

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

539.12.01

**АДДИТИВНАЯ КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ  
И ПРОЦЕССЫ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ*****В. В. Анисович, М. Н. Кобринский, Ю. Нир, Ю. М. Шабельский****Памяти Владимира Михайловича Шехтера***СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение . . . . .	553
2. Кварковая структура адронов — одетые кварки . . . . .	556
а) Магнитные моменты адронов, радиационные распады векторных мезонов	556
б) Массы адронов . . . . .	557
в) Взаимодействия адронов при высоких энергиях и кварковая аддитивность	558
г) Множественное рождение адронов: пространственно-временная картина	561
д) Структура множественного рождения в адрон-адронных столкновениях	564
е) Адрон-ядерные столкновения . . . . .	567
ж) Нарушение масштабной инвариантности в области фрагментации адронов при высоких энергиях . . . . .	570
3. Кварковая статистика . . . . .	571
а) Соотношение между выходами различных вторичных частиц . . . . .	571
б) Состав адронных ансамблей $B_{ij}$ , $B_i$ , $B$ и $M_j$ , $M$ . . . . .	575
в) Проверка правил кварковой статистики . . . . .	580
г) Инклузивные спектры и средние множественности вторичных частиц . . . . .	581
д) Инклузивные спектры в адрон-ядерных столкновениях . . . . .	587
4. Заключение . . . . .	591
Цитированная литература . . . . .	592

**1. ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время не вызывает сомнений кварк-глюонная структура адронов — рождение кварковых и глюонных струй фактически наблюдалось в процессах  $e^+e^-$ -аннигиляции и в глубоко неупругих столкновениях. Согласно современным представлениям теория взаимодействия кварков и глюонов — квантовая хромодинамика — должна описывать взаимодействие адронной материи как на больших, так и на малых расстояниях. Принято думать, что КХД позволит объяснить явление конфайнмента кварков и глюонов. Асимптотическая свобода в КХД не только дает теоретическое обоснование партонной модели, но и позволяет рассчитывать отклонения от нее. В рамках теории возмущений КХД оказывается возможным рассчитать характеристики большого количества процессов жестких взаимодействий.

Разумным способом действий в области физики мягких процессов, где пертурбативные методы непосредственно не применимы, представляется путь феноменологии, базирующйся на КХД. В настоящее время такой путь кажется достаточно перспективным. Он привел к существенному прогрессу в целом ряде разделов адронной физики — прежде всего в спектроскопии ад-

ронов (как обычных — легких, так и очарованных). Другая область, где такой подход оказался весьма эффективным, — это физика мягких адронных столкновений при высоких энергиях, а также релятивистская ядерная физика.

Феноменология мягких процессов существенным образом базируется на понятии «одетый кварк». Такое понятие перекидывает мостик от современных описаний к модели夸арков 60-х годов<sup>1-4</sup> и позволяет понять ее успехи. Стандартным предположением здесь является гипотеза о малых размерах одетых夸арков по сравнению с размерами адронов. В этом случае можно говорить о квазиядерной структуре адронов<sup>5</sup>): адроны состоят из двух (мезоны) или трех (барионы) пространственно разделенных одетых夸арков, подобно тому как легкие ядра состоят из нуклонов. Одетый кварк следует представлять себе, как некоторый кластер кварк-глюонной материи, состоящий из валентного夸арка, глюонов и морских夸арков и антикварков<sup>6-11</sup>. Гипотеза о сравнительно малых размерах одетых夸арков оказалась весьма плодотворной при рассмотрении мягких процессов.

Спектроскопия легких адронов<sup>12,13</sup> основана на использовании одетых夸арков с массами  $m_u \approx m_d \approx 300 - 360$  МэВ,  $m_s - m_u \approx 150$  МэВ. Те же величины масс夸арков позволяют в рамках квазиядерной структуры адронов вычислять магнитные моменты барионов<sup>2</sup> и ширины радиационных распадов векторных мезонов<sup>14-16</sup>. И хотя здесь наблюдаются некоторые расхождения с предсказаниями, в целом согласие выглядит вполне разумным.

Квазиядерная структура адронов должна приводить к аддитивности процессов взаимодействия адронов при высоких энергиях (импульсное приближение). Аддитивная модель, примененная к адрон-адронным столкновениям, дает, в согласии с экспериментом, отношение полных сечений в NN- и  $\pi N$ -столкновениях<sup>17,18</sup>

$$\frac{\sigma_{\text{tot}}^{\text{NN}}}{\sigma_{\text{tot}}^{\pi N}} = \frac{3}{2}. \quad (1)$$

Измерения полных сечений взаимодействия странных гиперонов с нуклонами также разумно согласуются с предсказаниями модели.

Весьма впечатляющие аргументы в пользу аддитивного характера взаимодействия одетых夸арков дают адрон-ядерные столкновения<sup>19-30</sup>. Квазиядерная структура адронов позволяет вычислить отношения множественностей вторичных адронов в центральной области для NA- и  $\pi A$ -столкновений при высоких энергиях и приводит при  $A \rightarrow \infty$  к результату<sup>19</sup>

$$\frac{\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{NA}}}{\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\pi A}} = \frac{3}{2}. \quad (2)$$

Вычисления отношений выходов вторичных частиц в области фрагментации налетающего адрона базируются только на значениях величины кварк-нуклонного сечения  $\sigma_{\text{inel}}^{qN} = \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}/3$  и плотности распределения нуклонов в ядрах. Все соотношения, полученные таким образом<sup>22,24,28</sup>, хорошо согласуются с опытными данными.

Вопрос о соотношении размеров одетых夸арков  $r_q$  и адронов  $R_h$  является одним из наиболее важных для рассматриваемой квазиядерной картины. Оценки  $r_q$ , полученные из различных данных по адрон-адронным соударениям, дают несколько отличающиеся значения, но все они укладываются в интервал<sup>6,31-36</sup>

$$\frac{1}{30} \leq \frac{r_q^2}{R_h^2} \leq \frac{1}{5}, \quad (3)$$

т. е. согласно всем оценкам размеры одетых夸арков заметно меньше размеров адронов.

<sup>5</sup>) Термин «квазиядерная модель» предложен Липкином<sup>5</sup>.

Типичной точностью при описании экспериментальных данных в кварковой модели является согласие на уровне 20—30%. Отклонения такого порядка действительно наблюдаются в ряде случаев (например, магнитные моменты  $\Sigma$ - и  $\Xi$ -гиперонов<sup>37,38</sup>, отношения полных сечений  $\sigma_{tot}^{NN}/\sigma_{tot}^{\pi N}$ ); однако в других случаях для большого класса явлений согласие оказывается значительно лучшим (например, расщепления масс в барионных мультиплетах). Здесь можно только полностью присоединиться к мнению, высказанному в<sup>39</sup>: «Это есть область, полная загадок... Загадка в том, почему нерелятивистская кварковая модель работает так хорошо и почему, с другой стороны, иногда не работает».

Бесспорно, что кварковая модель, базирующаяся на предположении о существовании одетых кварков, в целом согласуется с опытом, если под этим понимать точность не выше 20%. Однако очевидно также и то, что понимаемая буквально гипотеза о квазиядерной структуре адронов не способна описать некоторые (возможно, весьма характерные) детали структуры адронов. Понять причины этого означало бы сделать весьма существенный шаг и в понимании физики мягких процессов. Путь здесь лежит не только в теоретическом исследовании причин, по которым может (или не может) иметь место обсуждаемая квазиядерная структура адронов, но и в расширении сферы применимости модели кварков — исследование новых областей, бесспорно, должно дать возможность понять новые аспекты кварковой структуры адронов.

Предположение о квазиядерной структуре адронов поднимает ряд проблем, главная из которых — в какой степени гипотеза о пространственно разделенных одетых кварках совместима с КХД. Необходимо понять, не противоречит ли КХД существование в адроне двух характерных размеров — радиуса адрона и радиуса одетого кварка.

Обсуждалось несколько возможных причин возникновения второго характерного размера в КХД. Высказывалось предположение (В. Г. Грибов, 1979 г., частное сообщение), что малый размер одетого кварка связан с существованием сравнительно тяжелых глюболов<sup>40</sup> или эффективных массивных глюонов с массой  $M_g$ <sup>41-43</sup>. В этом случае радиус эффективного взаимодействия одетого кварка за счет т-канальных обменов тяжелыми глюонными состояниями будет порядка  $1/M_g$ .

Другая возможность связана с существованием в вакууме КХД флюктуаций инстантонного типа. Согласно модели<sup>36</sup> возникновение одетых кварков может быть обусловлено наличием инстантонов с характерным размером  $r_q$ .

Хотя в настоящее время причины возникновения двух характерных размеров еще не ясны с достаточной определенностью, имеются некоторые наводящие соображения; малый радиус одетого кварка, по-видимому, обусловлен малым эффективным радиусом чисто глюонного взаимодействия, а радиус адронов связан со сравнительно большим размером области кварковых взаимодействий. Большая масса глюболов или большая эффективная масса глюонов — все это может представлять собой отражение одного явления: радиус конфайнмента глюонов заметно меньше радиуса конфайнмента кварков.

В последние годы гипотеза о квазиядерной структуре адронов существенно расширила область своего применения. Эта гипотеза, дополненная правилами кварковой статистики<sup>44,45</sup>, позволила описать большую совокупность экспериментальных данных по множественному рождению при высоких энергиях с точностью, характерной для кварковой модели (т. е. порядка 20%). Одна из целей настоящего обзора — дать систематическое изложение этого подхода и кратко сравнить его с существующими в настоящее время альтернативными моделями множественного рождения — моделью рекомбинации<sup>46-49</sup>, схемой дуальной топологической унитаризации<sup>50-55</sup> и фрагментационной моделью, разработанной в Лунде<sup>56,57</sup> (более полную библиографию можно найти в этих работах, см. также ниже).

Другая цель обзора — рассказать кратко о ситуации в целом: для того чтобы понимать, в какой мере гипотеза о квазиядерной структуре адронов отражает реальность, необходимо иметь достаточно ясное представление как об успехах, так и о трудностях модели.

## 2. КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА АДРОНОВ — ОДЕТЫЕ КВАРКИ

### а) Магнитные моменты адронов, радиационные распады векторных мезонов

Исторически первым серьезным успехом квазиядерной кварковой модели адронов было вычисление в рамках этой модели магнитных моментов барионов<sup>2</sup>.

Предполагая, что магнитный момент одетого кварка равен стандартной дираковской величине  $\mu_q = e_q/(2m_q)$ , а массы несторанных одетых кварков равны 1/3 массы нуклона,  $m_u = m_d = 1/3m_N$ , можно в «нерелятивистском приближении» вычислить магнитные моменты протона и нейтрона. Экспериментальное значение магнитного момента  $\Lambda$ -гиперона позволяет определить массу странного кварка,  $m_s/m_u = 3/2^*$ , после чего можно вычислить и магнитные моменты других странных гиперонов. Сравнение полученных результатов с данными эксперимента проведено в табл. I. Согласие во всех случаях

Таблица I

Магнитные моменты барионов  
(в ядерных магнетонах)

Частица	Предсказание кварковой модели <sup>2</sup>	Эксперименталь- ное значение <sup>5,8</sup>
p	3	2,79
n	-2	-1,91
$\Lambda$	-0,67	$-0,61 \pm 0,01$
$\Sigma^+$	2,89	$2,36 \pm 0,01$
$\Sigma^-$	-1,11	$-1,17 \pm 0,03$
$\Xi^0$	-1,56	$-1,25 \pm 0,01$
$\Xi^-$	-0,56	$-0,69 \pm 0,04$

Таблица II

Значения  $\sqrt{\Gamma(V \rightarrow P + \gamma)}$  (кэВ<sup>1/2</sup>)  
для распадов векторных мезонов

Распад	Предсказание кварковой модели <sup>14-16</sup>	Эксперимен- тальное значение <sup>6,8</sup>
$\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$	34,6	$28,1 \pm 1,6$
$\rho \rightarrow \pi \gamma$	11,0	$8,2 \pm 0,4$
$\rho^0 \rightarrow \eta \gamma$	8,4	$8,1 \pm 0,9$
$\phi \rightarrow \eta \gamma$	10,4	$8,3 \pm 0,6$
$K^{*+} \rightarrow K^+ \gamma$	7,0	$7,1 \pm 0,4$
$K^{*0} \rightarrow K^0 \gamma$	13,7	$8,7 \pm 2,0$

типичное для кварковых моделей: отклонение теоретических значений от экспериментальных не превышает 20—30%.

