \sqrt{\frac{\Delta_0}{2M}} = \mu_0 \sqrt{\frac{|k_0|}{M}}. \quad (39)$$

Таким образом, анализ экспериментальных данных ер-взаимодействия на основе модели МСН [8] (в приближении $\Delta = \Delta_0 = \text{const}$) показывает, что:

-дипольному поведению упругого спектра в ер-рассеянии отвечают $\alpha \approx 0,75^4$, и $\Delta_0 = 0,24 \text{ ГэВ}$ [8], а величина внутреннего импульса кварка $k_0 = 0,12 \text{ ГэВ}$ согласуется со значением, полученным в модели адронов с релятивистскими кварками [2];

-при малых $Q^2 < \Delta^2$ зависимость x от Q^2 определяется зависимостью $\Delta(Q^2)$, т.е. законом изменения k . Таким образом, модель МСН предсказывает, 'мягкую эволюцию' кварковых распределений, связанную со свойствами релятивистского потенциала удерживающего кварки, отличную от эволюции в процессах ГНР, описываемую уравнениями эволюции Альтарелли-Паризи. Характер мягкой эволюции можно установить экспериментально, измеряя x в упругом рассеянии вблизи $Q^2=0$;

-валентные кварки могут участвовать в процессе упругого рассеяния адрона некогерентно ($x_{\text{el}} \neq 1$);

⁴ Отличию этого значения α от его значения в (6) ниже будет дано объяснение.

-значению $Q^2=0$ отвечают x_{el}^{min} и x_{inel}^{min} , определяемые $\Delta(Q^2=0)=\Delta_0$ т.е. $k_0(Q^2=0)$;

-неравенство $x \neq x_B$, отражает наличие внутриадронного движения кварков.

Модель МСН предсказывает, что в случае неупругих ер-взаимодействий в кинематической области больших x ($x_B > \Delta/2M \approx 0,15$) и малых переданных импульсов ($Q^2 < M$), зависимость структурных функций нуклонов от $\Delta(Q^2, W^2)$ должна приводить к соотношению Каллана-Гросса, отличному от области $x_B < \Delta/2M$ [8].

5. Упругое и неупругое рр-взаимодействие

Кулоновское сечение

В общем случае дифференциальное сечение упругого рр-рассеяния имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi\lambda(s, M^2, M^2)} |F_Q(s, t) + F_H(s, t)|^2 \quad (40)$$

где s - энергия столкновения, t -инвариантный переданный импульс, F_Q, F_H —амплитуды кулоновского и адронного взаимодействий, λ —треугольная функция, в данном случае, учитывающая фазовый объем конечного состояния и нормировку на поток падающих частиц. Выражение (40) можно представить также в виде:

$$d\sigma/dt = (d\sigma/dt)_Q + (d\sigma/dt)_H + (d\sigma/dt)_I$$

где индексами Q, H, I обозначены кулоновская, адронная и интерференционная части дифференциального сечения. В целях единого описания упругого и неупругого рр-рассеяния выразим кулоновское сечение через электромагнитный тензор протона $W_{\mu\nu}$ (15), поскольку в таком случае упругое сечение находится простым интегрированием неупругого сечения с $\delta(M_x - M)$ по всем конечным состояниям протона, возбуждённого до эффективной массы M_x . В однофотонном приближении

$$|F_Q(s, t)|^2 = \frac{e^4}{t^2} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad (41)$$

где: e -электрический заряд протона. Таким образом, кулоновское сечение упругого рр-рассеяния в однофотонном приближении имеет вид

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_Q = \frac{1}{\lambda(s, M^2, M^2)} \frac{\pi\alpha_E^2}{t^2} W_{\mu\nu}(x_1) W^{\mu\nu}(x_2) \quad (42)$$

где $\alpha_E = e^2/4\pi$ ($\hbar=c=1$) константа электромагнитной связи.

Свёртывая электромагнитные тензоры протона нетрудно получить

$$\begin{aligned}
W_{\mu\nu}(x_1)W^{\mu\nu}(x_2) = & 3W_1(x_1)W_1(x_2) + M^{-2}W_1(x_1)W_2(x_2)\left(\frac{(p_2q)^2}{q^2} - p_2^2\right) + \\
& + M^{-2}W_2(x_1)W_1(x_2)\left(\frac{(p_1q)^2}{q^2} - p_1^2\right) + M^{-4}W_2(x_1)W_2(x_2)((p_1p_2)^2 - \\
& - 2\frac{(p_1q)(p_2q)(p_1p_2)}{q^2} + \frac{(p_1q)^2(p_2q)^2}{q^4}). \quad (43)
\end{aligned}$$

где: $x_{1,2}$ - доли протонных импульсов у взаимодействующих кварков из первого и второго протона, $p_{1,2}$ - 4-е импульсы сталкивающихся протонов, q -4-импульс обменного фотона ($-q^2=t$). При малых переданных импульсах ($t \sim 0 \div 3\text{ГэВ}^2$), характерных для упругих процессов, модель МСН приводит к СФ вида (23). Подставляя их в (43), и принимая во внимание кинематические условия упругого рассеяния $x_1=x_2$, $p_1^2=p_2^2=M^2$, $2p_1p_2=(s-2M^2)$, $2p_1q = -2p_2q=t$, получим

$$W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} = K_Q(xq(x))^2, \quad (44)$$

где:

$$K_Q = \frac{3t^2}{4M^2(t+\Delta^2)^2} - \frac{2t(t/4+M^2)}{M^2(t+\Delta^2)(t+2M\Delta)} + \frac{[(s-2M^2)^2 - t(s-2M^2) + t^2/4]}{M^2(2M\Delta - \Delta^2)^2}.$$

Заметим, что $K_Q(Q^2=0) \propto (1/\Delta)^2$.

Адронное сечение

При высоких энергиях ($\sqrt{s} > 10\text{ГэВ}$) и малых переданных импульсах ($t \leq 3\text{ГэВ}^2$) существенный вклад в сечение сильного pp -взаимодействия $[^{12}]^5$ вносят дифракционные процессы, которым отвечает эффективный обмен двумя и более глюонами⁶. Если дополнить этот факт гипотезой о фотоноподобном характере таких обменов $[^{13}]$, то адронное сечение мягких дифракционных процессов, можно определить аналогично кулоновскому, т.е. пренебрегая цветовыми степенями свободы участвующих во взаимодействии кварков. Условие сохранения s -канальной спиральности в дифракционном рассеянии можно соблюсти полагая равным нулю паулиевский формфактор ($F_2=0$), что

⁵ С основными теоретическими и феноменологическими подходами, используемыми в описании упругого pp -рассеяния можно ознакомиться в работе $[^{12}]$.

⁶ В ТПР этим процессам отвечает обмен помероном, т.е. реджеоном с квантовыми числами вакуума, и со свойствами изоскалярного фотона с $C=+1$, поэтому его взаимодействие с электромагнитным током протона можно представить в виде $3\beta_0[g_\mu F_1(t) + i\sigma_{\mu\nu}F_2(t)q^\nu]$, где β_0 –константа связи померона с кварком (число 3 означает число валентных кварков протона), $F_{1,2}(t)$ –упругие формфакторы протона (25) и (26).

эквивалентно равенству $W_1=(t/4M^2)W_2$. Модифицировав электромагнитный тензор протона (15) в соответствии с перечисленными условиями, используем его для описания сильных взаимодействий на основе феноменологических СФ, полученных в ер-взаимодействиях. После преобразований адронный тензор, удовлетворяющий перечисленным требованиям, приобретает вид:

$$W_{\mu\nu} = M^{-2} \left\{ \frac{t}{4} \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + \left(p_\mu - \frac{pq}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{pq}{q^2} q_\nu \right) \right\} W_2 \quad (45)$$

Фактически фотоподобность синглетных по цвету многоглюонных обменов означает, что динамические процессы происходят в структуре нуклона в электромагнитных и адронных процессах универсально, т.е. адронное сечение можно представить аналогично кулоновскому в виде:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_H = \frac{\pi}{\lambda} \beta^2(t) W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (46)$$

где $\beta(t)$ -эффективный пропагатор двух и более глюонов^[14]⁷.

Для определения вида $\beta(t)$ воспользуемся сходством физических явлений происходящих при взаимодействии адронов в рамках КХД и КЭД⁸, для чего подробнее рассмотрим реалистическую интерпретацию физической сути диаграммной техники Фейнмана, позволяющей наглядно представить и написать амплитуду обменного взаимодействия в релятивистской квантовой электродинамике. В такой картине вершинный множитель - $ie\gamma_\mu$ (e – заряд электрона, а γ_μ - матрицы Дирака) естественно считать величиной, характеризующей вероятность взаимодействия электрона с фотоном, а пропагатор фотона - $g_{\mu\nu}/q^2$ ($g_{\mu\nu}$ - метрический тензор, q^2 – виртуальность фотона): - функцией, характеризующей распределение по виртуальному импульсу фотонов окружающих электрон. Поскольку радиус распространения таких фотонов бесконечен, то включая их в «фотонную шубу» можно считать что электромагнитный «размер» электрона тоже бесконечен.

⁷ Требование аналитичности амплитуды двухглюонных обменов накладывает ограничение на пропагаторы глюонов, выражающееся в том, что из двух обменных глюонов, по крайней мере, один должен быть непертурбативным. Пропагатор такого непертурбативного глюона представляется в виде

$$D(-k^2)=c(k^2+m)^{-2} -(k^2-M^2),$$

где параметры m и M , определяются на основе значения глюонного конденсата и спектроскопии тяжелых кварков, и исчезают в пертурбативном случае [14]. В той же работе предлагался пропагатор эффективного обмена двумя глюонами в виде $1/(t+m_{2g}^2)$, при этом величина m_{2g} предполагалась равной массе померона m_p . В таком приближении величина m_{2g} феноменологически характеризует все эффекты, присущие обменным непертурбативным глюонам, включая их взаимодействие между собой

⁸ Естественно, что о таком сходстве можно говорить лишь в случае пренебрежения взаимодействия между глюонами.

Взаимодействие двух электронов в таком представлении сводится к тривиальному механизму обмена, - один электрон «подхватывает» фотон из окружения другого электрона. Следуя этой схеме, рассмотрим взаимодействие двух протонов, принимая во внимание, что адрон компактен, т.е., что составляющие его кварки окружены глюонной «шубой», занимающей ограниченную область. Поскольку для описания взаимодействия адронов с малыми переданными импульсами мы не можем на основе лагранжиана КХД вычислить непertурбативный пропагатор глюона, то исходя из приведённого выше примера с электроном, выразим искомый пропагатор через функцию распределения глюонов, для которой, можно использовать аналогично (6) параметризацию в виде $g(x) \propto 1/x$, используемую при описании ГНР электронов на протоне.

Связь между $\beta(t)$ из (46) и $g(x)$ будем искать исходя из контактного взаимодействия протонов, что эквивалентно короткодействию адронных сил. В такой картине, один протон, а точнее его валентный кварк, обменивается партоном (глюоном или морским кварком) с валентным кварком другого протона. (В случае обмена морским кварком с соответствующей функцией распределения, мы получим кварковый пропагатор).

Диаграмма упругого pp-рассеяния с обменом двумя партонами, с 4-е импульсами $z_1 p_1$ и $z_2 p_2$ (z_i - доли 4-е импульса родительского протона), и с распределениями $P(z_1)$ и $P(z_2)$ ($g(x)$ - для глюонов и $q(x)$ - для кварков) изображена на рис.6.

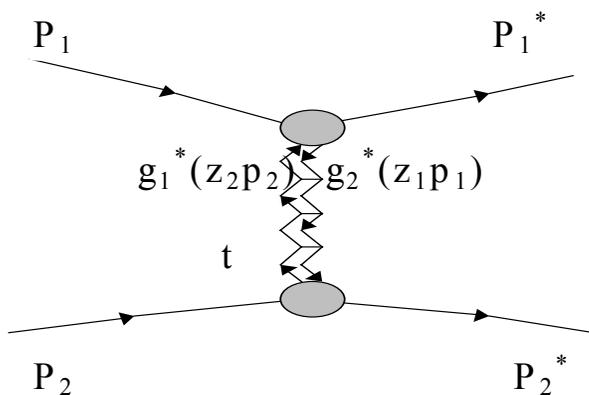


Рис. 6 Диаграмма упругого pp-рассеяния с обменом двумя взаимодействующими между собой непertурбативными глюонами.

Кинематические условия для участвующих в обмене партонов характеризуются двумя инвариантными величинами, - эффективной массой двух обменных партонов t и величиной Δ , определяющей изменение внутриадронного импульса валентного кварка⁹. На основании этих величин составим два уравнения

$$\begin{aligned} (z_1 p_1 - z_2 p_2)^2 &= -t \\ (z_1 p_1 + z_2 p_2)^2 &= \Delta^2. \end{aligned} \quad (47)$$

Решая систему в приближении $z=z_1 \approx z_2$, найдём

⁹ Величина Δ в процессах с обменом глюонами может отличаться от Δ , отвечающей обмену морскими кварками

$$z = [(t + \Delta^2)/2s]^{1/2} \quad (48)$$

где $s=(p_1+p_2)^2$, а роль m_{2g} выполняет Δ . Независимость участвующих в обмене партонов означает факторизацию их распределений. Поэтому, совместное распределение обменных глюонов $G(t)$ будет просто выражаться через произведение распределений $P(z)$ соответствующих партонов. Очевидно, именно функция $G(t)$ играет роль искомого феноменологического пропагатора. При обмене n -партонами ($n \geq 2$) эффективный пропагатор имеет вид

$$G_n(t) = [P(z(t))]^n \frac{dz}{dt}, \quad (49)$$

где dz/dt – якобиан перехода.

На рис.7 изображены диаграммы pp -взаимодействия с многопартонными обменами. Из рисунка видно, число участвующих в обмене партонов совпадает с числом кварк-реджеонных вершин.

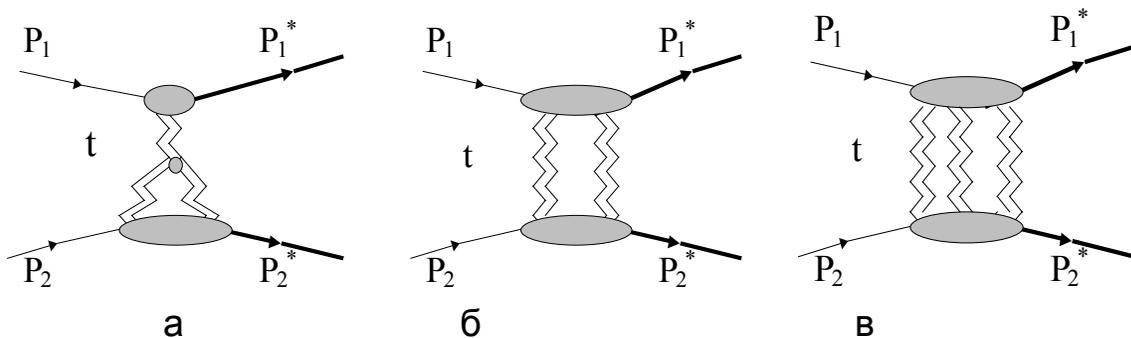


Рис.7. Диаграммы упругого pp -рассеяния с обменами несколькими партонами (в данном случае глюонами): а- диаграмма трёхглюонного обмена, отвечающая усиленной диаграмме из ТПР; б,в -диаграммы обмена четырьмя- и шестью глюонами, отвечающие двух- и трёхреджеонным обменам в ТПР.

Выражение (48) позволяет сделать оценку величины z . Для $t \sim 1 \text{ ГэВ}^2$, $\Delta = 0,3$ и $\sqrt{s} \sim 15 \div 500 \text{ ГэВ}$ получим $z \sim 10^{-2} \div 10^{-4}$. В этой области распределения морских кварков и глюонов, участвующих в обмене, параметризуются одним выражением

$$P(z) \propto z^{-\alpha} \quad (50)$$

с $\alpha = \alpha_g \approx 1,5$ для партонов глюонного типа [15] и $\alpha = \alpha_q = 1/2$ для кварковых партонов [16]. Подстановка в (49) $z(t)$ из (48) с учетом (50) даёт

$$G_n(t) = K (t + \Delta^2)^{-(n\alpha+1)/2} \quad (51)$$

где $K^{-1} = G_n(0)$. Выражение (51) можно использовать в качестве феноменологического эффективного многопартонного пропагатора,

который, в случае обмена двумя глюонами и $\alpha=\alpha_g=1,5$ совпадает с непертурбативным пропагатором померона $D(-k^2)$ [17, 18, 19]¹⁰.

Эффективную связь кварка с обменными партонами $\beta^2(t)$ в (46) можно определить на основании (51)

$$\beta^2(t) = [(3\beta_0)^2]^n G_n(t). \quad (52)$$

где: β_0 - эффективная константа связи обменных партонов с валентным кварком¹¹. Важной особенностью функции $\beta(t)$ является ее конечное значение при $t=0$, что в отличие от КЭД, отражает короткодействие адронных сил, иначе говоря, конечность размеров адрона и его сечения. Таким образом, согласно (51) и (52) эффективный пропагатор с обменом n непертурбативными глюонами имеет вид

$$\frac{1}{(t + \Delta^2)^{(n\alpha_g + 1)/2}}. \quad (53)$$

В окончательном виде адронное сечение упругого pp -рассеяния в приближении двухпартонного обмена можно представить по аналогии с кулоновским сечением в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_H = \frac{(3\beta_0)^4}{16\pi\lambda(s, M^2, M^2)} G_2(t) W_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad (54)$$

где $W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} = K_H [x(1-x)q(x)]^2$. $K_H = [2(s-2M^2)^2 + 2st + t^2] / [2M^2(2M\Delta - \Delta^2)^2]$. Заметим, что при $t=0$ $K_H(0) \propto (1/\Delta)^2$.

Оптическая теорема в виде

$$\text{Im } F_H(s, 0) = \lambda^{1/2}(s, M^2, M^2) \sigma_{\text{tot}} \quad (55)$$

позволяет выразить эффективную константу связи двух глюонов с кварком β_0 через отношение действительной и мнимой частей адронной амплитуды

$$\rho = \text{Re}[F_H(s, t=0)] / \text{Im}[F_H(s, t=0)] \quad (56)$$

и полное сечение pp -взаимодействия σ_{tot} . Поскольку при $t=0$ $x = x_{\text{min}} = \Delta_0/2M$, то из (54), (55) и (56) следует

$$(3\beta_0)^4 = \lambda(1+\rho)\sigma_{\text{tot}}^2 / W_{\mu\nu}(x_{\text{min}}) W^{\mu\nu}(x_{\text{min}}). \quad (57)$$

Учитывая, что при $s \rightarrow \infty$ $\rho \sim 0$ и $\Delta^2 \sim 0$, а

$$W_{\mu\nu}(0) W^{\mu\nu}(0) \propto W_2(0) W_2(0) \quad \sigma_{\text{tot}} = (3\beta_0)^2 (1 - x_{\text{min}}) q(x_{\text{min}}) K_H^{1/2}. \quad (58)$$

¹⁰ В модели LN [17] обмену парой непертурбативных глюонов, не имеющих инфракрасных расходимостей в пропагаторах [18] отвечает обмен помероном. В этом случае зависимость связи померона с кварком от переданного импульса t параметризуется экспонентой [19]:

$\beta_P(t) = \beta_0^2 \exp(-t/2\mu_0)$, где μ_0 - масштабный параметр, характеризующий конечные размеры померона. Величины β_P и μ_0 - связаны со значением глюонного конденсата $M_C = 3\beta_0\mu_0^5/\pi^{3/2}$.

¹¹ В ТПР ей соответствует константа связи реджеона с протоном.

Согласно (6) из (58) следует, что

$$\sigma_{\text{tot}} \propto (X_{\text{min}})^\alpha \quad (59)$$

Интерференционный член $(d\sigma/dt)_I$ выражается через относительную фазу δ амплитуд кулоновского и адронного взаимодействия [20]. Для δ в виде $\delta = \ln(0,08/t) - 0,577$ [21], он имеет вид

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_I = [\rho \cos(2\delta) + \sin(2\delta)] \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_H \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_Q}$$

Вводя $\alpha_H = \beta_0^2/4\pi$, $K_H' = 81K_H$, $K_H'' = \Delta 81K_H$, получим дифференциальное сечение упругого pp-рассеяния в однофотонном и двухглюонном приближении в виде¹²:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} = & \frac{\pi\alpha_E^2}{\lambda t^2} K_Q [xq(x)]^2 + [\rho \cos(2\delta) + \sin(2\delta)] \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_H \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_Q} + \\ & + \frac{\pi\alpha_H^2}{\lambda(t + \Delta^2)^{\alpha_g + 1/2}} K_H'' [x(1-x)q(x)]^2 \end{aligned} \quad (60)$$

Для полной аналогии выражений кулоновского и адронного сечений необходимо, чтобы

$$\alpha_g + 1/2 = 2 \quad (61)$$

откуда $\alpha_g = 1,5$ и, следовательно, глюонное распределение (50) ведёт себя как $(1/z)^{1,5}$. Таким образом, модель МСН воспроизводит результат ТПР для асимптотики глюонного распределения при $z \rightarrow 0$ [22].

Межкварковые корреляции

При построении модели МСН спинами валентных кварков пренебрегалось. Однако, спиновое взаимодействие может приводить к образованию слабосвязанных скалярных и аксиально-векторных двухкварковых кластеров, называемых дикварками. Экспериментально они могут проявляться как кварковые корреляции. Наиболее полно эффект кварковых корреляций исследован в спектроскопии адронов. В этом подходе показано, что вклад дикварков в полное сечение может достигать 10% [23]. В меньшей степени изучено влияние кварковых кластеров на угловые характеристики рассеяния адронов. В действительности понятия дикварк, кварковые корреляции и перерассеяние эквивалентны.

При описании в модели МСН упругого ер-рассеяния [8] получено значение параметра $\beta = 2,8$, тогда как согласно правилам кваркового

¹² При подстановке $\beta(t)$ из модели LN последний член имеет вид $\frac{\pi\alpha_H^2}{\lambda} \exp\left(-\frac{t}{\mu_0}\right) K_H'' [x(1-x)q(x)]^2$

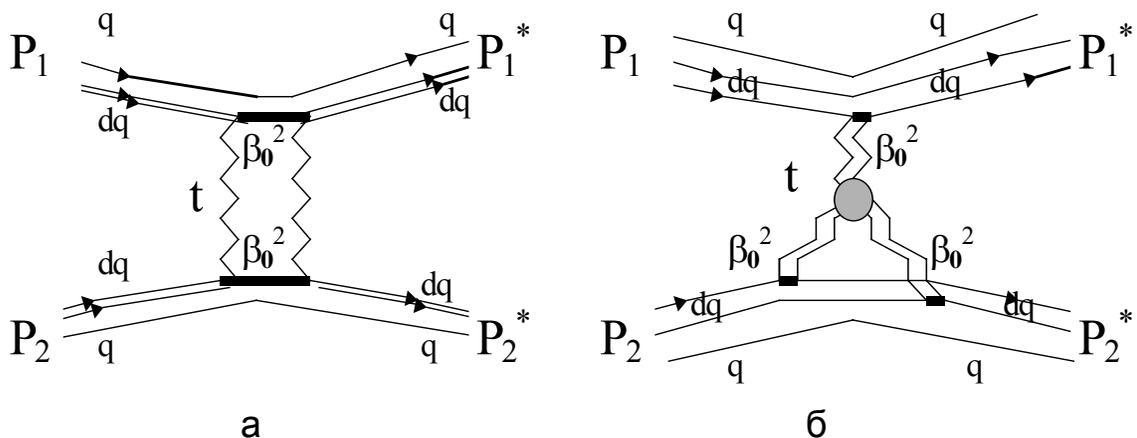
счёта $\beta=3$. Это различие можно считать указанием на наличие корреляции валентных кварков.

При энергии $\sqrt{s} > 10 \text{ ГэВ}$ в дифференциальном сечении упругого пр-рассеяния (рис.10) наблюдается характерный "провал" при $t \sim 1,5 \text{ ГэВ}^2$, за которым следует второй максимум. Этот эффект в рамках эйконоальной модели, дополненной реджевскими представлениями [24], связывается с "деструктивной интерференцией" между померонным полюсом и двухпомеронным разрезом (в теории многократного рассеяния Глаубера, реджевскому разрезу отвечает перерассеяние). Однако оценка "вклада" разреза, полученная в той же работе, сильно отличается от оценок, которые следуют из ограничения Фруассара. Согласие с экспериментом улучшается в модели дипольного померона [25]. Следует отметить, что общим недостатком моделей, основанных на эйконоальном представлении, является игнорирование кварковой структуры нуклонов, а также отсутствие ясной физической интерпретации эйконала. В работах [26] поведение дифференциального сечения за вторым максимумом связывается с дикварковыми степенями свободы протона, однако при этом не удаётся воспроизвести "провал" в $d\sigma/dt$.

Модель МСН позволяет включить в рассмотрение эффекты кварковых корреляций, для чего достаточно предположить сходство дикварковой функции распределения $dq(y)$ с кварковой (6), что согласуется с выводами работы [27], при анализе совместной функции распределения кварка и дикварка в виде $f(x,y) \sim x^\alpha y^\beta \delta(1-x-y)$. В таком случае кварковая $q(x)$ и дикварковая $dq(y)$ функции распределения имеют сходный вид

$$\begin{aligned} q(x) &= B^{-1} (\alpha+1, \beta+1) x^\alpha (1-x)^\beta \\ dq(y) &= B^{-1} (\alpha+1, \beta+1) y^\beta (1-y)^\alpha \end{aligned} \quad (62)$$

где нормировочная константа определяется $B(\alpha, \beta)$ -бета функцией. Более наглядно кварковые корреляции представлены на диаграммах рис.8.