Эти отклонения предсказаний кварковой модели от эксперимента достаточно широко обсуждались (см., например, <sup>37,38</sup>); имеются различные подходы к их интерпретации и различные точки зрения на статус кварковой модели в этом пункте.

Те же значения магнитных моментов кварков позволяют вычислять ширины радиационных распадов векторных мезонов  $\Gamma(V \rightarrow P + \gamma)$  (см. табл. II, в которой приведены значения  $\sqrt{\Gamma(V \rightarrow P + \gamma)}$ , пропорциональные магнитным моментам кварков). Согласие с экспериментом здесь на том же уровне, что в табл. I. Примечательно, что магнитные моменты кварков в мезонах и барионах оказываются одинаковыми — это показывает, что одетые кварки в адронах являются относительно независимыми объектами типа квазичастиц.

<sup>2</sup>) Это отношение масс одетых кварков соответствует разности масс  $m_s - m_u \approx 150$  МэВ, что хорошо согласуется с оценкой разности масс точечных u- и s-кварков в КХД.

## б) Массы адронов

Спектроскопия традиционно служила источником богатой информации о структуре частиц. Не составляют исключения и адроны, спектроскопия которых дала и до сих пор продолжает давать сведения об их кварковой структуре. К наилучшему описанию расщеплений масс адронов привело предположение Де Рухулы, Джорджи и Глэшоу<sup>59</sup> о том, что основной эффект здесь возникает из-за короткодействующего глюонного обмена между составляющими (одетыми) кварками. Согласно<sup>59</sup> взаимодействие двух кварков в барионе или мезоне в случае орбитального момента  $L = 0$  имеет вид

$$\langle V_{\text{Breit}} \rangle_{L=0} = A \cdot \frac{8\pi}{3} \frac{\sigma_1 \sigma_2}{m_1 m_2} |\psi(0)|^2, \quad (4)$$

где  $A$  равно  $4\alpha_s/3$  для мезона (М) и  $2\alpha_s/3$  для бариона (В),  $\alpha_s$  — постоянная кварк-глюонного взаимодействия,  $m_i$  и  $\sigma_i$  — масса и оператор спина кварка, а  $|\psi(0)|^2$  — квадрат кварковой волновой функции при  $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$  (в случае бариона проинтегрированный по  $\mathbf{r}_3$ ). Фактически весь коэффициент перед  $\sigma_1 \sigma_2 / m_1 m_2$  является феноменологическим параметром, но его знак определен однозначно. Расщепления масс адронов в низших S-волновых SU(6) мультиплетах, обусловленные взаимодействием (4), сравниваются с экспериментом, в табл. III. Хорошее согласие получено при значениях  $|\psi_M(0)|^2 =$

Таблица III

Расщепление масс в низших барионном и мезонном мультиплетах (МэВ), обусловленное взаимодействием (4) с параметрами  $|\psi_B(0)|^2 = |\psi_M(0)|^2$ ,  
 $m_u = m_d = 360$  МэВ,  $m_s/m_u = 3/2$ ,  $b_M/2 = b_B = (8\pi/3)A$ ,  $|\psi_B(0)|^2 =$   
 $= 1,6 \cdot 10^6$  МэВ<sup>3</sup>

	Расчет <sup>59</sup>	Эксперимент <sup>58</sup> (в среднем по изомультиплетам)		Расчет <sup>59</sup>	Эксперимент <sup>58</sup> (в среднем по изомультиплетам)
$m_\Delta - m_N$	300	295	$m_{\Xi^*} - m_\Xi$	200	217
$m_\Sigma - m_\Lambda$	68	77	$m_\rho - m_\pi$	600	632
$m_{\Sigma^*} - m_\Lambda$	267	274	$m_K^* - m_K$	400	398

$= |\psi_B(0)|^2$ , т. е. вероятность «столкновения» двух кварков в мезоне и барионе оказалась одинаковой.

В рамках нерелятивистской кварковой модели можно пойти дальше и предположить, что массы барионов описываются простой формулой, основанной на взаимодействии (4):

$$m_B = \sum_i m_i + b_B \sum_{i < j} \frac{\sigma_i \sigma_j}{m_i m_j}, \quad (5)$$

где  $b_B = (8\pi/3)A |\psi_B(0)|^2$ . Такая формула хорошо описывает массы всех барионов 56-плета (см. табл. IV). Однако для мезонов такая же формула рабо-

Таблица IV

Массы барионов S-волнового 56-плета (МэВ). Параметры формулы (5) — те же, что в табл. III

Частица	Расчетная масса по формуле (5)	Эксперимент (среднее по изомультиплету) <sup>58</sup>	Частица	Расчетная масса по формуле (5)	Эксперимент (среднее по изомультиплету) <sup>58</sup>
N	930	937	$\Sigma^*$	1377	1384
$\Delta$	1230	1232	$\Xi$	1329	1318
$\Sigma$	1178	1193	$\Xi^*$	1529	1533
$\Lambda$	1110	1116	$\Omega$	1675	1672

тает хуже — теоретические значения систематически превышают экспериментальные на величину порядка 100 МэВ. Это можно видеть, например, из сравнения соотношения кварковой модели  $(1/2) [ (1/4)m_\pi + (3/4)m_\rho ] = = (1/3) [ (1/2)m_N + (1/2)m_\Delta ]$  с экспериментом. Вклад взаимодействия (4) в правой и левой частях этого равенства сокращается, и результат должен быть равен массе u- или d-кварка; экспериментальные значения левой и правой частей равны 303 и 363 МэВ соответственно. Таким образом, средние массы одетых кварков в мезонах и барионах оказываются разными, но отклонения не особенно велики: как и в предыдущем разделе, мы видим, что в кварковой модели нередко можно получить расхождение с опытом порядка 20%.

Дальнейший прогресс в описании статических свойств адронов в рамках потенциальной модели кварков был достигнут в работах<sup>60,61</sup>. Там было учтено также сверхтонкое кварк-кварковое взаимодействие, возникающее при обмене глюоном (взаимодействие магнитных дипольных моментов кварков) и добавлено к потенциальному слагаемое типа потенциала осциллятора, обеспечивающее «невылетание» кварков. В этой модели удалось успешно описать массы и ширины распадов возбужденных барионов (70-плета с  $L = 1$  и некоторых более высоких мультиплетов), а также улучшить описание статических свойств низших барионов (например, вычислить зарядовый радиус нейтрона).

Взаимодействие типа (4) дает разумные результаты и для расщепления масс очарованных адронов. Так, из (4) следует, что

$$\frac{m_{D^*} - m_D}{m_\rho - m_\pi} \approx \frac{m_u}{m_c},$$

что неплохо согласуется с экспериментом.

Таким образом, статические свойства адронов хорошо описываются в кварковой модели с взаимодействием типа (4), которое может возникать при обмене эффективным «тяжелым глюоном». Наличие такого короткодействующего взаимодействия является аргументом в пользу того, что с одетыми кварками можно работать как с реальными объектами малых размеров.

Другой интересный результат анализа данных адронной спектроскопии, важный для нашего дальнейшего рассмотрения, состоит в том, что кварковые функции для мезонов и барионов оказываются примерно одинаковыми:  $|\Psi_m(0)|^2 \approx |\Psi_b(0)|^2$ .

### в) Взаимодействия адронов при высоких энергиях и кварковая аддитивность

Напомним хорошо известные аргументы в пользу импульсного приближения в адронных соударениях при высоких энергиях, подтверждающие гипотезу квазиядерной структуры адронов. Важным следствием этого приближения является соотношение Левина — Франкфурта (1)<sup>17,18</sup> для полных

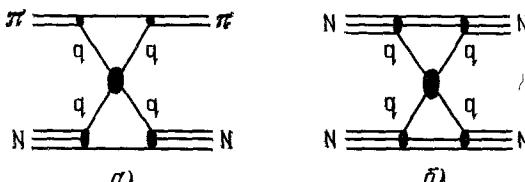


Рис. 1. Упругое пион-нуклонное (а) и нуклон-нуклонное (б) рассеяния в кварковой квазиядерной модели.

сечений. Диаграммы рис. 1 приводят не только к (1), но и дают соотношения для дифференциальных сечений πN- и NN-рассеяния<sup>62</sup>:

$$\frac{d\sigma(\pi p \rightarrow \pi p)}{dt} = |a_{qq}(t)|^2 F_p^2(t) F_\pi^2(t), \quad (6)$$

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow pp)}{dt} = |a_{qq}(t)|^2 F_p^4(t),$$

где  $F_p(t)$  и  $F_\pi(t)$  — формфакторы протона и пиона соответственно, а  $a_{qq}(t)$  — амплитуда упругого рассеяния кварков. Для достаточно высоких начальных энергий можно считать, что амплитуды взаимодействия кварков и антакварков одинаковы,  $a_{qq}(t) = a_{q\bar{q}}(t) = a_{\bar{q}q}(t)$ .

Экспериментальный статус соотношения (1) ясен из рис. 2: согласие имеется на уровне 10—15%-ной точности. С ростом энергии согласие улучшается. Такой же вывод следует и из анализа дисперсионных соотношений<sup>63</sup>, который показывает, что в области  $p \sim 10^3$  ГэВ/с (где прямые измерения отсутствуют)  $\sigma_{tot}^{pp}$  растет быстрее, чем  $\sigma_{tot}^{pp}$ .

В области умеренно высоких энергий можно пренебречь размерами одетых кварков по сравнению с размерами адронов (т. е. зависимостью  $a_{qq}(t)$  от  $t$  в (6)). В этом случае зависимость  $d\sigma/dt$  от  $t$  определяется только формфакторами сталкивающихся частиц. При  $p_{lab} \approx 10-20$  ГэВ/с такое поведение действительно наблюдается на опыте.

В доступной в настоящее время области энергий амплитуда взаимодействия странного кварка заметно отличается от амплитуд взаимодействия нестранных кварков. Это приводит к соотношениям между сечениями рассеяния гиперонов на нуклонах:

$$\sigma_{\Lambda N} - \sigma_{p N} \approx \sigma_{\Sigma N} - \sigma_{p N} \approx \frac{1}{2} (\sigma_{\Xi N} - \sigma_{p N}). \quad (7)$$

Экспериментальные данные при  $p_{lab} = 135$  ГэВ/с<sup>64</sup> дают значения этих разностей

$$\begin{aligned} \sigma_{pp} - \sigma_{\Sigma-p} &= 4,3 \pm 0,3 \text{ мбарн,} \\ \sigma_{pp} - \sigma_{\Xi-p} &= 9,1 \pm 0,3 \text{ мбарн,} \\ \sigma_{pn} - \sigma_{\Sigma-n} &= 5,3 \pm 0,4 \text{ мбарн,} \\ \sigma_{pn} - \sigma_{\Xi-n} &= 9,2 \pm 0,5 \text{ мбарн.} \end{aligned}$$

Они хорошо согласуются с соотношением (7).

Оценка размеров одетого кварка в рамках гипотезы квазиядерной структуры адронов позволяет проверить самосогласованность этой гипотезы. Радиус одетого кварка можно оценить по значению полного сечения рассеяния адронов, выражая его через полное сечение кварк-кваркового рассеяния в соответствии с диаграммами рис. 1. При умеренно высоких энергиях  $\sigma_{tot}(qq) \approx \sigma_{tot}(NN)/9 \approx 4,5$  мбарн. Предполагая, что полное сечение рассеяния кварков определяется их геометрическими размерами:  $\sigma_{tot}(qq) \approx \approx 2\pi (2r_q)^2$ , мы получим<sup>32</sup>  $r_q^2 \approx 0,5$  ГэВ<sup>-2</sup>.