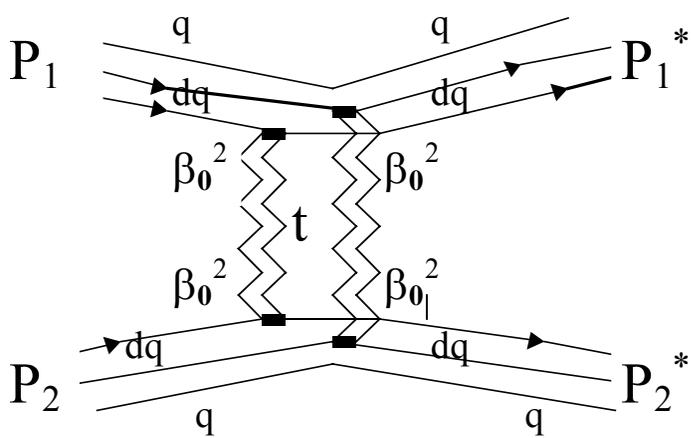


Рис.8 Диаграммы упругого пр-взаимодействия с участием дикварков: а)100% корреляция кварков из дикварка;б) независимое рассеяние кварков из дикварка (нижняя вершина) - усиленная диаграмма; в) независимое взаимодействие кварков дикварков обоих протонов.

В

На рис.8а дикварк изображён как целое (100% корреляция). В этом случае вершину дикварк-два глюона описывает связь β^2 . На рис.8б,в изображено независимое рассеяние кварков из слабо связанного дикварка. Этому случаю отвечает обмен двумя парами глюонов и эффективная вершина дикварк-две пары глюонов описывается β^4 .

Пусть $\Delta_q = \Delta_{dq} = \Delta$, а ξ вес дикваркового конstituента (степень корреляции). Тогда структурную функцию протона W_2 можно представить двумя способами. При жёсткой корреляции, дикварк обменивается одной парой глюонов и соответствующая структурная функция имеет вид

$$W_2 = \frac{2Mx(1-x)\beta^2[(1+\xi)q(x) \pm \xi dq(1-x)]}{(2M\Delta - \Delta^2)^2} \quad (63)$$

в другом случае - двумя парами глюонов и

$$W_2 = \frac{2Mx(1-x)\beta^4[(1+\xi)q(x) \pm \xi\beta^2 dq(1-x)]}{(2M\Delta - \Delta^2)^2} \quad (64)$$

Полное выражение для адронного сечения включает три слагаемых

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_H = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{q-q} \pm \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{q-dq} + \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{dq-dq} \quad (65)$$

где индексами q-q, q-dq, dq-dq обозначены соответственно сечения взаимодействия кварка с кварком, кварка с дикварком и дикварка с дикварком. В работе [28] показано, что вклад усиленных диаграмм (рис.8б) обеспечивает правильную асимптотику полного сечения. При этом они уменьшают σ_{tot} почти на 30% при энергиях SpS коллайдера, а это означает, что интерференционные члены входят в сечение с отрицательным знаком. Используя данный факт, выберем знак минус в выражениях (63,64,65), и после подстановки их в (54), найдём явный вид каждого слагаемого в (65):

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{q-q} = K_H \frac{(3\beta_P)^4}{16\pi\lambda} G_2^P(t)(1+\xi)^2 [x(1-x)q(x)]^2$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{q-dq} = 2K_H \frac{9\beta_P^6}{16\pi\lambda} G_3^P(t)(1+\xi)\xi [x(1-x)q(x)dq(x)] \quad (66)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{dq-dq} = K_H \frac{\beta_P^8}{16\pi\lambda} G_4^P(t)\xi^2 [x(1-x)dq(x)]^2$$

На рис.9 сравнивается поведение $(d\sigma/dt)_{\text{упр}}$, вычисленное на основе выражений (60) и (66)) в интерференционной области с параметрами α , β и Δ , определёнными из анализа ер-взаимодействия [29], [30].

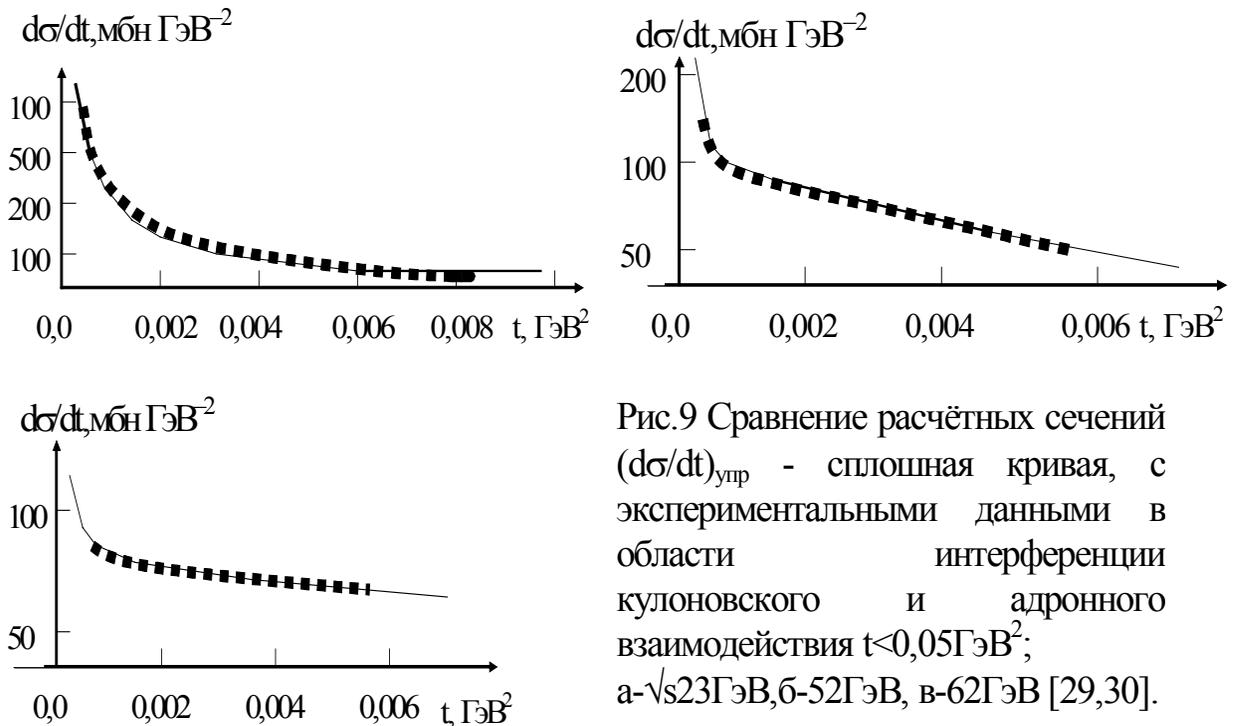


Рис.9 Сравнение расчётных сечений $(d\sigma/dt)_{\text{упр}}$ - сплошная кривая, с экспериментальными данными в области интерференции кулоновского и адронного взаимодействия $t < 0,05 \text{ ГэВ}^2$; $a = \sqrt{s} 23 \text{ ГэВ}$, $b = 52 \text{ ГэВ}$, $v = 62 \text{ ГэВ}$ [29,30].

Кулоновское сечение бралось в приближении однофотонного обмена, а адронное сечение в приближении двухглюонного обмена. При этом кварковыми корреляциями (дикварками) пренебрегалось.

На рис.10 приведены сечения $(d\sigma/dt)_{q-q}$, $|(d\sigma/dt)_{q-dq}|$ и $(d\sigma/dt)_{dq-dq}$ (66) и сумма этих сечений.

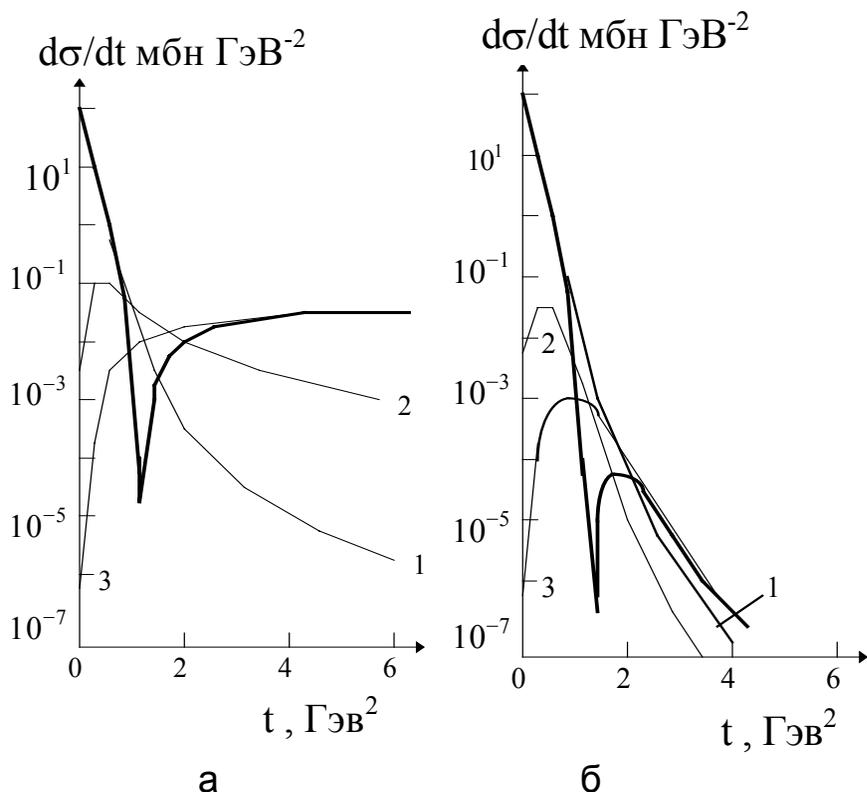


Рис.10
 Дифференциальные сечения: $(d\sigma/dt)_{q-q}$ - кривая 1, $|(d\sigma/dt)_{q-dq}|$ - кривая 2, $(d\sigma/dt)_{dq-dq}$ - кривая 3, суммарное сечение - жирная кривая; а - $G^P(t)=const$, б- $G^P(t)$ из (61).

Нетрудно видеть, что:

- провал в упругом спектре появляется только при учёте кварковых корреляций (дикварков) и при условии, что интерференционный член $(d\sigma/dt)_{q-dq}$ имеет отрицательный знак (“деструктивная интерференция” (Рис.10б);

- первый и второй максимумы обусловлены вкладами в сечение соответственно $(d\sigma/dt)_{q-q}$ и от $(d\sigma/dt)_{dq-dq}$;

- $|(d\sigma/dt)_{q-dq}|$ достигает максимума при $t \approx 0,1 \text{ ГэВ}^2$, что объясняет наличие слабой структуры в этой точке в виде излома сечения (рис.10). Такое поведение сечения в параметризации Орира описывается двумя

экспонентами с параметрами наклона a и b $d\sigma/dt \propto e^{-at^2 - bt}$;

- суммарное сечение воспроизводит первый максимум и положение минимума при $G(t)=const$, сечение $(d\sigma/dt)_{dq-dq}$ становится постоянным при $t > 2 \text{ ГэВ}^2$, при этом суммарное сечение не воспроизводит второго максимума;

- высота второго максимума определяется вкладом дикваркового конституента (параметр \square).

На рис.11 приведено сравнение экспериментальных данных по упругому pp -рассеянию при различных энергиях с предсказанием модели МСН (66). Величины параметров кваркового распределения α , β и Δ взяты из анализа $e p$ -взаимодействия [30], [31].

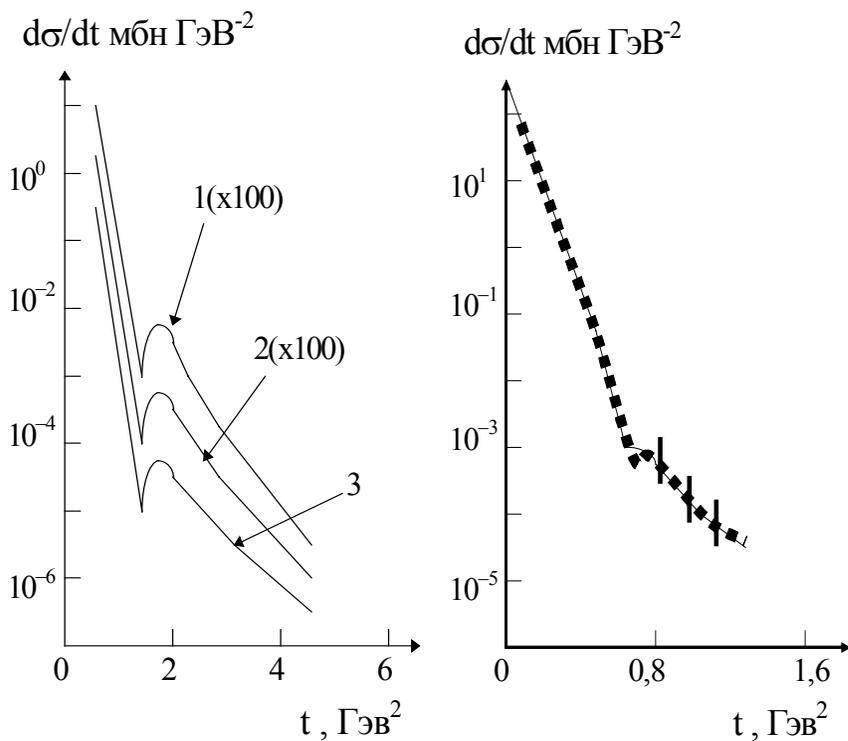


Рис.11 Сравнение расчётных сечений $(d\sigma/dt)^{pp}_{упр}$ сплошная кривая, с экспериментальными данными; а- $\sqrt{s}=23\text{ГэВ}$ (кривая 1), 52ГэВ (кривая 2), 62ГэВ (кривая 3) [30]; б- $\sqrt{s}=550\text{ГэВ}$ [31].

а) б)

Таким образом, модель МСН демонстрирует, что:

- эффективная двухглюонная связь с кварком $G(t)$ слабо зависит от t при $t < 1\text{ГэВ}^2$;

- поведение сечения в области первого максимума определяется функцией распределения валентных кварков $q(x)$, и обусловлено однокварковым рассеянием;

- в сечении за вторым максимумом доминирует рассеяние дикварка на дикварке;

- падение сечения после второго максимума определяется $G(t)$ – распределением глюонных партонов при $x \rightarrow 0$.

Одновершинная дифракция

В настоящее время в КХД не существует удовлетворительного описания процессов дифракционной диссоциации (ДД). Дифференциальное сечение одновершинной ДД протона в pp -рассеянии обычно представляют в компилятивной форме, как, например, в [32]

$$\frac{d^2 \sigma^d}{dt dM_x^2} = F(t) \left(\frac{1}{M_x^2} \right)^{\alpha_P(0) - 2\alpha_P(t)}, \quad (67)$$

где $F(t)$ -упругий формфактор (в виде дипольной формулы), а зависимость от M_x^2 , характеризующая спектр дифракционно возбуждённой массы нуклона, берётся из реджевской теории в трёхреджеонном пределе.

В модели МСН дифференциальное сечение ДД нуклона в приближении двухглюонного обмена (рис.12) получается из выражений, описывающих упругое рассеяние - (54) или первого слагаемого в (66), в которых достаточно изменить лишь фазовый объём.

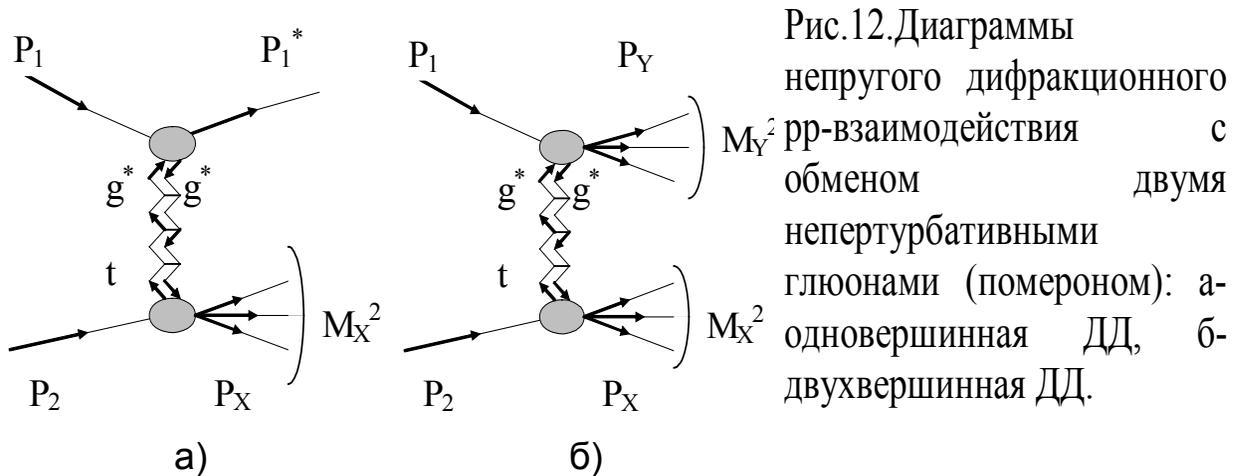


Рис.12. Диаграммы неупругого дифракционного взаимодействия с обменом двумя непертурбативными глюонами (помероном): а-одновершинная ДД, б-двухвершинная ДД.

В случае одновершинной ДД с эффективным обменом двумя непертурбативными глюонами g^* сечение имеет вид

$$\frac{d^2\sigma^d}{dt dM_X^2} = \frac{\beta(t)}{\lambda^2(s, M^2, M_X^2)} W_{\mu\nu}(1) W^{\mu\nu}(2) \quad (68)$$

При упругом pp-рассеянии условию сохранения протона на массовой поверхности в выражениях (22) соответствует знак '-' у Δ , т.е. уменьшение внутреннего импульса кварка $|k|$. Неупругому процессу, отвечает знак '+', т.е. $|k|$ увеличивается. Поскольку величина параметра Δ достаточно мала, её влияние существенно лишь при малых t и M_X^2 . При одновершинной ДД протона (рис.12а), кинематические условия требуют, чтобы $2p_1T=t$, $2p_2T=M_X^2-M^2+t$ и в соответствии с (22)

$$x_1^{\text{упр}} = \frac{t + \Delta^2}{t + 2M\Delta}; \quad x_2^{\text{неупр}} = \frac{t + \Delta^2}{M_X^2 - M^2 + t - 2M\Delta}. \quad (69)$$

Поскольку в обеих вершинах параметр Δ одинаков, то из (69) следует, что в отдельном акте взаимодействия $x^{\text{упр}} > x^{\text{неупр}}$.

Для случая $s \gg M_X^2, t$ на основе (43) нетрудно получить

$$W_{\mu\nu}(1) W^{\mu\nu}(2) = s^2 \frac{W_2(x^{\text{упр}}) W_2(x^{\text{неупр}})}{4M^4} \quad (70)$$

Подставляя в (70) $W_2(x_i)$ в виде

$$W_2(x_i) = \frac{2M}{|2p_i q| \mp 2M\Delta} F_2(x_i), \quad (71)$$

с $F_2(x) = xq(x)$ и, полагая, кроме того $M_X^2 \gg t, M^2, 2M\Delta$ нетрудно найти

$$W_{\mu\nu}(1) W^{\mu\nu}(2) = s^2 \left[\frac{(1-x)F_2(x)}{(2M\Delta + \Delta^2)} \right]^{\text{упр}} \left[\frac{F_2(x)}{M_X^2} \right]^{\text{неупр}} \quad (72)$$

Используя (72) выражение (68) легко привести к виду

$$\frac{d^2 \sigma^d}{dt dM_X^2} = \beta(t) K^2 \frac{(t + \Delta^2)^{2(\alpha+1)} (2M\Delta - \Delta^2)^{\beta+1}}{2M\Delta(t + 2M\Delta)^{\alpha+\beta+2}} \left(\frac{1}{M_X^2} \right)^{\alpha+2} \quad (73)$$

Дифференциальное сечение $d\sigma^d/dM_X^2$, после интегрирования (73) по t , имеет максимум в точке

$$(M_X^2)_{\text{макс}} \approx \langle t \rangle \frac{\beta}{2 + \alpha} + M^2 + 2M\Delta \approx 2\Gamma \text{ЭВ}^2$$

что согласуется с экспериментом при значениях $\langle t \rangle \approx 0,3\Gamma \text{ЭВ}^2$. На рис.13 проинтегрированное по t сечение (73) сравнивается с экспериментальным распределением $d\sigma/dM_X^2$ при различных энергиях столкновения протонов [33][34].

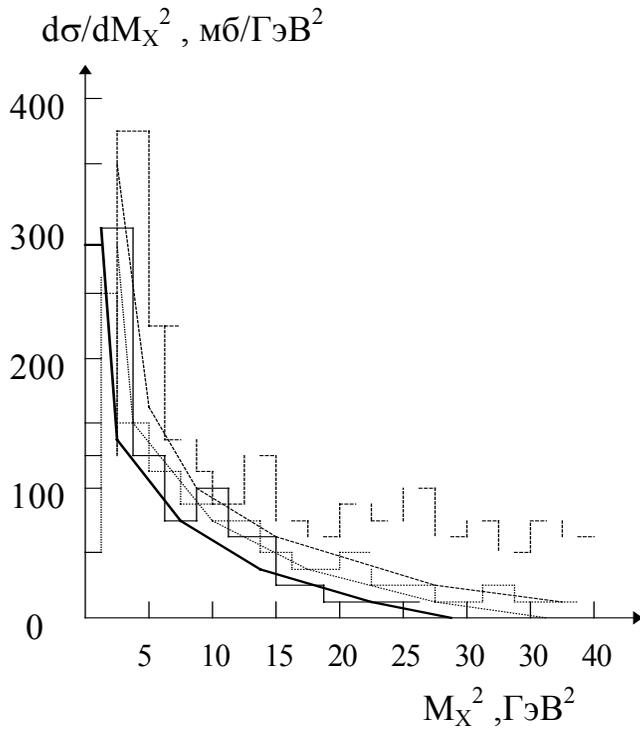


Рис.13 Дифференциальное сечение образования дифракционных масс. Гистограммы: точки-pp(102ГэВ/с), штрих-пунктир-pp(405ГэВ/с) [33]; сплошная линия - pp(22,4ГэВ/с) [34]. Модель МСН- соответствующие линии.

Из рисунка видно, что модель МСН правильно воспроизводит пик в дифференциальном сечении $d\sigma/dM_X^2$ в области малых масс.

Используя определение инвариантного одночастичного инклюзивного распределения

$$f_1 = 16\pi^2 s \frac{d^2 \sigma}{dt dM_X^2}$$

и полагая t малым, получим из (73) для процесса ДД¹³

$$f_1^{\text{MCH}} = F(t) \left(\frac{s}{M_X^2} \right) \left(\frac{1}{M_X^2} \right)^{\alpha+1} \quad (74)$$

¹³ Если $\alpha = -\alpha_r(0)$, то выражение (75) аналогично случаю однородного обмена.

Для фиксированных t при $\alpha \rightarrow -1$ (поскольку $x \rightarrow 0$) $f_1^{\text{MCH}}(x^*)$ с $x^* = s/M_X^2$ в (74) становится масштабно инвариантной (т.е. скейлинговой).

В трёхреджеонном пределе $s \gg M_X^2 \gg t \gg M^2$ сечение (73) принимает вид

$$\frac{d^2 \sigma^d}{dt dM_X^2} = F(t) \left(\frac{1}{M_X^2} \right)^{\alpha+2} \quad (75)$$

Сравнение сечения, вычисленного в модели МСН на основе (75), с экспериментальными данными приведено на рис.14.

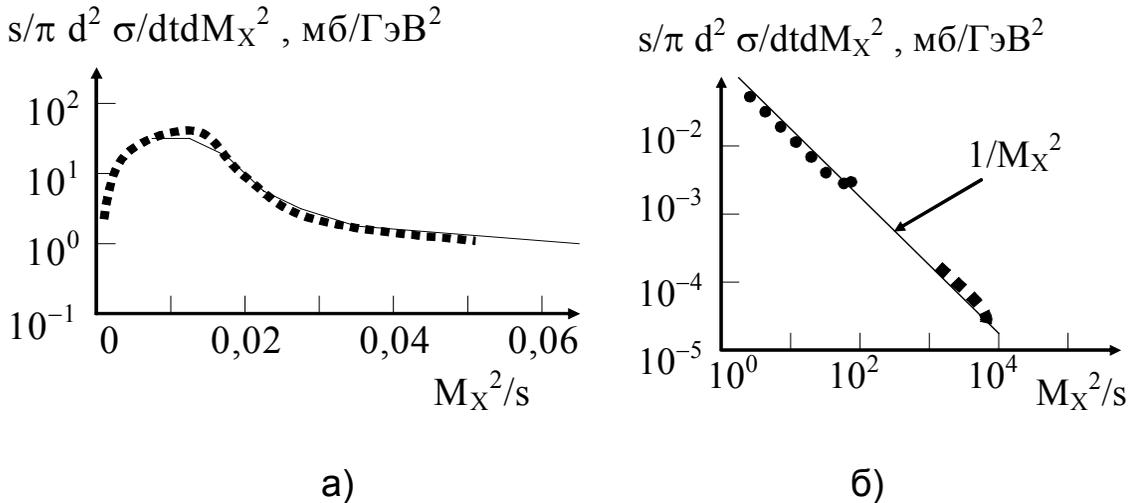


Рис14. Сечения ДД при фиксированном значении $t=0,5\text{ГэВ}^2$: а) - инвариантное сечение, б) - неинвариантное сечение с трёхреджеонным поведением. Сплошная линия - модель МСН, точки - экспериментальные данные для энергий ISR и SppS коллайдера [35],[36].

В кинематической области трёхреджеонного предела $x \rightarrow 0$ и $\alpha \rightarrow -1$ и, как видно из рисунка, модель МСН воспроизводит трёхреджеонное поведение $1/M_X^2$.

Двухвершинная дифракционная диссоциация

В модели МСН дифференциальное сечение процесса двухвершинной ДД (рис.12б) для $M_X^2 \gg t$ легко получить из (73)

$$\frac{d^3 \sigma^{dd}}{dt dM_X^2 dM_Y^2} = \beta(t) K^2 (t + \Delta^2)^{2(\alpha+1)} \left(\frac{1}{M_X^2} \right)^{\alpha+2} \left(\frac{1}{M_Y^2} \right)^{\alpha+2} \quad (76)$$

Как и в случае одновершинной ДД данное выражение совпадает с реджевским.