Другой способ оценки радиуса одетого кварка основан на рассмотрении упругого рассеяния адронов. В рамках реджевской параметризации адронных амплитуд можно записать для упругой кварк-кварковой амплитуды выражение  $|a_{qq}(t)|^2 = A \exp[2\alpha'_p t \ln(s/s_0)]$ , где  $A$  и  $s_0$  — некоторые константы, а  $\alpha'_p$  — наклон траектории Померанчука. С точки зрения кварковой модели величина  $\alpha'_p \ln(s/s_0)$  характеризует размеры сталкивающихся кварков. Если принять, что величина  $|a_{qq}(t)|^2$  (см. (6)) определяет размеры одетых кварков так же, как величина  $F_p(t)$  определяет размер нуклона, получим  $r_q^2 \approx 3\alpha'_p \ln(s/s_0)$ . По экспериментальным оценкам величина  $\alpha'_p$  находится в пределах  $\alpha'_p \approx 0,1 - 0,3$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup>; если, как это часто делают, принять  $s_0 \approx 1$  ГэВ<sup>2</sup>, то при  $s \approx 10^2 - 10^3$  ГэВ<sup>2</sup> получим оценку  $r_q^2/R_p^2 \approx 1/3 \div 1/12$ . Од-

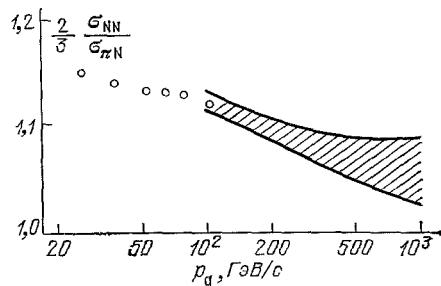


Рис. 2. Экспериментальный статус соотношения (1).

Кружками показаны результаты прямых измерений, запятыханным коридором — предсказания<sup>63</sup> ( $p_q$  — импульс кварка в лаб. системе,  $p_q = p_\pi/2 = p_N/3$ )

нако если учесть, что величина  $s_0$  фактически характеризует область энергий  $s > s_0$ , где доминируют амплитуды с обменом полюсами Редже, более правдоподобным кажется значение  $s_0 \approx 20-50 \text{ ГэВ}^2$ ; в этом случае получим  $r_q^2/R_p^2 \approx 1/5-1/20$ . Это отношение должно увеличиваться с ростом энергии. В рамках той же реджевской параметризации можно попытаться выделить экспоненциальную зависимость амплитуды  $a_{qq}(t)$  на фоне степенного поведения формфакторов непосредственно из данных по упругому рассеянию

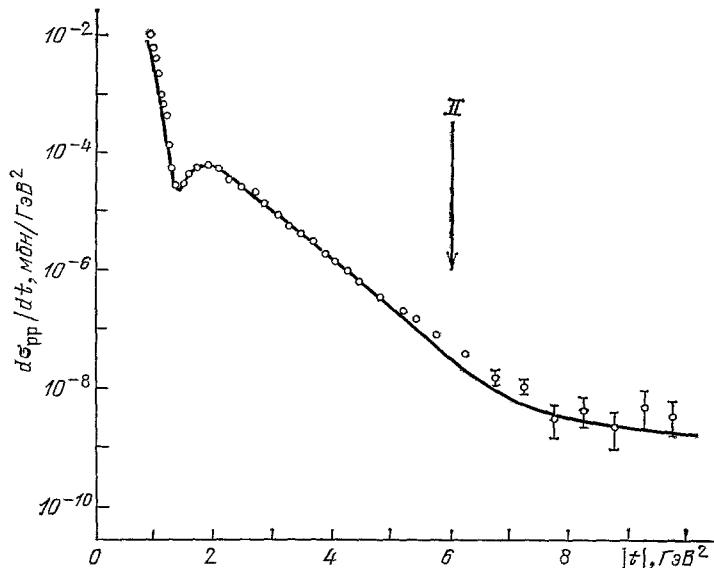


Рис. 3. Описание упругого pp-рассеяния при больших  $|t|^{74}$  в кварковой модели <sup>72</sup>.

адронов (такой метод был предложен в <sup>65</sup>). Из данных по  $d\sigma(pp \rightarrow pp)/dt$  и  $d\sigma(pp \rightarrow \pi p)dt$  было найдено <sup>32</sup>  $r_q^2/R_p^2 \approx 1/10-1/20$ .

Оценка величины  $r_q^2$  по соотношению между дифракционными и абсорбционными процессами дает <sup>35</sup>  $r_q^2 \approx 1,2-1,8 \text{ ГэВ}^{-2}$ , т. е.  $r_q^2/R_p^2 \approx 1/10$ .

Видно, что хотя разные способы оценки приводят к различным значениям радиуса одетого кварка, во всех случаях оказывается  $r_q^2 \ll R_p^2$ . Этот важный результат позволяет судить о степени самосогласованности гипотезы квазиядерной структуры адронов.

В литературе имеются оценки размеров одетых кварков, основанные на анализе данных из жестких процессов, однако эти оценки не являются пока вполне определенными. Данные по рождению лептонных пар с большими эффективными массами и по рождению адронов с большими поперечными импульсами приводят, в зависимости от модельного способа обработки, к значению  $r_q^2/R_p^2$  в интервале от  $1/5$  до  $1$  <sup>31,34,66</sup>. Модельно независимая оценка величины  $r_q^2/R_p^2$ , полученная на основе сравнения с расчетами в рамках КХД данных по корреляционной функции в глубоко неупругих соударениях (твист четвертого порядка), указывает скорее на  $r_q^2/R_p^2 \approx 1/5$  <sup>67</sup>.

Квазиядерная структура адронов предполагает наличие поправок к импульсному приближению, связанных с многократными взаимодействиями кварков и соответствующими теневыми эффектами. Анализ упругого рассеяния с учетом этих поправок предпринимался в течение многих лет (см. <sup>68-73</sup> и ссылки в этих работах). Учет повторных столкновений кварков приводит к характерному поведению дифференциального сечения упругого рассеяния адронов. На рис. 3 в качестве примера показано упругое сечение  $d\sigma(pp \rightarrow pp)/dt$ , рассчитанное с учетом теневых поправок. Стрелкой II на этом рисунке показано значение  $t$ , где мог проявиться второй дифракционный

минимум. (Его отсутствие связывалось в <sup>72</sup> с большой величиной реальной части амплитуды при  $|t| > 2$  ГэВ<sup>2</sup>.)

Однако хорошее описание упругого сечения в кварковой модели при  $|t| > 0,5$  ГэВ<sup>2</sup> с учетом эффектов многократного рассеяния в действительности нельзя считать вполне удовлетворительным. До сих пор не удавалось получить согласующегося с экспериментом описания  $d\sigma / dt$  (pp  $\rightarrow$  pp) одновременно в области малых и больших  $|t|$ . Невозможность такого описания в рамках обычной квазиядерной модели адронов отмечалась ранее (П. Э. Волковицкий, А. М. Лапидус, К. А. Тер-Мартиросян, 1979 г., частное сообщение). Теневые поправки обычного типа дают больший вклад в амплитуду pp-рассеяния, чем в амплитуду lr-рассеяния, из-за большего числа кварков в протоне. Таким образом, учет многократных перерассеяний кварков приводит к уменьшению величины отношения (1), т. е. к  $\sigma_{tot}^{pp} / \sigma_{tot}^{lr} < 3/2$ , тогда как на опыте ситуация прямо противоположная:  $\sigma_{tot}^{pp} / \sigma_{tot}^{lr} \approx 1,6 - 1,65$  (см. рис. 2). Из анализа теневых поправок в процессах рассеяния на дейтроне известно, что при высоких энергиях учет неупругого экранирования приводит к появлению антитеневых поправок <sup>75,76</sup>. Однако в случае дейтрона неупругие вклады всегда меньше упругих. Возможность объяснения большой величины отношения  $\sigma_{tot}^{pp} / \sigma_{tot}^{lr}$  имеется в модели <sup>36</sup> с «зернистой» инстанционной структурой вакуума КХД. В этой модели возникает сильное притяжение кварка и антикварка в состоянии с  $J^P = 0^-$ . Наличие у псевдоскалярных мезонов с 20—30%-ной вероятностью «пассивной» компоненты с заэкранировавшими друг друга (и поэтому слабо взаимодействующими с другими частицами) кварками могла бы снять обсуждавшееся противоречие. Определенные заключения о многократных кварк-кварковых соударениях можно было бы сделать из анализа дифракционного рассеяния адронов на ядрах <sup>77</sup>. Пока неясно, согласуется ли гипотеза о существовании «пассивной» компоненты у пионов с экспериментом, достаточных данных здесь нет.

Главный вывод, который можно сделать из анализа данных по взаимодействиям адронов при высоких энергиях, остается прежним — в рамках 20%-ной точности гипотеза квазиядерной структуры адронов подтверждается на опыте.

г) Множественное рождение адронов:  
пространственно-временная картина

Квазиядерная структура адронов приводит к весьма характерной пространственно-временной картине процесса множественного рождения адронов. Этот процесс идет через три достаточно хорошо разделенные во времени стадии: стадия КХД-кварков и глюонов, стадия одетых кварков и стадия адронов. Возможность такого временного разделения этапов процесса рождения базируется на понятии времени формирования. Это понятие, введенное довольно давно <sup>78-80</sup> (см. обсуждения в обзоре <sup>29</sup>), является одним из основных положений кварк-парточной гипотезы <sup>81,82</sup>. С точки зрения обсуждаемой здесь структуры адронов является важным то, что образование составных систем также характеризуется своим временем формирования.

Обсудим в качестве примера образование вторичных частиц в глубоко неупругом лептон-нуклонном столкновении. Виртуальный фотон (или слабовзаимодействующий векторный бозон) взаимодействует с одним из кварков-парточек нуклона и выбивает его. Остаются два кварка-спектатора и «раненый» одетый кварк, из которого был выбит партон. Летящий в направлении виртуального фотона кварк-партон порождает струю новых кварков-парточек и глюонов, затем она переходит в струю одетых кварков, и наконец, на последнем этапе одетые кварки сливаются в адроны, наблюдаемые на опыте. Оценим время существования промежуточных этапов процесса множественного рождения: стадии кварков-парточек и глюонов и стадии одетых

кварков. Время образования одетого кварка в его системе покоя должно определяться его радиусом  $r_q$ . Если этот кварк движется с испульсом  $p$ , то соответствующее время будет порядка  $r_q p/m$ , где  $m \approx 0,3-0,4$  ГэВ — масса одетого кварка. Это, очевидно, и есть время существования облака кварков-партона и глюонов. (Естественно, медленные кварки-партоны и глюоны «клластеризуются» в одетые кварки раньше, чем быстрые.)

Время существования облака одетых кварков определяется временем их слияния в адроны. Для составных систем время их формирования — порядка времени, в течение которого происходит «столкновение» конституентов, т. е. порядка  $\tau_0 \sim R/v$ , где  $R$  — радиус системы, а  $v$  — средняя скорость конституентов. Поскольку в составных системах  $v \sim 1/(mR)$ , то  $\tau_0 \sim R^2/m$ .

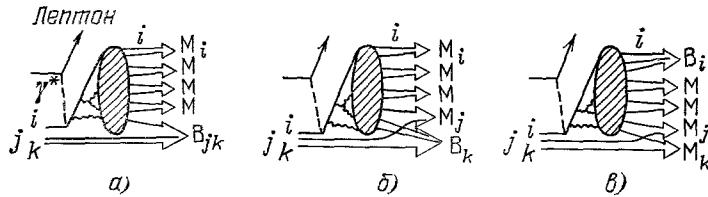


Рис. 4. Рождение адронов в глубоконеупротом столкновении.

Импульсы частиц в лаб. системе возрастают снизу вверх, адроны  $B_{jk}$ ,  $B_k$ ,  $M_j$ ,  $M_k$  — самые медленные, а  $B_i$  и  $M_i$  — самые быстрые. Процесс адронизации в этой системе также идет снизу вверх; первыми переходят в адроны кварки  $q_j$ ,  $q_k$ , последним — кварк  $q_i$ .

Таким образом, быстрые адроны формируются из одетых кварков за время порядка  $R^2 p$ . Это значит, что стадия существования облака одетых кварков длится заметно дольше времени их образования, т. е. стадии кварков-партона и глюонов (численно в фактор  $mR$  ( $R/r_q$ )  $\approx 4-5$ , который в квазидерной модели считается параметрически большим). Тогда можно думать, что представление о мягком обесцвечивании и мягкой адронизации одетых кварков разумно согласуется в квазидерной картиной строения адронов. Действительно, за время существования облака одетых кварков успевает родиться большое число новых  $q\bar{q}$ -пар, и в этом облаке устанавливается некоторое равновесие. В результате для каждого кварка вероятность найти подходящих партнеров для перехода в адрон определяется статистическими факторами, а существенной перестройки импульсных распределений не происходит.