Сравнивая сечения упругого дифракционного pp-рассеяния (66), и одно- (73) и двухвершинной ДД (76) можно получить следующие соотношения

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^{el} \propto \left(\frac{1}{t}\right)^{\beta+1} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^d \propto \left(\frac{1}{t}\right)^{2(\beta+1)} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^{dd} \quad (77)$$

Как видно из (77) параметр наклона дифференциального сечения в процессах ДД (при больших M_X^2) составляет половину от параметра наклона в упругом процессе. Из (76) следует, что для параметра $\alpha \cong -1$, поведение $d\sigma^{dd}/dt$ определяется только параметром глюонного распределения α_g входящим в $\beta(t)$ и следовательно, этот процесс подобно упругому рассеянию чувствителен к глюонной структуре нуклона.

В случае процесса ДД при $t \sim 0$ зависимость $x^{неупр}$ от t в выражении (69) проявляется только при $M_X^2 \sim M^2$, когда же $M_X^2 \rightarrow \infty$ ($x \rightarrow 0$) зависимость от t исчезает, т.е. параметр наклона b для процессов упругого рассеяния и ДД в оптической точке одинаков при $M_X^2 \sim M^2$, а с ростом M_X^2

$$b^d \xrightarrow{M_X^2 \rightarrow \infty} \frac{1}{2} b^{el}, \quad b^{dd} \xrightarrow{M_X^2 \rightarrow \infty} 0$$

Это хорошо видно на рис.15.

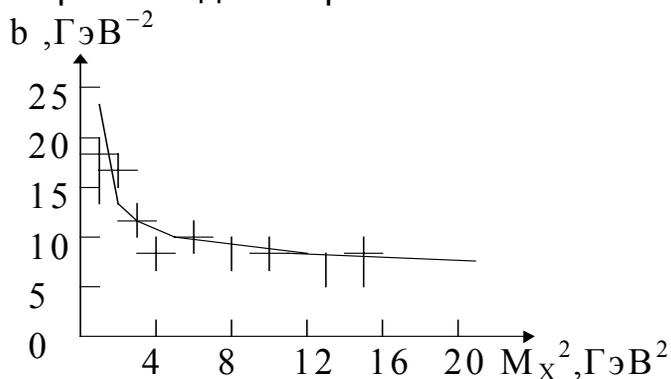


Рис.15 Корреляция наклон-масса. Модель МСН-сплошная линия, экспериментальные точки [38].

Таким образом, согласно модели МСН корреляция наклона и массы служит проявлением структурных свойств нуклона, и в отличие от результата ТПР, не связана со свойствами обмениваемого объекта. Заметим также, что параметр α для процессов ДД с ростом M_X^2 (в частности в трёхреджеонном пределе) стремится к значению $-\alpha_g$ (в пределе насыщения при $x \rightarrow 0$ кварковое распределение совпадает с глюонным распределением), тогда как в упругом рассеянии ($x \sim 1$) $\alpha \sim -\alpha_q$.

Факторизация дифракционных процессов

Из (46), (54), (68), (72), (75) следует, и чётко проявляется в (76) независимость инвариантных переменных t , M_X^2 , M_Y^2 , иными словами, нуклоны возбуждаются независимо. Согласно (69) и (71) структурные функции сталкивающихся протонов зависят только от собственных переменных M_X^2 и M_Y^2 и факторизованы по t . Из дифференциальных сечений процессов одновершинной (d) и двухвершинной (dd) ДД, проинтегрированных по t , можно составить соотношение

$$\frac{d^2 \sigma^{dd}}{dM_X^2 dM_Y^2} \cong C \frac{d\sigma^d}{dM_X^2} \frac{d\sigma^d}{dM_Y^2} \frac{1}{\sigma^{el}}, \quad (79)$$

откуда, согласно (76)

$$\sigma^{el} \sigma^{dd} \cong C (\sigma^d)^2 \quad \text{где } C \approx 1. \quad (80)$$

При этом, факторизация оказывается точной в случае $\alpha = -1$. Заметим, что это соотношение в реджистике не выполняется.

Простое обоснование факторизации в модели МСН можно получить на основе учёта кинематических ограничений, обусловленных значениями $x_{\text{мин}}$ (69) для упругой и неупругой вершин

$$x_{\text{мин}}^{\text{упр}} = \Delta/2M \quad x_{\text{мин}}^{\text{неупр}} = \Delta/(M_X^2 - M^2 - 2M\Delta) \quad (81)$$

Поскольку $x_{\text{мин}}^{\text{неупр}} > 0$, из второго равенства при $\Delta \leq m_\pi$ (в случае рождения одного π -мезона) следует

$$x_{\text{мин}}^{\text{неупр}} = m_\pi/2M \quad (82)$$

т.е. $x_{\text{мин}}^{\text{неупр}} < x_{\text{мин}}^{\text{упр}}$. Резкое падение дифференциальных сечений по переданному импульсу приводит к тому, что основной вклад в сечение дают процессы с наименьшими t , или, как следует из (69), с наименьшими x . Таким образом, процессы упругого рассеяния сконцентрированы в области $x_{\text{мин}}^{\text{упр}}$, процессы одно- и двухвершинной ДД в области $x_{\text{мин}}^{\text{неупр}}$, а процессы ГНР в области $x \sim 0$. Кинематические границы областей различных дифракционных процессов в плоскости x_1, x_2 представлены на рис.16.

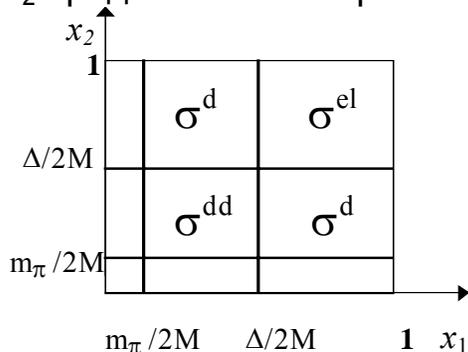


Рис.16 Кинематические области упругой, одно- и двухвершинной дифракции в переменных x_1, x_2 .

Согласно рис.16 и выражениям (69) и (82) для оценки сечений можно воспользоваться соотношениями

$$\sigma^{el} \cong D \left(\int_{\frac{\Delta}{2M}}^1 f(x) dx \right)^2, \quad \sigma^d \cong D \left(\int_{\frac{\Delta}{2M}}^1 f(x) dx \right) \left(\int_{\frac{m_\pi}{2M}}^{\frac{\Delta}{2M}} f(x) dx \right), \quad \sigma^{dd} \cong D \left(\int_{\frac{m_\pi}{2M}}^{\frac{\Delta}{2M}} f(x) dx \right)^2 \quad (83)$$

где D общая константа. Выражения для дифракционных сечений в форме (83) наглядно демонстрируют свойство факторизации. Проводя вычисления вкладов в полное сечение (интеграл от 0 до 1) различных

процессов ДД в (83) только на основе разделения кинематических областей процессов (рис.16), без учёта «размытия» границ (83) найдём

$$\sigma^{el}=0,25\sigma^{tot}, \quad \sigma^d=0,11\sigma^{tot}, \quad \sigma^{dd}=0,055\sigma^{tot}.$$

(84)

Таким образом, полученные грубые оценки значений сечений различных каналов ДД протона удовлетворяют факторизации, (80), и ограничению Памплина

$$\sigma^{el} + 2\sigma^d + \sigma^{dd} \leq \sigma^{tot}/2.$$

Наклон дифракционного конуса

Одной из важных характеристик упругого pp-рассеяния является параметр наклона дифференциального сечения

$$b_{ypp}(s, t) = \frac{d \left(\ln \left(\frac{d\sigma}{dt} \right) \right)}{dt}. \quad (85)$$

В модели МСН сечение упругого рассеяния $d\sigma/dt$ описывается произведением двух функций $G_2^n(t; \Delta)$ и $W_{\mu\nu}(t, \Delta)W^{\mu\nu}(t, \Delta)$. В области первого максимума дифференциального сечения ($t < 1 \text{ ГэВ}^2$), $G_2^n(t)$ слабо зависит от t , и его поведение целиком определяется сверткой тензоров $W_{\mu\nu}(t)W^{\mu\nu}(t)$, описывающих мягкую структуру нуклонов (кварк-кварковое рассеяние). Из (66) на основе (85) можно найти выражение для параметра наклона в виде¹⁴

$$b_{ypp}(s, t < 1) = -(\beta + 1)/M\tilde{\Delta}, \quad (86)$$

что по характеру поведения принципиально отличается от результата полученного в работе [37].

Подставляя в (86) значения параметров $\Delta = \Delta_0 = 0,28$ и $\beta = 2,8$, найденные из анализа ер-взаимодействия, получим характерное для упругого pp-рассеяния значение $b \sim 14 \text{ ГэВ}^{-2}$. Как видно из (85), в области $t \sim 0$ и $x \sim 1$ энергетическая зависимость наклона обусловлена величиной Δ . С ростом s значение Δ уменьшается по закону [38]

$$\Delta(s, t) = \Delta_0 \left(\frac{s}{s_0} \right)^{-\frac{\alpha_i(t) - 1}{\alpha_R}}, \quad (86')$$

¹⁴ В однополюсном приближении реджевской модели энергетическая зависимость b имеет вид $b_{ypp}(s) = 2A + 2\alpha'_p \ln(s/s_0)$. В то же время, в рамках ТПР не найдено ответа на вопрос о том, как зависимость $b_{ypp}(t)$ связана с видом траекторий и со значением вычета, (величина A выражается через вычет, который является произвольной функцией t). Так в работе [37] увеличение наклона первого дифракционного конуса с ростом энергии связывалось всецело с поведением формфакторов.

следовательно, $b_{\text{упр}}$ растёт и происходит сужение дифракционного конуса, при этом

$$b_{\text{упр}} = (\beta + 1) / M\Delta + 2\alpha'_p \ln(s / s_0). \quad (87)$$

Параметр A , возникающий в ТПР при аппроксимации вычета реджевской амплитуды экспонентой $\exp(-At)$, в модели МСН даётся выражением

$$2A = (\beta + 1) / M\Delta.$$

Используя правило кваркового счёта для β и выражение (86') для Δ , полагая $x_{\text{мин}} \sim 1/N$, где N - число валентных кварков, получим

$$A = N(N - 1) / 2M.$$

Тем самым устанавливается связь реджевского параметра A с числом валентных кварков в нуклоне при $t=0$.

В области второго максимума в упругом сечении ($t > 2\text{ГэВ}^2$) преобладает, как было показано выше, дикварк-дикварковое рассеяние, т.е. третье слагаемое в (66). При $t > 2\text{ГэВ}^2$ $W_{\mu\nu}(t, \Delta)W^{\mu\nu}(t, \Delta) \rightarrow x^\beta \sim \text{const.}$, и наклон определяется поведением $G_2^n(t; \Delta)$. В случае (62) (и LN модели [17])

$$b(s, t > 2) = -(3n/2 + 1/2)/t \quad (88)$$

$$b(s, t > 2) = -2/\mu_0$$

где n равно 2 или 4 соответственно при обмене одной и двумя парами глюонов. Последние выражения демонстрируют различное поведение параметра наклона в зависимости от природы эффективной связи кварка с двумя глюонами. В LN-модели $b = \text{const}$, а в модели МСН, учитывающей глюонные распределения, наклон уменьшается с увеличением t .

В кинематической области малых передач $t < 1\text{ГэВ}^2$ в поведении $d\sigma/dt$ появляется слабая структура, происхождение которой связано с существованием максимума у $(d\sigma/dt)_{q-dq}$. Положение этого максимума можно найти из условия

$$\frac{d}{dt} (q(x) dq(x)) = 0$$

С учетом (62) получим $t_{\text{max}} \approx 2M\Delta \approx 0,5$, что согласуется с экспериментальными данными (рис.11). Примечательно, что t_{max} зависит только от величины Δ и не зависит от параметров функции распределения α, β .

§2 Множественное рождение адронов в модели МСН.

1. Фрагментация кварк-глюонной струны

Учёт внутриадронной динамики путём введения параметра Δ позволяет построить описание процессов множественного рождения адронов в ДД протона.

Как было показано в предыдущих разделах, сечения мягких процессов зависят от внутриадронного движения валентных кварков и динамических процессов, происходящих внутри адронов, которые в модели МСН учитываются параметром Δ . В настоящем разделе будет рассмотрено: 1) как внутриадронная динамика отражается в характеристиках множественного рождения; 2) как модель МСН описывает экспериментальные данные; 3) как соотносятся результаты модели МСН с результатами других моделей; 4) что нового для описания процессов рождения адронов даёт учет внутриадронной динамики.

Механизм рождения адронов реализуется на границе конфайнмента и потому своей природой необходимо связан с непертурбативными процессами КХД. Невозможность использования строгих теоретических основ для описания множественного рождения в этом секторе КХД породило множество феноменологических подходов, которые условно можно разбить на два класса: модели файербольного и мультипериферического типов.

Экспериментальные данные свидетельствуют в пользу мультипериферических моделей, в них фрагментационная функция $D_x^h(z)$, определяющая долю h -го импульса z , инициирующего процесс партона переданную вновь образованному адрону, параметризуется выражением, аналогичным партонному распределению (6) [39]

$$D_x^h(z) \sim z^\alpha (1-z)^\beta. \quad (89)$$

Этот выбор позволяет воспроизвести наблюдаемый логарифмический рост с энергией множественности адронов. Однако, во всех этих моделях никогда не рассматривается влияние внутренней динамики адронов и изменение их внутренней структуры на формирование характеристик. В модели МСН эта задача решается благодаря зависимости характеристик возникающих адронов от параметра Δ .

При рассмотрении процессов множественного рождения адронов будем исходить из того, что диссоциация протона осуществляется в два этапа. На первом этапе, происходит возбуждение протона фотоном в КЕД или, как минимум, двумя партонами в КХД с разделением его на фрагменты и образованием между ними кварк-глюонной струны. На этой стадии модель МСН позволяет получить дифференциальные сечения для масс возбуждённого протона. Далее, факторизованно по вероятности к первому этапу, реализуется второй этап, т.е. происходит разрыв струны с образованием отдельной цепочки вторичных адронов, при этом предполагается их эквидистантное распределение в пространстве быстрой¹⁵ (рис.17). В нерелятивистском приближении натянутую струну можно рассматривать как линейный осциллятор, находящийся в возбуждённом состоянии с совокупностью n квантов

¹⁵ Мультипериферические модели предсказывают рост ширины быстрой интервала занимаемого дифракционным кластером $Y \sim \ln(M^2_x)$.

возбуждения с энергией $\hbar\omega$. В этом случае эквидистантность распределения обеспечивается свойством оператора Гамильтона. Действительно, для линейно растущего (удерживающего) потенциала оператор Гамильтона \hat{H} линейно зависит от оператора чисел заполнения¹⁶ $\hat{H} = \omega(\hat{n} + 1/2)$. При образовании покоящихся мезонов в системе центра масс струны, можно положить их массу $m_\pi \sim \hbar\omega$, где ω определяется удерживающим потенциалом. В пользу такого потенциала, а значит и в пользу эквидистантности, свидетельствует тот факт, что вероятность возбуждения n квантов в линейном осцилляторе определяется распределением Пуассона [40], но именно такой характер распределения по множественности вторичных частиц наблюдается в процессах неупругого взаимодействия адронов.

Кинематика струны, состоящей из вторичных адронов, однозначно определяет быстройный интервал, который в силу преобладания ближних корреляций [41], выражается через эффективную энергию (W в ер- и M_x^2 в рр-взаимодействиях) и массы валентных кварков, определяемые их внутриадронными импульсами k . Предположим, что быстройный интервал между крайними фрагментами диссоциирующего нуклона, остаётся неизменным в процессе фрагментации (рис.17).

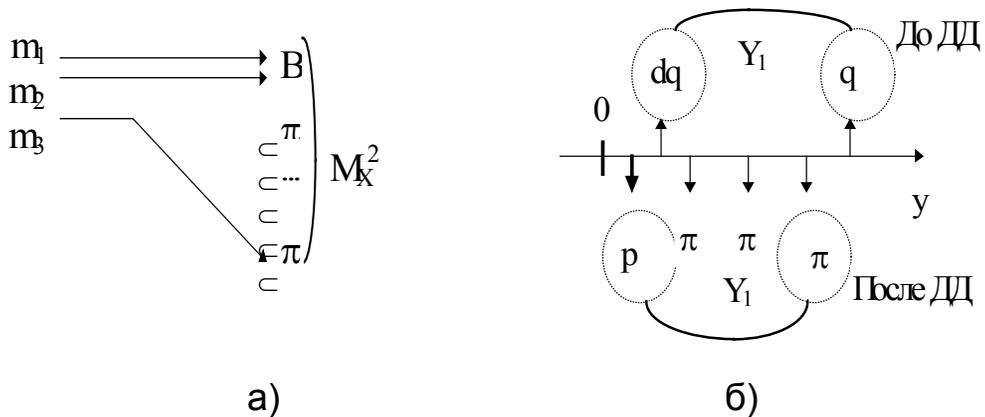


Рис.17. Диссоциация нуклона с образованием одной цепочки: а-кинематическая диаграмма, В-вторичный барион; б-сдвиг быстройного интервала после фрагментации нуклона в системе центра масс события.

Центр масс вторичных адронов, равномерно заполняющих быстройный интервал, при фрагментации струны, смещается относительно центра масс события. Ширина интервала остаётся неизменной. По определению

¹⁶ Заметим, что эквидистантность уровней приводит к неразличимости квантов возбуждения, в данном случае это означает, образование только π -мезонов (образование других адронов подавлено).

$$Y_1(M_X^2, t) = \ln \frac{M_X^2}{k_q k_{dq}} = \ln \left\{ \frac{M_X^2}{M^2} \frac{1}{(x + \frac{\Delta}{M})(1-x)} \right\} \quad (90)$$

где: k_q, k_{dq} - внутриадронные импульсы валентного кварка (после взаимодействия) и spectatorной части нуклона (дикварка); x определяется (3), а M - масса диссоциирующего адрона. Выражение (90) устанавливает связь динамического параметра модели МСН Δ с кинематическими условиями множественного рождения. Подставляя в (90) x и Δ , нетрудно убедиться, что при $M_X^2 \gg t$

$$\langle Y_1(M_X^2) \rangle \cong \ln \frac{M_X^2}{\langle x \rangle + \Delta / M}, \text{ а при } \Delta \rightarrow 0 \quad \langle Y_1(M_X^2) \rangle \propto \ln M_X^2 \quad (91)$$

Следует отметить, что существование в модели МСН предельного значения x_{\min} естественным образом приводит, согласно (90), к ограничению ширины дифракционного кластера в пространстве быстрот, т.е. к "предельной фрагментации".

Уменьшение Δ и x_{\min} с ростом энергии ведёт к росту Y_1 . Полагая в (90) $k_q k_{dq} = \text{const}$, получим

$$d Y_1 = \frac{d M_X^2}{M_X^2}. \quad (92)$$

Производя в (86) замену переменных, легко получить из (92) выражения для $d^2 \sigma^d / dt dY$, или $d^2 \sigma^d / dM_X^2 dY$, а также среднее значение

$$\langle Y_1(M_X^2) \rangle = \int Y_1(M_X^2, t) \frac{d^2 \sigma}{dt dM_X^2} dt. \quad (93)$$

На рис.18 приведено сравнение результатов, вычисленных согласно (93), с экспериментальными данными для дифракционной выборки, полученной по методике работы [42].

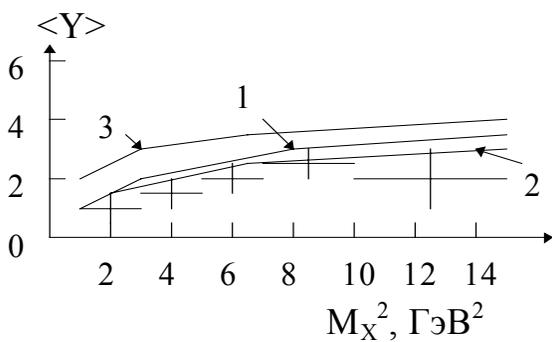


Рис.18 Зависимость от M_X^2 среднего быстротного интервала $\langle Y \rangle$, занимаемого дифракционным кластером: 1 - случай одной цепочки, 2 - двух и 3 - трёх цепочек, + - экспериментальные данные [42].

Как видно из рисунка модель хорошо описывает экспериментальные данные, что подтверждает предположение о неизменности быстротного интервала между кварком и дикварком в процессе фрагментации.

Предположение о равномерном распределении вторичных адронов по быстротам в системе центра масс диссоциирующего

нуклона позволяет записать законы сохранения энергии и импульса в виде

$$\sum_{k=0}^n m_k \operatorname{ch}(-Y_0 + ky) = M_X, \quad \sum_{k=0}^n m_k \operatorname{sh}(-Y_0 + ky) = 0 \quad (94)$$

где m_k - массы вновь образованных адронов (π -мезонов); n - число вторичных адронов; $y=Y_1/n$ -быстротный интервал между вторичными адронами; Y_0 - быстрота вновь образовавшегося бариона. Систему (94) можно свести к уравнению относительно n (в случае ер-взаимодействия $M_X^2=W^2$)

$$\sqrt{M_X^2 + m_\pi^2 \left(\sum_{k=1}^n \operatorname{sh}(ky) \right)^2} - m_\pi \sum_{k=1}^n \operatorname{sh}(ky) - M = 0 \quad (95)$$

Решения этого уравнения дискретны, и для обеспечения целочисленности значений n необходим подбор поперечного (по отношению к цепочке) импульса вновь образованных адронов, что означает замену m_\perp на $\sqrt{m_\perp^2 + p_\perp^2}$. Воспользовавшись очевидным соотношением

$$\sum_{k=1}^n e^{ky} = (e^Y - 1) \frac{e^{Y/n}}{e^{Y/n} - 1},$$

из (95) можно найти для небольших значений M_X^2

$$e^{Y/n} = 2(M^2 - 2k_q k_{dq}) / M m_\pi$$

$$Y/n = y = [\ln(2M/m_\pi)]^{-1} \quad (96)$$

Согласно (96) цепочка рвётся таким образом, что эффективная масса соседних π -мезонов, разделённых быстротным интервалом y , оказывается меньше массы нуклона.

Из (96) и (90) в случае ер-взаимодействия нетрудно получить выражение для средней множественности

$$\langle n^{\text{ep}}(W^2) \rangle = \frac{(-\ln(\langle k_q \rangle \langle k_{dq} \rangle) + \ln(W^2))}{\ln c}, \quad (97)$$

где $y^{-1} = \ln c = 1,90$. Из (97) для $\langle k_q \rangle \cong 0,27$ и $\langle k_{dq} \rangle \cong 0,73$ (вычисленных на основе $q(x)$ и $\Delta = 0,3$) следует

$$\langle n^{\text{ep}}(W^2) \rangle = 0,81 + 0,5 \ln(W^2) \quad (98)$$

Это выражение с точностью до квадратичных по \ln членов совпадает со стандартной параметризацией энергетической зависимости множественности вторичных адронов [43]. Таким образом, в модели МСН получен важный результат, связывающий среднюю

множественность вторичных адронов с их полной энергией. Коэффициент при логарифме – это быстройный интервал между адронами.

Представляя процесс рождения адронов, как рекомбинацию морских кварков и антикварков, образующихся в местах разрыва струны, можно от полной множественности перейти к множественности заряженных адронов. Следует отметить, что “y” в (96) не зависит от M_X^2 и x, т.е. является универсальной величиной. Таким образом, распределения по n и Y_1 одинаковы, т.е.

$$\frac{d\sigma}{dn} = y \frac{d\sigma}{dY_1}. \quad (99)$$

Однако это равенство будет нарушаться при образовании дополнительных цепочек частиц. Подстановка Y_1 из (97) в (96) приводит к выражению для средней множественности адронов n_1 в одной цепочке

$$\langle n_1(M_X^2, t) \rangle = \langle K_{11} \rangle + K_{12} \ln \frac{M_X^2}{M^2} \quad (100)$$

где

$$K_{11} = y \ln \left\{ \left(x + \frac{\Delta}{M} \right) (1-x) \right\}^{-1}, \quad K_{12} = y.$$

Поскольку $\langle \Delta \rangle \cong 0,3$ то

$$\langle K_{11} \rangle \cong y \ln \left(\frac{1}{\langle x \rangle \langle 1-x \rangle} \right). \quad (101)$$

2 Диссоциация протона с образованием двух и трёх цепочек.

Трёхкварковая структура нуклона допускает образование в мягких процессах ДД не только одной адронной цепочки, но при выполнении соответствующих кинематических условий также двух и трех адронных цепочек (Рис.19).

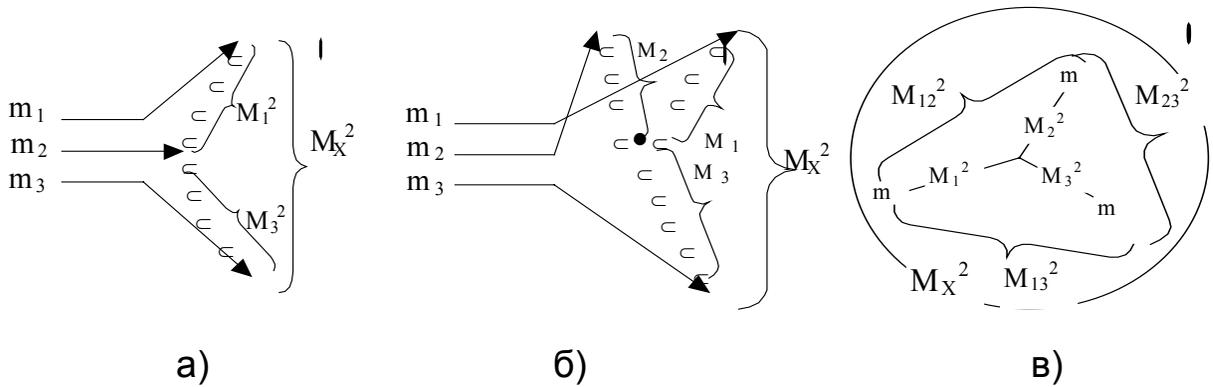


Рис.19 Диссоциация нуклона с образованием двух (а) и трёх (б,в) цепочек.