Вернемся к обсуждению множественного рождения в глубоко неупротом лептон-нуклонном столкновении. В системе покоя нуклона-мишени кварки-спектаторы почти покоятся, поэтому в соответствии со сказанным выше они должны адронизоваться первыми. «Раненый» кварк и медленная компонента кварков-партона и глюонов рождают за время порядка  $r_q$  одну или две подходящие по цвету пары, после чего кварки-спектаторы  $q_j$  и  $q_k$  переходят в барион  $B_{jk}$  (рис. 4, а), либо в мезон  $M_j$  и барион  $B_k$  (рис. 4, б), либо в два мезона  $M_j$  и  $M_k$  (рис. 4, в). Вновь родившиеся одетые кварки не идут в среднем каких-либо выделенных квантовых чисел (являются морскими составляющими кварками или антикварками:  $q$  или  $\bar{q}$ ).

После адронизации кварков-спектаторов цветовые квантовые числа их оказались в более быстрой части струи. Далее, за время порядка  $R_p^2$  адронизуются более быстрые морские составляющие кварки, а «неподходящие» квантовые числа передаются вверх по мультипериферической гребенке. В последнюю очередь адронизуется область токовой фрагментации. Так как процесс адронизации происходил последовательно (снизу вверх на рис. 4), то в области токовой фрагментации автоматически оказываются квантовые числа, обеспечивающие рождение белых адронных состояний. В этой области морские составляющие кварки объединяются с составляющим кварком

$q_i$ , который имеет квантовые числа выбитого кварка-партона. Если при этом по мультипериферической цепочке не происходит передача барионного заряда, то рождается мезон  $M_i = q_i\bar{q}$  (см. рис. 4, а, б), если такая передача происходит, то рождается барион  $B_i = q_iqq$  (см. рис. 4, в).

Рассматриваемая картина адронизации не является инвариантной, так как в различных системах отсчета время адронизации каких-либо частей струи будет разным. Это является общим свойством всех мультипериферических процессов <sup>82</sup>, однако имеет место ковариантность, т. е. свойства конечных физических состояний не зависят от выбора системы координат.

Аналогичным образом происходит адронизация в  $e^+e^-$ -аннигиляции. Виртуальный  $\gamma$ -квант рождает пару точечных партонов (кварк и антискварк),

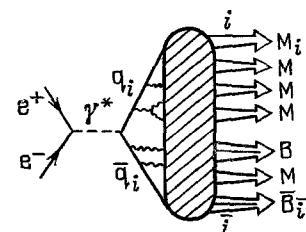


Рис. 5. Процесс рождения адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции.

Вначале рождаются КХД-кварки и глюоны, затем формируется облако одетых кварков (заштрихованная область), и, наконец, одетые кварки сливаются в адроны.

разлетающихся в с. ц. и. в противоположные стороны. Эта пара рождает новые кварки-партоны и глюоны, которые превращаются затем в одетые кварки. Последние далее объединяются друг с другом в адроны. В итоге возникают две струи адронов, разлетающихся в противоположных направлениях (если, конечно, на ранних стадиях процесса не излучались жесткие глюоны, которые могут инициировать образование других струй). Здесь, как и в глубоко

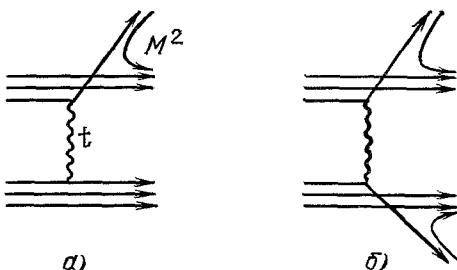


Рис. 6. Дифракционная диссоциация одного (а) и обоих (б) сталкивающихся нуклонов в квазиядерной кварковой модели.

неупругом столкновении, также имеются фрагментационные адроны ( $M_i$  и  $\bar{B}_i$  на рис. 5), несущие квантовые числа первоначальных кварков-партонов, и морские адроны ( $M$  и  $B$ ), не имеющие выделенных квантовых чисел.

Одним из наиболее важных свойств обсуждаемой пространственно-временной картины является существование механизма мягкой адронизации и мягкого обесцвечивания. При последующем описании процессов множественного рождения мы получим аргументы, указывающие на существование этих механизмов. Однако увидеть прямые проявления их можно в процессах дифракционной диссоциации адронов.

Процесс дифракционной диссоциации происходит за счет упругого рассеяния кварков и последующего рождения одной или нескольких кварк-антискварковых пар <sup>83,84</sup> (рис. 6). Если рождение новой кварк-антискварковой пары происходит «мягко», то в процессе рис. 6, а переданный импульс неравнавившемуся нуклону должен быть с достаточным хорошей точностью равен импульсу, переданному кварку другого нуклона, т. е. рожденному им мезону <sup>84</sup>. Для слабо связанных составных систем (в пределе нулевой энергии

связи) должно выполняться соотношение между квадратом эффективной массы развалившейся системы,  $M^2$ , и квадратом переданного нуклону импульса,  $t$ :  $M^2 = M_0^2 + 2|t|$ , где  $M_0$  — некоторая эффективная масса системы диссоциировавших夸克ов. В реальных случаях буквально такого равенства нет, однако следует ожидать, что в спектре дифракционной диссоциации  $d^2\sigma/dM^2dt$  должен наблюдаться максимум для фиксированного  $t$  при  $M^2 = M_0^2 + 2|t|$ . Существование такого сдвига максимума в спектрах  $d^2\sigma/dM^2dt$  подтверждается экспериментальными данными (рис. 7, 8).

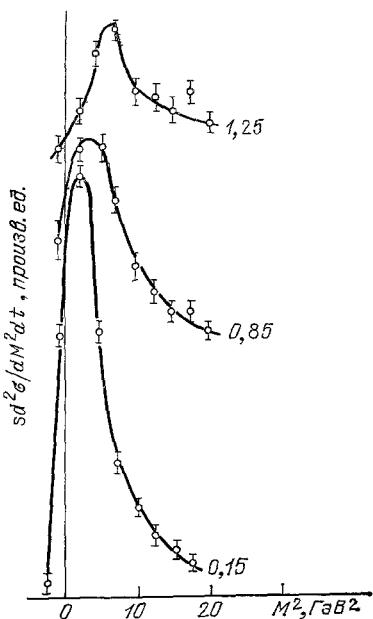


Рис. 7. Зависимость спектра масс дифракционной диссоциации нуклона от переданного импульса  $|t| = 0,15$ ; 0,85 и 1,25 ГэВ<sup>2</sup> при  $s = 549$  ГэВ<sup>2</sup><sup>85</sup>.

Рисунок взят из работы <sup>84</sup>.

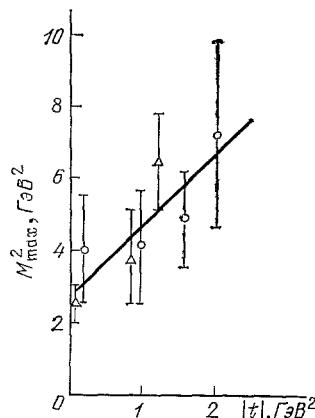


Рис. 8. Зависимость положения максимума спектра масс дифракционной диссоциации нуклона от переданного импульса.

Явление мягкой адронизации должно приводить в процессах дифракционной диссоциации к целому ряду других корреляционных эффектов, наблюдение которых также представляет несомненный интерес.

#### д) Структура множественного рождения в адрон-адронных столкновениях

При учете квазиядерной структуры адронов процесс множественного рождения в адрон-адронных столкновениях является фактически процессом рождения夸克ов в夸克-кварковом соударении <sup>86</sup> (рис. 9). Отличительной

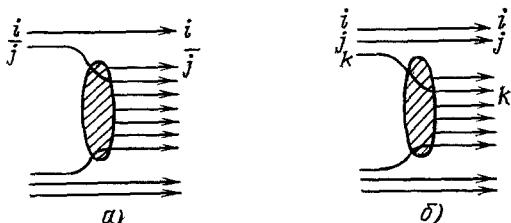


Рис. 9. Неупругое пион-нуклонное (а) и нуклон-нуклонное (б) соударения в квазиядерной кварковой модели.

особенностью такой структуры адронных столкновений является спектраторный механизм образования вторичных фрагментационных частиц. Каждый из одетых夸克ов в налетающем протоне несет около 1/3 импульса, а в мезоне — около 1/2 импульса, поэтому адроны, включающие в свой состав эти

кварки-спектаторы, формируют наиболее быструю область спектра вторичных частиц.

Обсудим более подробно состав вторичных частиц в нуклон-нуклонном и мезон-нуклонном соударениях.

Пусть налетающий барион  $B_{ijk}$  состоит из трех одетых кварков  $i, j$  и  $k$ , причем квark  $k$  взаимодействует, а кварки  $i$  и  $j$  остаются спектаторами. При этом возможны два случая. Квark  $k$  может рассеяться упруго, но вызвать

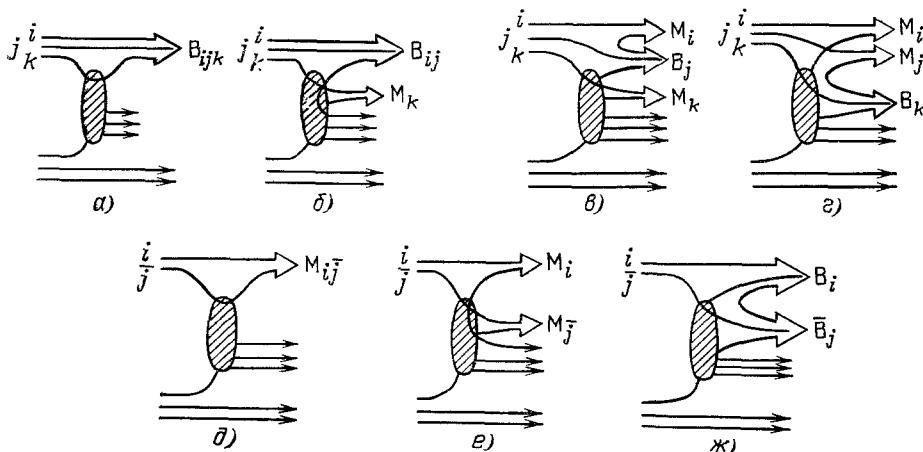


Рис. 10. Рождение вторичных частиц в неупругих нуклон-нуклонных ( $а — е$ ) и мезон-нуклонных ( $д — ж$ ) столкновениях.

дифракционную диссоциацию мишени. Затем кварки  $i, j$  и  $k$  снова объединяются в исходный барион  $B_{ijk}$  ( $x \geq 0.9$ ), т. е. произойдет неупругое дифракционное рассеяние  $B_{ijk}N \rightarrow B_{ijk}X$ , вероятность которого,  $\Delta$ , составляет  $10 — 12\%$  (рис. 10,  $а$ ). Во втором случае (рис. 10,  $б — е$ ), с вероятностью  $1 — \Delta$  квark  $k$  провзаимодействует истинно неупругим образом и рождается достаточно много квark-антиквакровых пар. Среди всех конечных квакров имеется один выделенный,  $k'$ , с квантовыми числами начального квакра  $k$  (этот квакр  $k'$  мы в дальнейшем будем называть меченым).

Квакки-спектаторы  $i, j$  и меченный квакр  $k$  переходят в адроны, сливаясь с вновь родившимися (морскими) одетыми квакрами. Мягкая адронизация и мягкое обесцвечивание предполагают при этом, что в процессах подхваты на рис. 10,  $б — е$  не возникает никаких малостей. Тогда импульсы вторичных фрагментационных адронов будут в основном определяться импульсами квакров-спектаторов. Барионы  $B_{ij}$  (см. рис. 10,  $б$ ), в состав которых входят два квакка-спектатора, заполняют область  $x \sim 2/3$ . Барионы  $B_i, B_j$  и мезоны  $M_i, M_j$  с одним квакком-спектатором (см. рис. 10,  $в, г$ ) попадают в область  $x \sim 1/3$ . Адроны, в состав которых входит меченный квакр,  $B_k$  и  $M_k$  (см. рис. 10,  $б — е$ ), имеют, как правило,  $x \sim 1/6 — 1/12$ .