В случае двух цепочек в системе центра масс дифракционного кластера можно записать два равенства

$$Y_{21} = \ln\left(\frac{M_X^2}{M_2 m_1}\right) = \ln\left(\frac{M_1^2}{m_1 m_3}\right), \quad Y_{22} = \ln\left(\frac{M_X^2}{M_1 m_2}\right) = \ln\left(\frac{M_2^2}{m_2 m_3}\right), \quad (102)$$

где Y_{2i} -быстротный интервал, занимаемый i -ой цепочкой; m_i – в пренебрежении токовыми массами кварков просто равны релятивистским импульсам валентных кварков нуклона на концах цепочек; M_i -эффективные массы цепочек. Из (102) следует, что массы цепочек определяются средним импульсом кварка $\langle m_3 \rangle \approx \langle x \rangle M \approx 0,27M$

$$M_i = \left(M_X^2 m_3\right)^{1/3}. \quad (103)$$

Поскольку

$$M_X \geq M_1 + M_2,$$

то с учётом (103) ДД с двумя цепочками в полной мере должна проявляться при $M_X \geq 8m_3 \cong 4\Delta$ или $M_X \geq 1,2\text{ГэВ}$. Если в дикварке валентные кварки делят импульс поровну $z=(1-z)=0,5$, то из (102) следует

$$Y_{21} = \ln\left\{\frac{\left(M_X^2 (1-x)(1-z)M\right)^{2/3}}{(x+\Delta)(1-x)(1-z)M^2}\right\}, \quad Y_{22} = \ln\left\{\frac{\left(M_X^2 (1-x)(1-z)M\right)^{2/3}}{z(1-x)(1-z)M^2}\right\}$$

Отсюда

$$\langle Y_{21} \rangle = \langle Y_{22} \rangle \cong \ln\left(\frac{M_X^{4/3}}{\langle x \rangle z^{1/3}}\right). \quad (104)$$

Различие цепочек по длине $\Delta Y = Y_{21} - Y_{22} = \ln(z/x)$ и, поскольку $\langle x \rangle \approx 0,27$, то $\Delta Y \approx \ln(5/3)$ т.е. образованная на дикварке цепочка оказывается более короткой.

Выражение (99) с учётом (103) позволяет найти полную множественность n_2 процесса ДД с двумя цепочками

$$n_2 = n_{21} + n_{22} \cong 2Y_2/y = K_{21} + K_{22} \ln(M_X^2) \quad (105)$$

с $K_{22} = 4/3K_2$ и $K_{21} = 2K_{11}$.

В случае дифракции с образованием трёх цепочек (Рис.19б, в) по аналогии с (102) можно получить выражения:

$$Y_{31} = \ln\left(\frac{M_X^2}{M_{23} m_1}\right) = \ln\left(\frac{M_{12}^2}{m_1 M_2}\right) = \ln\left(\frac{M_{13}^2}{m_1 M_3}\right) = \ln\left(\frac{M_1^2}{m_1 m}\right),$$

$$Y_{32} = \ln\left(\frac{M_X^2}{M_{12} m_2}\right) = \ln\left(\frac{M_{12}^2}{m_2 M_1}\right) = \ln\left(\frac{M_{23}^2}{m_2 M_3}\right) = \ln\left(\frac{M_2^2}{m_2 m}\right), \quad (106)$$

$$Y_{33} = \ln\left(\frac{M_X^2}{M_{12} m_3}\right) = \ln\left(\frac{M_{13}^2}{m_3 M_1}\right) = \ln\left(\frac{M_{23}^2}{m_3 M_2}\right) = \ln\left(\frac{M_3^2}{m_3 m}\right),$$

где M_i -эффективные массы соответствующих цепочек; M_{ik} -недостающие массы к j -ой цепочке; m -масса глюонного узла или морского кварка. Из (106) можно найти, что

$$M_1 = M_2 = M_3 = M_X^{4/7} m^{3/7}.$$

Тогда

$$\langle Y_3 \rangle \cong \ln\left(\frac{M_X^{8/7}}{(x + \Delta)m}\right), \quad (107)$$

а полная множественность во всех трёх цепочках

$$n_3 = n_{31} + n_{32} + n_{33} = 3Y_3/y = K_{31} + K_{32} \ln(M_X^2) \quad (108)$$

с $K_{32} = 12/7 K_{12}$ и $K_{31} = 3K_{11}$. Поскольку из-за кинематических ограничений топология с тремя цепочками возможна при $M_X \geq 9m$, то диссоциация протона с образованием трёх цепочек может начаться даже раньше диссоциации с двумя цепочками.

Так как при ДД нуклона $m_0 = M$, и на конце каждой цепочки имеется барион, то при диссоциации с одной цепочки $K_{12} = 0,38$, с двумя цепочками $K_{22} = 0,51$, а с тремя цепочками $K_{32} = 0,65$. Следовательно, полная множественность при ДД с образованием двух цепочек растёт быстрее чем при ДД с одной цепочкой, а при образовании трёх цепочек быстрее чем в процессе с двумя цепочками. На рис.18 кривые соответствуют вычисленным значениям $\langle Y \rangle$ на основе (91), (104), (107) (параметры модели совпадают с использованными для описания ер-взаимодействия и упругого дифракционного рассеяния). Из рисунка видно, что при энергии $\sqrt{s} \approx 6,6 \text{ ГэВ}$ протон диссоциирует преимущественно с образованием двух цепочек.

На рис.20 показано поведение средней множественности заряженных адронов в ер-взаимодействии (с образованием только одной цепочки) (97), в зависимости от кинематических переменных.

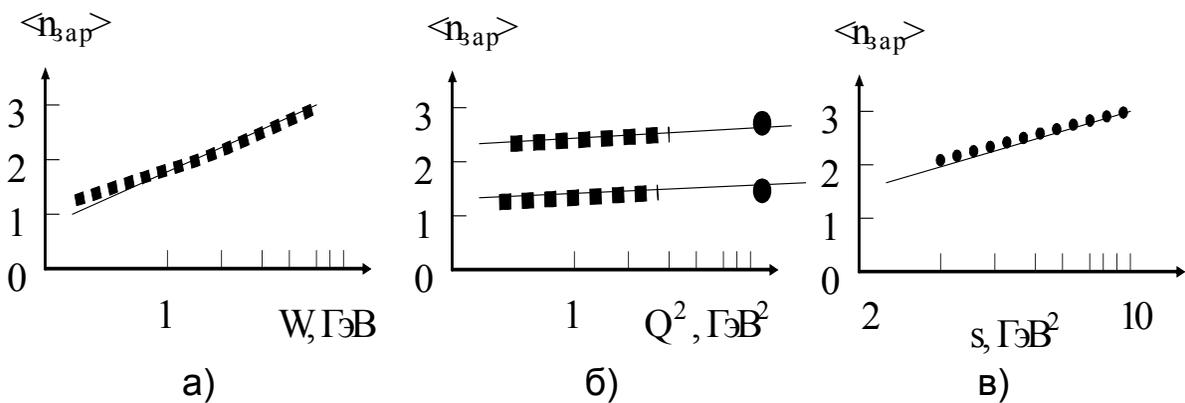


Рис.20 Зависимость средней множественности заряженных адронов в ер-взаимодействии $\langle n_{зар} \rangle$: а - от эффективной массы кластера W ; б – от инвариантного переданного импульса Q^2 (точки - экспериментальные данные [44] $1,3 < W < 1,6 \text{ГэВ}$, $2,2 < W < 2,8 \text{ГэВ}$); в – от полной энергии (точки - данные [45]). Сплошные линии представляют результаты расчёта по модели МСН.

Значение поперечного импульса вторичных адронов $p_{\perp} = 0,2 \text{ГэВ/с}$. Результаты получены с учётом рождения морских кварковых пар сорта $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ и $s\bar{s}$. Величина фактора подавления образования странных кварков в соответствии с работой [46] полагалась равной 0,3.

На Рис.21 приведены вычисленные по модели $\langle n_{зар}(M_x^2) \rangle$ для ДД с одной, двумя и тремя цепочками. Из рисунка видно, что до значений $M_x^2 \sim 20 \text{ГэВ}^2$ экспериментальные данные (дифракционные и недифракционные $\langle n_{зар}(s) \rangle$) хорошо ложатся на прямую линию, соответствующую образованию двух цепочек. При $M_x^2 > \square \text{ГэВ}^2$ согласно модели МСН открывается трёхцепочечный канал, который преобладает при энергиях ISR и SppS-коллайдера [47], [48].

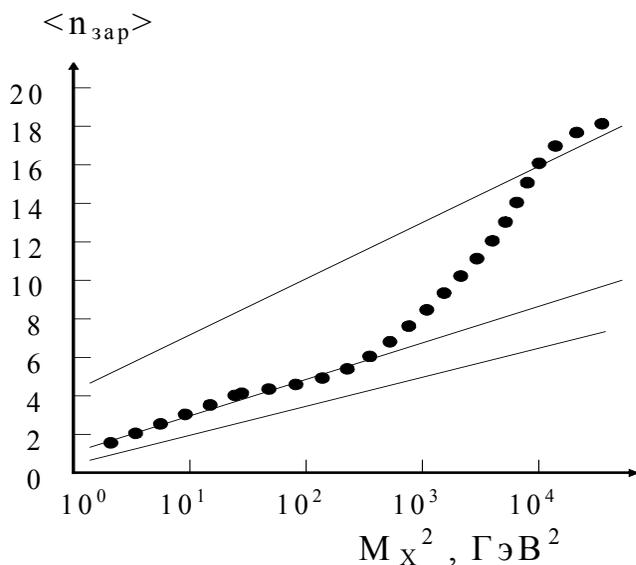


Рис.21 Зависимость средней множественности заряженных адронов от M_x^2 и числа цепочек. Сплошные линии (1,2,3) – модель МСН. Экспреиментальные данные: сплошные кружки-ДД в рр-взаимодействии при 102ГэВ/с и 405ГэВ/с [47], треугольники-недифракционные процессы [48] и кресты-ДД [48].

Таким образом, поведение экспериментальных значений $\langle n_{зар}(M_x^2) \rangle$ демонстрирует, что в процессах ДД нуклона происходит его расщепление. Такая возможность рассматривалась в работе [49], в

которой был проведён анализ поведения $\langle n_{\text{зар}}(M_X^2) \rangle$ в ДД с учётом различных топологий и поведения среднего значения электрического заряда конечного бариона в зависимости от массы дифракционного кластера $\langle Q_B(M_X^2) \rangle$. Там же было показано, что экспериментальные значения $\langle Q_B(M_X^2) \rangle$ соответствуют вкладу процессов ДД с двумя и тремя цепочками.

3 КНО скейлинг в модели МСН.

На основе (73) с учётом (99) нетрудно получить распределение по множественности при ДД нуклона с образованием одной цепочки

$$\frac{d\sigma^d}{dn} = C \left(e^{-n} \right)^{\alpha+1} \left(1 - e^{-n} \right)^\beta. \quad (109)$$

Это распределение имеет максимум при $n_{\text{макс}} = 0,5 \ln \left(\frac{\beta}{\alpha+1} \right)$. Для значений $\alpha=0,5 \div 0,75$ и $\beta=3,0$ получим $n_{\text{макс}}=0,9 \div 1,2$. Распределение (109) приводит к скейлингу функции [50]

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dn^*} (n^*), \quad (110)$$

с аргументом $n^* = n / \langle n \rangle$ и $\langle n \rangle = 1 / (\alpha + 1)$, т.е. КНО-скейлингу. В этом легко убедиться на основе (109)

$$\langle n \rangle = \frac{\int_0^N n \left(e^{-n} \right)^{\alpha+1} dn}{\int_0^N \left(e^{-n} \right)^{\alpha+1} dn} \cong \frac{1}{(\alpha + 1)}. \quad (111)$$

Таким образом, в модели МСН выражения для распределения по множественности (109) и (110) эквивалентны, а КНО скейлинг является математическим следствием распределения (109). Сам вид распределения (109) обусловлен физическими причинами, а именно, равномерным заполнением вторичными адронами пространства быстрот. Заметим, что функция КНО (110) имеет максимум при

$$n_{\text{макс}}^* = (\alpha + 1) \ln \left(\frac{\alpha + 1 + \beta}{\alpha + 1} \right) \cong 0,5$$

что соответствует экспериментальным данным [50.]. Таким образом, в модели МСН КНО скейлинг возникает как следствие формы кварковых распределений.

На рис.22 КНО распределение, полученное в модели на основе (110), сравнивается с экспериментом [50],[51]. Согласие подтверждает

зависимость характеристик вторичных адронов от вида кварковых распределений. Выражение (111) предсказывает рост средней множественности вторичных адронов с ростом энергии столкновения, поскольку $\alpha \rightarrow -1$, а это должно приводить к росту быстротного интервала (рис.18) и нарушению КНО скейлинга. За счёт первого множителя в (109) происходит уширение распределения по множественности.

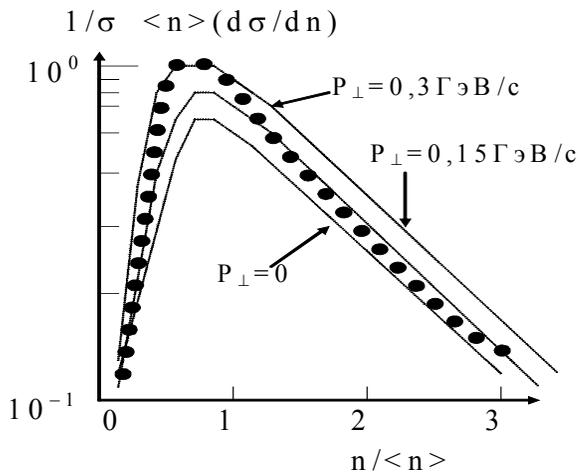


Рис.22 КНО-распределение в ДД. Пунктирные линии - предсказания модели МСН для различных p_{\perp} , точки - экспериментальные данные [50].

4 Множественность вторичных адронов в e^+e^- аннигиляции.

При e^+e^- -аннигиляции промежуточный фотон создаёт кварк-антикварковую пару, разделённую быстротным интервалом, который зависит от Q^2 , токовых масс кварков, а также релятивистских импульсов кварков в системе центра масс виртуального фотона (Рис.23).

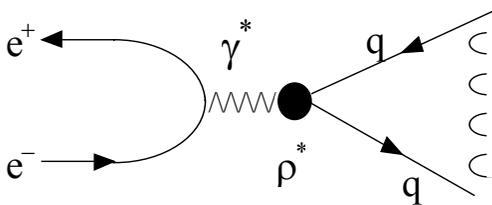


Рис.23 Процесс e^+e^- аннигиляции через виртуальный ρ -мезон с образованием одной цепочки.

Стадия фрагментации аналогична ДД адрона, согласно модели векторной доминантности преимущественно ρ -мезона, и может быть описана, аналогично диссоциации нуклона.

В соответствии с (90) (для простоты $\Delta=0$) быстротный интервал, разделяющий кварки, равен

$$Y = \ln \frac{Q^2}{k_q k_{\bar{q}}} = \ln \frac{1}{x(1-x)} \quad (112)$$

Если промежуточный адрон (адроподобный фотон) обладает мягкой структурой, аналогичной структуре протона в модели МСН, то дифференциальное сечение можно получить, используя замену

переменных (112) и кварковое распределение $q(x) \sim x^\alpha(1-x)^\beta$, с α и β данного адрона,

$$\frac{d\sigma}{dx} = f(x) \rightarrow \frac{d\sigma}{dY} \cong C(e^{-Y/y})^{\alpha+1} (1 - e^{-Y/y})^{\beta-1}. \quad (113)$$

Делая замену $Y/y=n$ получим

$$\frac{d\sigma}{dn} \cong C(e^{-n})^{\alpha+1} (1 - e^{-n})^{\beta-1}. \quad (114)$$

Сравнение (114) и (109) демонстрирует сходство распределений по множественности в ДД и e^+e^- -аннигиляции. Как и (109), выражение (114) приводит к КНО скейлингу приблизительно с тем же максимумом. Поскольку $m_0=m_p$ то быстрой интервал между соседними адронами (K_{12} в (100)) с учётом (96) в случае e^+e^- -аннигиляции равен

$$K_2^{e^+e^-} = \frac{1}{\ln\left(\frac{2m_p}{m_\pi}\right)} \cong 0,41 \quad (115)$$

Если в (115) вместо массы π -мезона подставить его поперечную массу (относительно цепочки) то из экспериментального значения величины $K_2^{e^+e^-} = 0,44$ [52] следует, что $m_\pi^\perp \cong 0,2\text{ГэВ}$, т.е. среднее значение поперечного импульса в цепочке $\langle p_\perp \rangle \cong 0,14\text{ГэВ/с}$. Таким образом, в модели МСН величина $K_2^{e^+e^-}$ имеет простой физический смысл, - в системе центра масс она равняется быстрой интервалу между вторичными адронами¹⁷. Экспериментальное значение $K_1^{e^+e^-} = 0,88$ [53] позволяет определить параметр α . Как следует из (100) (в пренебрежении Δ при больших энергиях)

$$\ln\left\{\frac{1}{\langle x \rangle \langle 1-x \rangle}\right\} = 2$$

При этом величина $\langle x \rangle \langle 1-x \rangle$ зависит от распределения кварков $q(x)$ в диссоциирующем адроне. При $q(x) \propto x^\alpha$ получим

$$\ln\left\{\frac{(2+\alpha)^2}{(1+\alpha)}\right\} = 2,$$

откуда следует $\alpha \cong -0,8$, что близко значению этого параметра для нуклона и γ^* в процессе $\gamma^* p$ с $\alpha \cong -0,78$ [8]. Мы видим, что виртуальный фотон в $e p$ -рассеянии и $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow h$ проявляет адроподобное поведение, и рождение вторичных адронов в e^+e^- -аннигиляции

¹⁷ Релятивистская модель мезона позволяет иным путём получить оценку быстрой интервала, разделяющего адроны (в простейшем случае только π -мезоны). В π -мезоне релятивистские импульсы кварков равны 17 и 24 МэВ/с [2], следовательно их разделяет интервал $y = [\ln(m_\pi^2 / (17*24))]^{-1} \cong 0,25$.

происходит по универсальному закону, характерному для мягких процессов, в которых кварковые распределения определяют характеристики вторичных адронов.

Таким образом, предположение о ближних корреляциях, приводящих к равномерному разрыву кварк-глюонной струны без привлечения дополнительных предположений о виде функции фрагментации позволяет воспроизвести основные черты процесса рождения вторичных адронов, согласно модели МСН универсально для процессов диссоциации протона и e^+e^- -аннигиляции. При этом, предложенная схема фрагментации возбуждённого протона делает его сходным с возбуждённым линейным осциллятором, поскольку возникающее распределение по множественности вторичных адронов совпадает с распределением Пуассона для числа квантов осциллятора.

Литература

- ¹ Roberts R.G. The structure of the proton. Cambridge.1999
- ² Soloviev L.D.Preprint IHEP 99-10.UDK 539.1.01.
- ³ Симонов Ю.А.//УФН,1996,Т.166,вып.4,С.360.
- ⁴ Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теор. физика. Т.1. Механика.
- ⁵ Fujimura K.,Kobayashi T.,Namiki M.
//Prog.Theor.Phys.1971.V.43.P.73;
//Prog.Theor.Phys.1970.V.44.P.193;
- ⁶ Landshoff P.V., Polkinghorn J.C.//Phys.Rep.1972.V.C5.P.1.
- ⁷ Brodsky S.J., Close F.E., Gunion J.F.
//Phys.Rev.1973.V.D9.P.3678.
- ⁸ Дементьев Р.К.,Зараменский М.И., Лейкин Е.М., Новокшанов Н.П.
//Я.Ф.1995.Т.58.№6.С.1071.
- ⁹ Исаев П.С. Квантовая электродинамика в области
высоких энергий.М.:Энергоиздат,1984.
- ¹⁰ Taylor R.E/Proc.19-th SLAC-398,1992,
Кендалл Г.У.//УФН,1991,Т.161.С.75,
Aubert J.J. et al.//Nucl.Phys.1985,V.B259.P189.
- ¹¹ Beg V.W. et al.//Phys Rev.Lett.1964.V.13.P.514;
Marpurgo G.//Physics.1965.V.2.P.95.
- ¹² Зотов Н.П., Русаков С.В., Царёв В.А.//
ФЗЧАЯ.1980. Т.11.Вып.5.С.1160.
- ¹³ Donnachi A.,Landshoff P.V.// Nucl.Phys.1984.V.B244.P.322.
// Nucl.Phys.1985.V.B267.P.690.
// Phys.Lett.1987.V.B192.P.309.
- ¹⁴ Jenkovszky L.L.et.al.// Z.Phys.1994.V.C63.P.131.
- ¹⁵ Kuraev E.A.,Lipatov L.N.,Fadin V.S.
// Phys.Lett.1975.V.B60.P.50.
- ¹⁶ Кайдалов А.Б.// Письма в ЖЭТФ.1980.Т.32.С.494.
Волковицкий П.Э.,Кайдалов А.Б.// Я.Ф.1980.Т35.С.1231.
- ¹⁷ Landshoff P.V.,Nachtmann O.// Z.Phys.1987.V.C35.P.405.
- ¹⁸ Cornwall J.M.// Phys.Rev.1982.V.D26.P.1453.
Halzen F.,Krein G.,Natale A.A.// Phys.Rev.1993.V.D47.P. 295.
- ¹⁹ Donnachi A.,Landshoff P.V.// Phys.Lett.1987.V.B185.P.403.
// Phys.Lett.1988.V.B207.P.319.
- ²⁰ Bethe H.A.// Ann.Phys.1958.V.3.P.190.
- ²¹ West G.B.,Yennie D.R.// Phys.Rev.1968.V.172.P.1413.
- ²² Kuraev E.A.,Lipatov L.N.,Fadin V.S.
// Phys.Lett.1975.V.B60.P.50.

-
- ²³ Blankenbecler R., Brodsky S.J., Gunion J.F.
// Phys.Lett.1972.V.B39.P.649.// Phys.Rev.1972.V.D6.P.2652.
Fleck S. et al.// Phys.Rev.1988.V.D38.P.1519.
Richard J.M.// Phys.Rep.1992.V.212P.1.
Anselmino M. et al.// Rev.Mod.Phys.1993.V.65.P.1199.
- ²⁴ Collins P.D.P., Gault F.D., Martin A.// Nucl.Phys.1974.V.B80.P.136.//
Nucl.Phys.1974.V.B83.P.241.
- ²⁵ Валл А.Н., Енковский Л.Л., Струмминский Б.И.//
ЭЧАЯ.1988.Т.19.Вып.1.С.180.
- ²⁶ Henzi R., Valin P.// Z.Phys.1985.V.C27.P.351.
Dorokhov A.E. et al., Preprint JINR-E2-137, 1991.
- ²⁷ Hwa R.C.// Phys.Rev.1980.V.D22.P.759.
- ²⁸ Кайдалов А.Б., Пономарев Л.А., Тер-Мартirosян К.А.
// Я.Ф.1986.Т.44, Вып.3(9).С.722.
- ²⁹ Amos N. et al. Preprint CERN-EP-94, 1985.
- ³⁰ Nagy E. et al.// Nucl.Phys.1979.V.B150.P.221.
- ³¹ Bozzo M. et al.// Phys.Lett.1984.V.B147.P.385.
Battiston R. et al.// Phys.Lett.1983.V.B.127.P.472.
Bozzo M. et al.// Phys.Lett.1985.V.B.155.P.197.
- ³² Landshoff P.V. Preprint, 1996. DAMTP-96/48.
- ³³ De Brion J.P. et al.// Phys.Lett.1974.V.B52.N.4.P.477.
- ³⁴ Батюня Б.В. и др.// Я.Ф.1983, Т.37, В.1, С.105.
- ³⁵ Albrow M.G. et al.// Nucl.Phys.1976, B108, P.1.
UA4 Coll.// Phys.Lett.1984.V.136B.N.3.P.217.
- ³⁶ Grard F. et al.// Phys.Lett.1975.V.B59.N.4.P.409.
Benecke J. et al.// Nucl.Phys.1974.V.B76.P.29.
- ³⁷ Левин Е.М., Шехтер В.М. Препринт ЛИЯФ-442, 1978.
- ³⁸ Лейкин Е.М., Новокшанов Н.П.// Я.Ф.1997.Т.60.№10.С.1842.
- ³⁹ Vaier R. et al.// Z.Phys.1979.V.C.2.P.265.
- ⁴⁰ Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теор. Физика.Т3. Квантовая механика.
“Наука”.Москва.1974.
- ⁴¹ Miller A.H.// Phys.Rev.Lett.1970.V.D4.P.150.
Бьёркен Дж.Д. // ЭЧАЯ. 1973.Т.4. Вып.3. С.704.
- ⁴² Дементьев Р.К., Коржавина И.А, Лейкин Е.М., Новокшанов Н.П.
// Я.Ф., 1994, Т.57, ?6, С.1036.
- ⁴³ Thome W., et al.// Nucl.Phys.1977.V.B.129.P.365.
- ⁴⁴ Chen C.K. et al.// Nucl/Phys.1978.V.B.133.P.13.
- ⁴⁵ Taylor R.E. Preprint SLAC-PUB-1613, 1975.
- ⁴⁶ Anisovich V.V., Shekhter V.M.// Nucl.Phys.1973.V.B.55.P.455.
- ⁴⁷ De Brion J.P. et al.// Phys.Lett.1974.V.B52.N.4.P.477.
- ⁴⁸ Breakstone A. et al.// Phys.Rev.1984,V.D30,P.528.
UA4 Coll.// Phys.Lett.1986.V.166B.N.4.P.459.
- ⁴⁹ Дементьев Р.К., Коржавина И.А., Лейкин Е.М., Новокшанов Н.П.
// Вестн.Моск.Ун-та.Сер3. Физика. Астрономия.1986.Т.27.С.73.

-
- ⁵⁰ Koba Z.,Nielsen H.B.,Olesen P.//Nucl.Phys.1972.B40.C.317.
Carruthers P.,Shin C.C.1987,LA-UR-87-1655.
- ⁵¹ Collins P.D.P.,Gault F.D.,Martin A.
// Nucl.Phys.1974.V.B83.P.241.
- ⁵² Witten E.//Nucl.Phys.1979.V.B160.№1.P.57.
- ⁵³ Review of Particle Properties.//Phys.Rev.1994,V.D.P

**Евгений Моисеевич Лейкин
Николай Павлович Новокшанов**

**СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АДРОНОВ
В МОДЕЛИ МСН**

**ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ АДРОННЫХ СЕЧЕНИЙ
(ЧАСТЬ 1)**

Препринт НИИЯФ МГУ - 2005-25/791

Работа поступила в ОНТИ 26.10.2005 г.