Наконец, самая медленная часть спектра формируется адронами, не включающими в себя квакки с выделенными квантовыми числами. Эти, морские, адроны доминируют в области  $x \leq 0.1 — 0.05$ .

Таким образом, в общем случае барион  $B_{ijk}$  может переходить в различные вторичные частицы:

$$B_{ijk} \rightarrow \Delta B_{ijk} + \tilde{\xi}_1 B_{ij} + \tilde{\xi}_2 (B_i + B_j) + \tilde{\xi}_3 (M_i + M_j) + \\ + \tilde{\xi}_4 B_k + \tilde{\xi}_5 M_k + \text{морские адроны } (M, B, \bar{B}). \quad (8)$$

Коэффициенты здесь являются вероятностями перехода (или средними множественными). Они связаны условиями сохранения полной вероятности

при адронизации кварков-спектаторов ( $\Delta + \tilde{\xi}_1 + \tilde{\xi}_2 + \tilde{\xi}_3 = 1$ ) и меченого кварка ( $\Delta + \tilde{\xi}_4 + \tilde{\xi}_5 = 1$ ), а также сохранения барионного заряда ( $\Delta + 2\tilde{\xi}_2 + \tilde{\xi}_1 + \tilde{\xi}_4 = 1$ ). В итоге для неупругого взаимодействия бариона получаем

$$\begin{aligned} B_{ijk} \rightarrow \Delta B_{ijk} + & \quad x \geq 0, 9, \\ + (1 - \Delta) \xi_i B_i + & \quad x \sim 2/3, \\ + (1 - \Delta) [\xi_2 (B_i + B_j) + (1 - \xi_1 - \xi_2) (M_i + M_j)] + & \quad x \sim 1/3, \\ + (1 - \Delta) [(1 - \xi_1 - 2\xi_2) B_k + (\xi_1 + 2\xi_2) M_k] + & \quad x \sim 1/6 - 1/12, \\ + N(s) [dM + B + \bar{B}] & \quad x \leq 0, 1. \end{aligned} \quad (9)$$

Последние два слагаемых здесь описывают вклад морских частиц. Он определяется двумя параметрами,  $N$  и  $d$ , описывающими среднюю множественность в центральной области и соотношение между вторичными мезонами и барионами в этой области.

Рассмотрим теперь случай пучка  $\pi$ - или  $K$ -мезонов, состоящих из кварка  $i$  и антикварка  $\bar{j}$ . Здесь может родиться всего четыре типа вторичных адронов

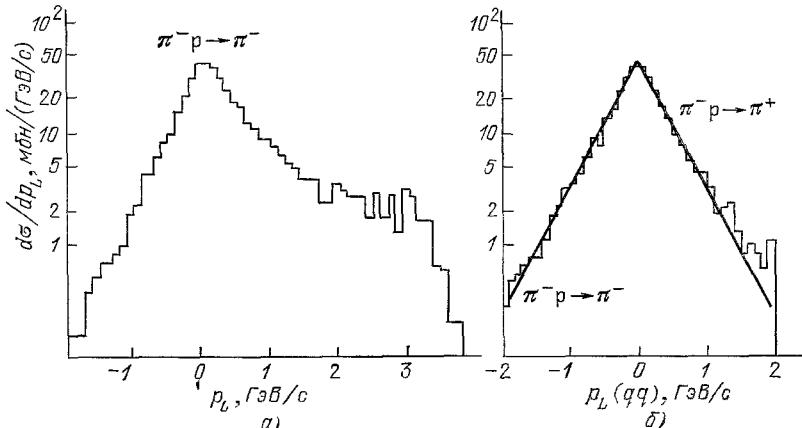


Рис. 11. Распределения вторичных  $\pi^-$ -мезонов, рождающихся в  $\pi^-p$ -соударениях при 25 ГэВ/с<sup>87</sup>, по продольным импульсам в системе центра масс  $\pi^-p$  (a) и в системе центра масс сталкивающихся кварков (b).

(см. рис. 10,  $\partial = \eta$ ) — дифракционные  $M_{i\bar{j}}$ , спектаторные ( $x \sim 1/2$ ), меченные ( $x \sim 1/4 - 1/8$ ) и морские. Вероятности соответствующих переходов определяются коэффициентами  $\delta \approx 0,08 - 0,1$  (вкладом дифракционной диссоциации) и  $\eta$ , определяющим отношение барионов к мезонам среди спектаторных и меченых адронов. В результате имеем

$$\begin{aligned} M_{i\bar{j}} \rightarrow \delta M_{i\bar{j}} + & \quad x \geq 0, 9, \\ + \frac{1-\delta}{2} [\eta (B_i + \bar{B}_{\bar{j}}) + (1 - \eta) (M_i + M_{\bar{j}})] + & \quad x \sim \frac{1}{2}, \\ + \frac{1-\delta}{2} [\eta (B_i + \bar{B}_{\bar{j}}) + (1 - \eta) (M_i + M_{\bar{j}})] + & \quad x \sim \frac{1}{4} - \frac{1}{8}, \\ + N(s) (dM + B + \bar{B}) & \quad x \leq 0, 15. \end{aligned} \quad (10)$$

Отметим, что квазиядерная структура адронов приводит к интересному следствию для спектров вторичных частиц в мезон-нуклонных столкновениях. Спектры вторичных мезонов в мезон-нуклонных столкновениях не являются симметричными в с. ц. и. сталкивающихся адронов, так как кварки в ме-

зоне и нуклоне несут различные доли полного импульса (это видно из сравнения (9) и (10)). Однако симметрия должна восстанавливаться в с. ц. и. и кварк-кваркового взаимодействия — такое восстановление симметрии наблюдалось в эксперименте (см., например, <sup>87-89</sup> и рис. 11).

В целом ряде работ образование адронов трактуется как непосредственный переход (рекомбинационный <sup>46-49, 90-95</sup> или фрагментационный <sup>50, 51, 96</sup>) кварков-партонон в адроны. В таком подходе оказалось возможным (в рамках некоторых дополнительных предположений) описать рождение вторичных пионов и каонов, однако рассмотрение фрагментационных барионов встречает трудности. Эти трудности являются отражением того факта, что в таких моделях возникает проблема роли глюонов в процессе формирования адронов. Такой проблемы нет при описании процесса множественного рождения на языке одетых (составляющих) кварков. Рассмотрение адронизации на стадии одетых кварков становится в последнее время популярным как в рекомбинационных <sup>10</sup>, так и во фрагментационных <sup>56, 57, 97</sup> моделях.

### е) А д р о н - я д е р н ы е с т о л к н о в е н и я

Очень важную возможность проверки спектаторного механизма фрагментации адронов предоставляют <sup>19-30</sup> неупругие адрон-ядерные соударения при высоких энергиях. При достаточно высоких энергиях возникающая в адрон-ядерном соударении специфическая картина фрагментации пучка не искажается чисто ядерными эффектами: как объяснялось ранее, время формирования вторичных адронов пропорционально их импульсам, так что быстрые фрагментационные адроны формируются за пределами ядра и не могут поэтому вызвать вторичные взаимодействия.

Эффекты вторичных взаимодействий позволяют получить информацию о параметре времени формирования одетого кварка, традиционно записываемого в форме  $t = p/\mu^2$  <sup>98</sup>. Согласно различным оценкам, основанным на анализе экспериментальных данных,  $\mu^2 \lesssim 0,3 \text{ ГэВ}^2$  <sup>99</sup>,  $\mu^2 \approx 0,5 \text{ ГэВ}^2$  <sup>100</sup> и  $\mu^2 = 0,7 \text{ ГэВ}^2$  <sup>24</sup>. Напомним, что в разделе 4 было получено значение  $\mu^2 = m_q/r_q \sim 0,2 - 0,4 \text{ ГэВ}^2$ , которое разумно согласуется с оценками <sup>99, 100</sup>.

Подробное рассмотрение адрон-ядерных взаимодействий проводилось в обзоре <sup>29</sup>. Здесь мы обсудим лишь некоторые результаты, в которых наиболее отчетливо проявляется квазиядерная кварковая структура адронов.

В адрон-адронном соударении в импульсном приближении сталкивается только одна пара кварков — по одному из налетающей частицы и мишени. Когда адрон сталкивается с тяжелым ядром, его составляющие могут взаимодействовать с различными нуклонами ядра независимо друг от друга; таким образом, появляются взаимодействия с участием нескольких кварков быстрой частицы. Для реальных ядер (даже при  $A \sim 200$ ) часть составляющих кварков может с заметной вероятностью пройти сквозь ядро без взаимодействия. Число кварков, прошедших сквозь ядро без взаимодействия, определяет множественность фрагментационных адронов в области больших значений  $x$ .

В столкновении бариона с ядром возможны три различных процесса: один кварк взаимодействует, два проходят сквозь ядро (рис. 12, а): два кварка взаимодействуют, один проходит сквозь ядро (рис. 12, б) и все три кварка взаимодействуют (рис. 12, в). В мезон-ядерном соударении с ядром может взаимодействовать один (рис. 12, г) или оба (рис. 12, д) составляющих кварка пучка.

Вероятности этих процессов могут быть вычислены, если задано распределение плотности ядерной материи и сечение неупрого взаимодействия кварка с нуклоном:

$$\sigma_q \equiv \sigma_{inel}^{qN} \approx \frac{1}{3} \sigma_{inel}^{NN} \approx \frac{1}{2} \sigma_{inel}^{\pi N} \approx 10 \text{ мбарн.} \quad (11)$$

Вероятности этих процессов можно записать в виде <sup>22</sup>

$$V_h^h = \frac{n!}{(n-k)! k! \sigma_{\text{prod}}^{\text{hA}}} \int d^2 b e^{-(n-k)\sigma_q T(b)} (1 - e^{-\sigma_q T(b)})^k, \quad (12)$$

где  $k$  — число взаимодействующих夸克ов, а  $h$  — начальный адрон, состоящий из  $n$ 夸克ов ( $n = 2$  для мезонов и  $n = 3$  для барионов). Функция  $T(b)$  выражается через плотность распределения нуклонов в ядре:

$$T(b) = A \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(b, z), \quad 4\pi \int_{-\infty}^{\infty} dr \rho(r) r^2 = 1 \quad (13)$$

( $r = \sqrt{b^2 + z^2}$ ). Сечения  $\sigma_{\text{prod}}^{\text{hA}}$  имеют для адрон-ядерных соударений тот же смысл, что неупругое сечение для адрон-адронных соударений, и получаются из условия нормировки  $\sum_i V_i^h(A) = 1$ :

$$\sigma_{\text{prod}}^{\text{hA}} = \int d^2 b (1 - e^{-n\sigma_q T(b)}). \quad (14)$$

Значения вероятностей  $V_i^h(A)$ , вычисленные на основе функций ядерной плотности, найденных по  $eA$ -столкновениям <sup>101</sup> для пучков  $p$ ,  $\pi$  и  $K$ , приведе-

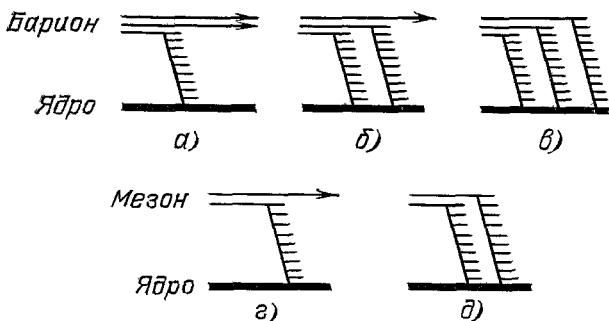


Рис. 12. Неупругие столкновения барионов (a — e) и мезонов (e, d) с ядрами в квазидерной夸克овой модели.

ны в работах <sup>22,102</sup>. Для легких ядер доминируют процессы с взаимодействием одного составляющего夸克а (см. рис. 12, a, e); однако даже для ядра Be вероятность процесса рис. 12, b с двумя взаимодействующими夸克ами не мала (около 25%). Для  $A \sim 100$  вероятности всех трех процессов фрагментации протона оказываются одного порядка.

Вычисленные вероятности  $V_i^h(A)$  позволяют получать отношения множественностей в различных областях адрон-ядерных соударений.

Если взаимодействующие одетые夸克 рождают вторичные частицы независимо, то множественность в центральной области в случае процессов рис. 12, b, d будет вдвое выше, чем в процессах рис. 12, a, e, а в случае процесса рис. 12, e — втройе выше. Тогда для отношения множественностей вторичных частиц в  $pA$ - и  $\pi A$ -соударениях в центральной области получаем <sup>21</sup>:

$$R_0 \left( \frac{pA}{\pi A} \right) = \frac{\langle n \rangle_{pA}}{\langle n \rangle_{\pi A}} = \frac{V_1^p + 2V_2^p + 3V_3^p}{V_1^\pi + 2V_2^\pi} = \frac{3}{2} \frac{\sigma_{\text{prod}}^{\pi A}}{\sigma_{\text{prod}}^{pA}}. \quad (15)$$

Для тяжелых ядер  $\sigma_{\text{prod}}^{\pi A} / \sigma_{\text{prod}}^{pA} \approx 1$ , и мы получаем соотношение (2). Сравнение  $R_0(pA/\pi A)$  с экспериментом приведено на рис. 13.

Рождение быстрых вторичных частиц с  $x \sim 1/2$  в пион-ядерных и пион-нуклонных соударениях определяется одним и тем же процессом с взаимодействием одного夸克а налетающего пиона (см. рис. 9, a и 12, e). Поэтому отношение множественностей вторичных фрагментационных частиц в  $\pi A$ - и

пр-столкновениях в области  $x \sim 1/2$  не зависит от  $x$  и равно <sup>22</sup>

$$R_{1/2} \left( \frac{\pi A}{\pi p} \right) = \left( \frac{1}{\sigma_{\text{prod}}^{\pi A}} \frac{d^3 \sigma_{\pi A \rightarrow h}}{d^3 p} \right) \left( \frac{1}{\sigma_{\text{inel}}^{\pi p}} \frac{d^3 \sigma_{\pi p \rightarrow h}}{d^3 p} \right)^{-1} = V_1^{\pi}(A). \quad (16)$$

В случае пучка нуклонов рождение вторичных нуклонов с  $x \sim 2/3$  также идет преимущественно за счет процессов рис. 9, б и 12, а. В случае же рождения на ядре мезонов с  $x \sim 1/3$  могут давать вклад также и процессы рис. 12, б. В результате получаем <sup>22</sup>

$$\begin{aligned} R_{2/3} \left( \frac{pA}{pp} \right) &= \left( \frac{1}{\sigma_{\text{prod}}^{pA}} \frac{d^3 \sigma_{pA \rightarrow B}}{d^3 p} \right) \left( \frac{1}{\sigma_{\text{inel}}^{pp}} \frac{d^3 \sigma_{pp \rightarrow B}}{d^3 p} \right)^{-1} = V_1^p(A), \\ R_{1/3} \left( \frac{pA}{pp} \right) &= \left( \frac{1}{\sigma_{\text{prod}}^{pA}} \frac{d^3 \sigma_{pA \rightarrow M}}{d^3 p} \right) \left( \frac{1}{\sigma_{\text{inel}}^{pp}} \frac{d^3 \sigma_{pp \rightarrow M}}{d^3 p} \right)^{-1} = V_1^p(A) + \frac{4}{5} V_2^p(A). \end{aligned} \quad (17)$$

Рис. 14 демонстрирует степень выполнения соотношений (16) и (17) в эксперименте.

До сих пор мы обсуждали спектры в области  $x \lesssim 0,8$ . Интересную возможность изучать многократные упругие рассеяния одетых кварков дают процессы типа  $p + A \rightarrow p + X$  и  $\pi + A \rightarrow \pi + X$  при  $x \gtrsim 0,90 - 0,95$ .

При малых переданных импульсах  $q^2$  в процессах взаимодействия с ядрами доминирует вклад однократного рассеяния кварков (рис. 15, а). С возрастанием  $q^2$  становятся существенными также вклады процессов

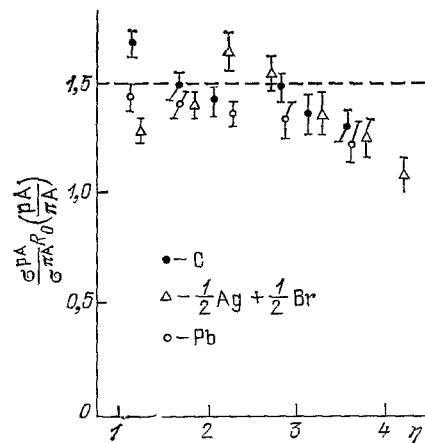


Рис. 13. Экспериментальная проверка соотношения (15)<sup>21</sup>.

Штриховая линия — предсказание квазидерной модели.

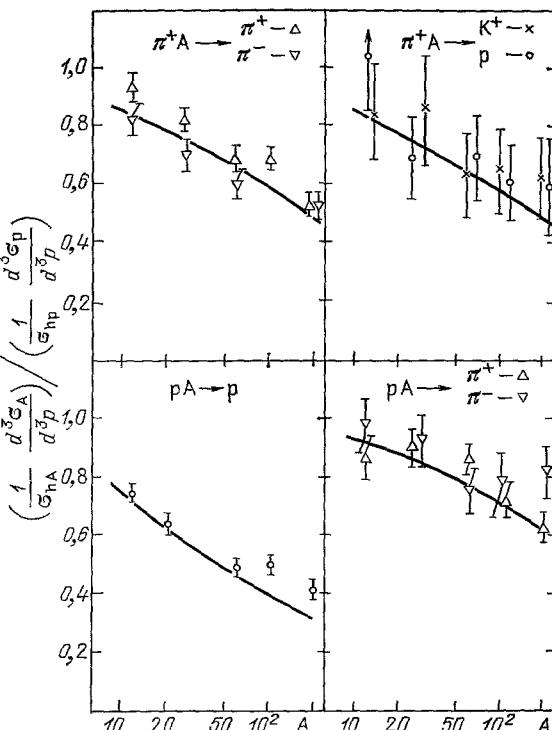


Рис. 14. Сравнение предсказаний квазидерной модели с экспериментальными данными<sup>103</sup> при 100 ГэВ/с.

$p_{\perp} = 0,3$  ГэВ/с.  $\pi^+ A \rightarrow \pi^{\pm} X$ :  $x = 0,5$ ;  $\pi^+ A \rightarrow K^+ X$  и  $\pi^+ A \rightarrow p X$ :  $x = 0,5$ ;  $p A \rightarrow p X$ :  $x = 0,7$ ;  $p A \rightarrow \pi^{\pm} X$ :  $x = 0,3$ .

второго (рис. 15, б, в), третьего (рис. 15, г—е) и более высоких порядков взаимодействия. Например, в  $pPb$ -соударениях уже при  $q^2 = 1$  ГэВ<sup>2</sup> вклад в дифференциальное сечение  $d\sigma/dq^2$  от процессов однократного рассеяния составляет около 18%, двукратного — около 37%; трехкратное рассеяние дает  $\sim 25\%$ , четырехкратное  $\sim 13\%$  и т. д.

Вычисления сечений  $d\sigma(pA \rightarrow pX)/dq^2$  и  $d\sigma(\pi A \rightarrow \pi X)/dq^2$  было сделано в работе <sup>77</sup>. (В более ранней работе <sup>27</sup> не учитывалась интерференция диаграмм одного порядка, т. е., например, диаграмм 15,  $g - e$ .) Эксперименталь-

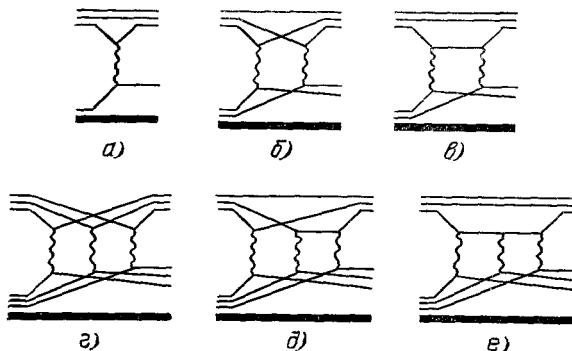


Рис. 15. Процессы однократного (a), двукратного (b, c) и трехкратного (d — e) взаимодействий, дающих вклад в сечение рождения вторичных протонов с  $x \sim 1$  в столкновениях.

ное изучение этих процессов представляется крайне желательным: напомним, вопрос о вкладе упругих перерассеяний одетых кварков в адрон-адронных столкновениях остается неясным из-за неправильного знака нарушения соотношения (1).

#### ж) Нарушение масштабной инвариантности в области фрагментации адронов при высоких энергиях

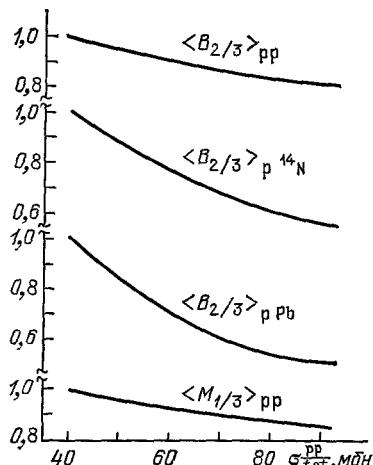
В аддитивной квarkовой модели рост полного адронного сечения (или сечения квак-квакового взаимодействия) должен приводить к характерным изменениям в рождении фрагментационных частиц, т. е. к нарушению масштабной инвариантности при  $x \gtrsim 0,1$ .

Действительно, с ростом полного сечения растут и глауберовские теневые поправки к импульсному приближению, а стало быть (в соответствии с правилами АГК <sup>104</sup>), и вероятности взаимодействия сразу двух или трех пар кварков в неупругом соударении. Это приводит к уменьшению среднего числа квак-спектаторов и, следовательно, к нарушению масштабной инвариантности.

Величина этого нарушения в pp-соударениях при изменении полного сечения была вычислена в <sup>105, 106</sup> в рамках глауберовской картины взаимодействия кваков. Полученные при этом результаты показаны на рис. 16. Более существенным будет нарушение масштабной инвариантности в адрон-ядерных соударениях <sup>30</sup> (см. формулы предыдущего раздела). Оценки изменения множественности вторичных барионов с  $x \sim 2/3$ ,  $B_{2/3}$  и мезонов с  $x \sim 1/3$ ,  $M_{1/3}$  в pp-, p<sup>14</sup>N- и pPb-столкновениях как функция полного сечения  $\sigma_{tot}^{pp}$ .

Рис. 16. Предсказываемое квак-ядерной моделью изменение множественности вторичных барионов с  $x \sim 2/3$ ,  $B_{2/3}$  и мезонов с  $x \sim 1/3$ ,  $M_{1/3}$  в pp-, p<sup>14</sup>N- и pPb-столкновениях как функция полного сечения  $\sigma_{tot}^{pp}$ .

При увеличении энергии увеличиваются наклоны дифракционных конусов упругих рассеяний (как pp, так и pr). Это означает, что возрастают размеры размежевания одетых кваков. При сверхвысоких энергиях размеры одетых кваков могут сравняться с размерами самих адронов, т. е. облака квак-партонов и глюонов внутри адронов перекрываются полностью.



Если взаимодействие между этими облаками окажется достаточно сильным, то они в конце концов сформируют единое облако партонов. При столкновении такого объекта с нуклонной или ядерной мишенью он будет полностью рассыпаться на партоны без образования кварков-спектаторов. Поэтому при сверхвысоких энергиях в области фрагментации предсказывается сильное нарушение масштабной инвариантности<sup>107</sup>. Можно думать, что в этом случае при  $x \geq 0,1$  зависимость инклузивных спектров от  $x$  в адронных соударениях и  $e^+e^-$ -аннигиляции будет примерно одинаковой.

Рассмотрение эффектов нарушения масштабной инвариантности спектров в центральной области проводилось в работах<sup>108</sup> в рамках формализма надкритического померона и схемы ДТУ. Удается хорошо описать спектры вблизи  $x \approx 0$  и их изменения с энергией при энергиях ISR и Коллайдера. Предсказывается также нарушение скейлинга в области фрагментации. Однако эти предсказания не однозначны — они зависят от способа деления энергии при разрезании цилиндрических диаграмм.

Экспериментальных свидетельств о нарушении масштабной инвариантности в области фрагментации пучка на ускорителях пока не получено. Данные космических лучей, по-видимому, указывают (см., например,<sup>109-112</sup>) на смягчение инклузивных спектров, что находится в качественном согласии с предсказаниями кварковой модели. Соответствующие расчеты, выполненные с учетом предсказываемого нарушения скейлинга, были проведены в работе<sup>112</sup>.

### 3. КВАРКОВАЯ СТАТИСТИКА

#### а) Соотношения между выходами различных вторичных частиц

Правила кварковой статистики<sup>44, 45, 113</sup> позволяют вычислять вероятности образования различных адронов в процессах множественного рождения. Эти правила существенным образом базируются на квазиядерной структуре адронов, согласно которой мезоны и барионы являются слабосвязанными системами одетых кварков.

Проведем рассмотрение правил кварковой статистики на примере рождения вторичных адронов, образующихся в кварковой струе. Пусть какой-то выделенный одетый кварк  $q_i$  и море кварк-антикварковых пар  $q, \bar{q}$  переходят в мезон  $M_i = q_i \bar{q}$  либо в барион  $B_i = q_i q q$  (рис. 17, а, б). Инклузивные сечения рождения  $M_i$  и  $B_i$  определяются диаграммами рис. 17, в, г и равны ( $h = M_i$  или  $B_i$ )

$$\frac{d\sigma_h(x, k_\perp)}{dx dk_\perp} = \int \prod_{i=1}^n \frac{dx'_i}{x'_i} dk'_{i\perp} \delta \left( \sum_{i=1}^n x'_i - x \right) \delta \left( \sum_{i=1}^n k'_{i\perp} - k_\perp \right) \times \\ \times \frac{dx''_i}{x''_i} dk''_{i\perp} \delta \left( \sum_{i=1}^n x''_i - x \right) \delta \left( \sum_{i=1}^n k''_{i\perp} - k_\perp \right) \times \\ \times F_n(x'_1, k'_{1\perp}, \dots, x'_n, k'_{n\perp} | x''_1, k''_{1\perp}, \dots, x''_n, k''_{n\perp}) \psi_h^*(s'_n) \psi_h(s''_n); \quad (16')$$

здесь  $F_n$  — функции распределения кварка и антакварка ( $n = 2$ ) или трех кварков ( $n = 3$ ). Эти функции зависят от долей полного импульса струи, уносимых кварками ( $x'_i$  и  $x''_i$ ), а также от попечерных импульсов кварков ( $k'_{i\perp}$  и  $k''_{i\perp}$ ).  $\psi_h(s)$  — волновые функции мезона или бариона. Для простоты будем считать, что волновые функции зависят только от полной инвариантной энергии кварков  $s_h = (k_1 + \dots + k_n)^2$  (рассмотрение более сложных зависимостей, возможных в системе трех кварков, не меняет результат) и нормированы на инвариантный фазовый объем  $\delta^4 \left( \sum_{i=1}^n k_i - k \right) \prod_{i=1}^n \left( \frac{dk_i}{k_{i0}} \right)$ . В системе, где адрон

быстро движется,  $s_n = x \sum_{i=1}^n (m_{iq}^2 + k_{i\perp}^2)/x_i - k_{\perp}^2$ . В слабосвязанных составных системах  $\psi_h(s)$  быстро убывает с ростом  $s$ : характеристикой убывания  $\psi_h$  является радиус составной системы  $R_h^2$ , который в масштабах характерных адронных величин довольно велик. Поэтому в (16) все значения  $x'_i$  и  $x''_i$ , а также  $\mathbf{k}'_{i\perp}$  и  $\mathbf{k}''_{i\perp}$  должны быть близкими по величине. Иными словами, в адрон рекомбинируют составляющие кварки с небольшими энергиями относительного движения.

Это обстоятельство приводит к ряду важных следствий. Взаимодействие одетых кварков при небольших относительных энергиях обладает  $SU(6)$ -симметрией. Как хорошо известно, это означает, что зависимости волновых

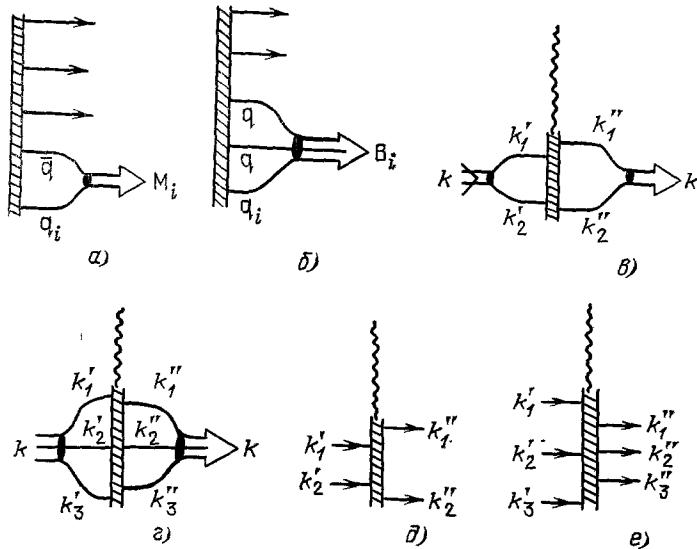


Рис. 17. Диаграммы, определяющие амплитуды (a, б) и инклюзивные сечения (в, г) рождения мезона  $M_i$  или бариона  $B_i$  из облака одетых кварков.

Диаграммы (д, е) соответствуют функциям распределения  $F_n$  (см. формулу (16)).

функций  $\psi_h$  от  $s_n$  одинаковы для всех членов одного  $SU(6)$ -мультиплета. Более того, это же означает, что в приближении точной  $SU(6)$ -симметрии функции распределения  $F_n$  с близкими значениями  $x'_i$ ,  $x''_i$ ,  $\mathbf{k}'_{i\perp}$ ,  $\mathbf{k}''_{i\perp}$  не зависят от квантовых чисел кварков, таких, как спин, изоспин, странность. Поэтому инклюзивные сечения рождения всех мезонов  $M_i$  (или барионов  $B_i$ ), принадлежащих одному  $SU(6)$ -мультиплету, должны быть одинаковы. Тогда получаем соотношения следующего типа (для определенности считаем  $q_i = u$ ):

$$\frac{d\sigma_{\rho^0}(x, \mathbf{k}_{\perp})}{dx d\mathbf{k}_{\perp}} \left( \frac{d\sigma_{\pi^0}(x, \mathbf{k}_{\perp})}{dx d\mathbf{k}_{\perp}} \right)^{-1} = \frac{d\sigma_{K^{*+}}(x, \mathbf{k}_{\perp})}{dx d\mathbf{k}_{\perp}} \left( \frac{d\sigma_{K^+}(x, \mathbf{k}_{\perp})}{dx d\mathbf{k}_{\perp}} \right)^{-1} = 3, \\ \frac{d\sigma_{\rho^0}(x, \mathbf{k}_{\perp})}{dx d\mathbf{k}_{\perp}} \left( \frac{d\sigma_{\omega}(x, \mathbf{k}_{\perp})}{dx d\mathbf{k}_{\perp}} \right)^{-1} = 1, \quad (17')$$

а также (в приближении ненарушенной  $SU(6)$ -симметрии!):

$$\frac{d\sigma_{K^{*+}}(x, \mathbf{k}_{\perp})}{dx d\mathbf{k}_{\perp}} \left( \frac{d\sigma_{\rho^+}(x, \mathbf{k}_{\perp})}{dx d\mathbf{k}_{\perp}} \right)^{-1} = 1. \quad (18)$$

Таким образом, отношение инклюзивных сечений при каждом значении  $x$  и  $\mathbf{k}_{\perp}$  равны отношениям статусов частиц в  $SU(6)$ -мультиплете.

В действительности  $SU(6)$ -симметрия нарушена. Однако известно, что в модели кварков волновые функции адронов — членов одного  $SU(6)$ -муль-

типлета — можно с хорошей точностью полагать одинаковыми, даже и в нарушенной SU (6)-симметрии <sup>4</sup>. В дальнейшем мы будем использовать простейшее предположение: считать, что нарушение симметрии между u-, d- и s-кварками описывается, если ввести в распределения странных морских кварков фактор подавления  $\lambda$ . Параметр  $\lambda$  меняется в интервале  $0 \leq \lambda \leq 1$ , причем  $\lambda = 1$  соответствует точной симметрии (по оценкам, следующим из анализа экспериментальных данных <sup>114, 115</sup>,  $\lambda \approx 0,2 - 0,3$ ).

Таким образом, если кварковые волновые функции меняются слабо, соотношения (17) остаются справедливыми и в реальном случае нарушенной SU (6)-симметрии, а соотношение (18) переходит в следующее:

$$\frac{d\sigma_{K^{*+}}(x, \mathbf{k}_\perp)}{dx d\mathbf{k}_\perp} \left( \frac{d\sigma_{p^+}(x, \mathbf{k}_\perp)}{dx d\mathbf{k}_\perp} \right)^{-1} = \lambda. \quad (19)$$

Для получения соотношений между выходами мезонов и барионов обратимся опять к интегралу (16). Из-за быстрого убывания  $\psi_h(s)$  с ростом  $s$  в более медленно меняющейся функции  $F_n(x'_1, \mathbf{k}'_\perp \dots | x''_1, \mathbf{k}''_\perp \dots)$  можно положить  $x'_i = x''_i = x/n$  и  $\mathbf{k}'_{i\perp} = \mathbf{k}''_{i\perp} = \mathbf{k}_{i\perp}/n$  и вынести эту функцию из-под знака интеграла. Подынтегральное выражение определяется только кварковыми волновыми функциями и в силу лоренцевской инвариантности не зависит от  $x$  и  $\mathbf{k}_\perp$  (это сразу же видно, если перейти в систему покоя рождающегося адрона, где  $x = 0, \mathbf{k}_\perp = 0$ ). Таким образом, для инклузивных сечений рождения мезона  $M_i$  или бариона  $B_i$  имеем

$$\frac{d\sigma_h(x, \mathbf{k}_\perp)}{dx d\mathbf{k}_\perp} = \text{const} \cdot F_n \left( \frac{x}{n}, \frac{\mathbf{k}_\perp}{n}, \dots \right). \quad (20)$$

Относительные энергии одетых кварков в облаке определяются характерными массами, существенно большими, чем  $1/R_h$ . Поэтому мала вероятность того, что в этом облаке сразу же найдутся кварки с достаточно малыми относительными импульсами, как этого требует (20). Как правило, разности быстрот у кварков-соседей будут значительно больше. Такую ситуацию (см. раздел г) гл. 2) можно интерпретировать как распад возбужденной системы «кварк + кварки-соседи» на мезон  $M_i$  + «оставшиеся кварки», либо на барион  $B_i$  + «оставшиеся кварки»: кварк  $q_i$  рождает подходящих для себя партнеров, в результате чего происходит мягкая адронизация. В этом случае представляется естественным, что распределения

$$F_2 \left( \frac{x}{2}, \frac{\mathbf{k}_\perp}{2}, \dots \mid \frac{x}{2}, \frac{\mathbf{k}_\perp}{2} \dots \right) \text{ и } F_3 \left( \frac{x}{3}, \frac{\mathbf{k}_\perp}{3}, \dots \mid \frac{x}{3}, \frac{\mathbf{k}_\perp}{3} \dots \right)$$

примерно одинаковы, т. е. пропорциональны некоторой функции  $F_{q_i}(x, \mathbf{k}_\perp)$ , которую можно несколько условно назвать начальным распределением кварка  $q_i$  в облаке. Тогда

$$\frac{d\sigma_{M_i}(x, \mathbf{k}_\perp)}{dx d\mathbf{k}_\perp} = w_1 F_{q_i}(x, \mathbf{k}_\perp), \quad \frac{d\sigma_{B_i}(x, \mathbf{k}_\perp)}{dx d\mathbf{k}_\perp} = w_2 F_{q_i}(x, \mathbf{k}_\perp). \quad (21)$$

Предположение кварковой статистики заключается в том, что в облаке одетых кварков новые кварки и антикварки рождаются некоррелированно, т. е. в каждом акте кварк  $q_i$  с вероятностью  $1/2$  может взаимодействовать с кварком и с такой же вероятностью — с антикварком. Поэтому  $w_1 = C/2$  (где  $C$  — нормировочный множитель) и  $w_2 = (1/2)C/2$ . Величина  $C$  находится из условия нормировки (сумма  $w_1 + w_2$  представляет собой полную вероятность кварку адронизоваться, т. е.  $w_1 + w_2 = 1$ ). Имеем

$$w_1 = \frac{2}{3}, \quad w_2 = \frac{1}{3}. \quad (22)$$

Таким образом, согласно правилам кварковой статистики, полная вероятность перехода кварка  $q_i$  в барион  $B_i$  равна  $1/3$ , т. е. совпадает с барион-

ным зарядом кварка. Кроме того, кварковая статистика предсказывает универсальность распределения  $B_i$  и  $M_i$  по импульсам (21). Оба результата находят подтверждение в экспериментальных данных (см. ниже).

Продемонстрируем теперь, как можно получить соотношения кварковой статистики, исходя из чисто комбинаторных рассуждений (см. <sup>44, 45</sup>). Комбинаторный подход не раскрывает в полной мере физики процесса, однако является существенно более простым.

Нам будет удобно оперировать со «среднестатистическим кварком» или «ансамблем», в определении которого учтено основное положение кварковой статистики о том, что кварки моря не имеют в среднем каких-либо выделенных квантовых чисел:

$$q = \frac{1}{2(2+\lambda)} u^\dagger + \frac{1}{2(2+\lambda)} u^\downarrow + \frac{1}{2(2+\lambda)} d^\dagger + \frac{1}{2(2+\lambda)} d^\downarrow + \frac{\lambda}{2(2+\lambda)} s^\dagger + \frac{\lambda}{2(2+\lambda)} s^\downarrow. \quad (23)$$

В правой части (23) численный коэффициент перед символом кварка указывает вероятность, с которой морской кварк  $q$  может оказаться именно данным кварком.

Вернемся к процессу адронизации выделенного кварка  $q_i$  и моря кварк-антикварковых пар  $(q, \bar{q})$ . Расположим все кварки в порядке увеличения их быстроты и будем для простоты считать, что в адроны объединяются ближайшие по быстроте партнеры. Для определенности примем, что кварк  $q_i$  самый медленный; тогда процесс адронизации начинается с него. Ближайшим соседом кварка  $q_i$  с равной вероятностью может быть кварк  $q$  или антикварк  $\bar{q}$ . На первом этапе кварк  $q_i$  может с вероятностью  $1/2$  объединиться с антикварком  $\bar{q}$  и образовать ансамбль мезонов  $M_i = q_i \bar{q}$  или с такой же вероятностью образовать ансамбль «дикварков»  $q_i q$  (далее мы будем  $M_i$ ,  $q_i q$  и другие аналогичные ансамбли называть мезоном, дикварком и т. д.). В первом случае процесс адронизации кварка  $q_i$  закончен, во втором — следует рассмотреть дальнейшие шаги. Следующим соседом может быть, также равновероятно, либо кварк  $q$ , либо антикварк  $\bar{q}$ . Поэтому дикварк  $q_i q$  может с одинаковой вероятностью либо объединиться с кварком в барион  $B_i$ , либо с антикварком в систему  $q_i q \bar{q}$ . Согласно принятому правилу, ближайшие по быстроте соседи в этой системе превращаются в морской мезон  $M = q \bar{q}$ , а кварк  $q_i$  остается в облаке неадронизовавшихся еще кварков. Рассмотренную стадию можно записать в виде:

$$q_i \left( \frac{1}{2} q + \frac{1}{2} \bar{q} \right) \left( \frac{1}{2} q + \frac{1}{2} \bar{q} \right) \rightarrow \left( \frac{1}{2} q_i q + \frac{1}{2} q_i \bar{q} \right) \left( \frac{1}{2} q + \frac{1}{2} \bar{q} \right) \rightarrow \left( \frac{1}{2} q_i q + \frac{1}{2} M_i \right) \left( \frac{1}{2} q + \frac{1}{2} \bar{q} \right) \rightarrow \left( \frac{1}{4} q_i q q + \frac{1}{4} q_i q \bar{q} \right) + \frac{1}{2} M_i \left( \frac{1}{2} q + \frac{1}{2} \bar{q} \right) \rightarrow \frac{1}{4} B_i + \frac{1}{2} M_{q_i} + \frac{1}{2} M_i \left( \frac{1}{2} q + \frac{1}{2} \bar{q} \right). \quad (24)$$

Здесь численные коэффициенты суть вероятности. Мы видим, что уже на этом этапе адронизации вероятности рождения  $M_i$  и  $B_i$  относятся как  $2:1$  в соответствии с (22). Для рассмотрения таким способом адронизации всех кварков необходимо написать длинную цепочку:

$$q_i \left( \frac{1}{2} q + \frac{1}{2} \bar{q} \right) \left( \frac{1}{2} q + \frac{1}{2} \bar{q} \right) \dots \left( \frac{1}{2} q + \frac{1}{2} \bar{q} \right) \dots \quad (25)$$

и последовательно собирать кварки в адроны, например, слева направо. В результате для достаточно длинной цепочки средние множественности об-

разующихся адронов оказываются равными

$$\langle n_{M_i} \rangle = \frac{2}{3}, \quad \langle n_{B_i} \rangle = \frac{1}{3}, \quad (26)$$

$$\langle n_M \rangle = 6N + \frac{1}{3}, \quad \langle n_{\bar{B}} \rangle = \langle n_B \rangle = N. \quad (27)$$

Результаты (26) идентичны (22). Множественности морских мезонов  $M = q\bar{q}$ , барионов  $B = qqq$  и антибарионов  $\bar{B} = \bar{q}\bar{q}\bar{q}$  характеризуются величиной  $N$ , которая определяется длиной цепочки и зависит от полной энергии струи. В практических расчетах  $N$  может быть выражена, например, через среднюю множественность всех заряженных частиц  $\langle n_{ch} \rangle$ . Когда  $N$  достаточно велико, соотношение множественности морских мезонов и барионов совпадает с полученным в работе <sup>44</sup>:

$$\langle n_M \rangle : \langle n_B \rangle : \langle n_{\bar{B}} \rangle = 6 : 1 : 1. \quad (28)$$

Используется и другая запись соотношений (26), (27):

$$q_i + \text{море } (q, \bar{q}) \rightarrow \frac{1}{3} B_i + \frac{2}{3} M_i + \left(6N + \frac{1}{3}\right) M + NB + N\bar{B}. \quad (29)$$

Коэффициенты в правой части (29), очевидно, суть средние множественности рождающихся адронов.

Конкретные численные оценки в рамках правил кварковой статистики <sup>116, 117</sup> показывают, что отношение  $\langle n_M \rangle / \langle n_B \rangle$  очень медленно приближается с ростом множественности к своему асимптотическому пределу (28), тогда как отношение  $\langle n_{B_i} \rangle / \langle n_{M_i} \rangle$  выходит на значение 1/2 весьма быстро.

Аналогичным образом вычисляются средние множественности вторичных частиц при адронизации дикварка  $q_i q_j$  в море морских кварков. Ответ в форме (29) имеет вид <sup>113</sup>:

$$q_i q_j + \text{море } (q, \bar{q}) \rightarrow \frac{1}{2} B_{ij} + \frac{1}{12} (B_i + B_j) + \\ + \frac{5}{12} (M_i + M_j) + \left(6N + \frac{1}{6}\right) M + NB + N\bar{B}, \quad (30)$$

где  $B_{ij} = q_i q_j q$ .

Чтобы перейти к количественному описанию множественных процессов, необходимо сделать еще один шаг — расшифровать конкретный адронный состав мезонных и барионных ансамблей.

### б) Состав адронных ансамблей $B_{ij}$ , $B_i$ , $B$ и $M_i$ , $M$

В кварковой статистике под понятием «морской кварк» подразумевается фактически среднее по ансамблю кварков  $u$ -,  $d$ -,  $s$ - (см. (23)). В соответствии с этим и «барионы»  $B_{ij}$ ,  $B_i$ ,  $B$  и «мезоны»  $M_i$ ,  $M$ , фигурирующие в (29), (30), также являются средними по некоторым ансамблям реальных барионов и мезонов. Для того чтобы оперировать с соотношениями кварковой статистики и иметь возможность сравнивать их с экспериментом, необходимо прежде всего определить, какие именно реальные адроны насыщают эти ансамбли.

Кварковая статистика позволяет вычислить относительные вероятности рождения различных адронов, принадлежащих одному и тому же мультиплету группы  $SU(6)$ . Однако соотношение между вероятностями образования различных мультиплетов не могут быть вычислены в рамках кварковой статистики — они определяются динамическим механизмом адронизации облака одетых кварков, т. е. свойствами функции  $F_n$  в формуле (16). Поэтому эти соотношения следует определять из опыта.

В работе <sup>44</sup> предполагалось, что в множественных процессах доминирует рождение самых низших  $SU(6)$ -мультиплетов с орбитальными момен-

тами кварков, равными нулю: мезонного  $1 + 35$ -плета ( $J^P = 0^-, 1^-$ ) и барионного  $56$ -плета ( $J^P = 1/2^+, 3/2^+$ ). В настоящее время ясно, что это является довольно грубым приближением — рождение мезонного  $P$ -волнового ( $L = 1$ ) мультиплета ( $J^P = 0^+, 1^+, 1^+, 2^+$ ) достигает 30% <sup>118,119</sup> от полного выхода мезонов. Можно ожидать, что рождение  $P$ -волновых ( $L = 2$ ) мезонов дает вклад 5–10% (см. <sup>118,119</sup>). Данные по рождению барионов значительно беднее, однако, как будет видно ниже, рождение барионов  $70$ -плета ( $J^P = 5/2^-, 3/2^-, 3/2^-, 3/2^-, 1/2^-, 1/2^-, 1/2^-$ ) также должно быть значительным. Поэтому мы будем рассматривать общий случай, когда ансамбли  $B_{ij}$ ,  $B_i$ ,  $B$  и  $M_i$ ,  $M$  являются суперпозициями барионных и мезонных ансамблей различных  $SU(6)$ -мультиплетов.

Свойства облака одетых кварков в области фрагментационного рождения и в центральной области могут быть различными. Тогда будет различным и мультиплетный состав мезонных  $M_i$ ,  $M$  и барионных  $B_{ij}$ ,  $B_i$ ,  $B$  ансамблей. Разложение  $M_i$  и  $M$  по  $SU(6)$ -мультиплетам можно записать в виде

$$M = \sum_L \alpha_0^M(L) M(L), \quad M_i = \sum_L \alpha_1^M(L) M_i(L), \quad (31)$$

где различные мультиплеты характеризуются значением орбитального момента кварков  $L$  (это квантовое число однозначно характеризует низшие мультиплеты). Коэффициенты  $\alpha_0^M(L)$  и  $\alpha_1^M(L)$  определяют относительный вклад различных мультиплетов и удовлетворяют условию нормировки  $\sum \alpha_i^M(L) = 1$  ( $I = 0, 1$ ).

Аналогичное разложение имеет место и для барионных ансамблей:

$$B_{ij} = \sum_L \alpha_2^B(L) B_{ij}(L), \quad B_i = \sum_L \alpha_1^B(L) B_i(L), \quad B = \sum_L \alpha_0^B(L) B(L), \quad (32)$$

с условием нормировки  $\sum_L \alpha_i^B(L) = 1$  ( $I = 0, 1, 2$ ).

Займемся выяснением адронного состава в отдельных мультиплетах. При этом рассмотрим детально рождение мезонов и барионов с  $L = 0$ .

«Мезон»  $M(0)$ , как уже говорилось выше, представляет собой среднее по ансамблю пар морских кварков и антакварков в  $S$ -волновых состояниях:

$$M(0) = \langle \bar{q}q \rangle_{L=0} = \sum_{k, l} \frac{\mathcal{L}_k \mathcal{L}_l}{4(2+\lambda)^2} \bar{q}_k q_l. \quad (33)$$

Индексы  $k$ ,  $l$  характеризуют как сорт кварка, так и значение проекции его спина:  $u^\dagger, u^\dagger, d^\dagger, d^\dagger, s^\dagger, s^\dagger$ . Для нестранных кварков  $\mathcal{L}_k = 1$  ( $q_k = u, d$ ) и  $\mathcal{L}_k = \lambda$  для странного ( $q_k = s$ ). Множитель  $\mathcal{L}_k \mathcal{L}_l / 4(2 + \lambda)^2$  является вероятностью: с такой вероятностью состояние  $\langle \bar{q}_k q_l \rangle_{L=0}$  входит в ансамбль  $M(0)$ . Для того чтобы перейти в формуле (33) от состояний  $\langle \bar{q}_k q_l \rangle_{L=0}$  к состояниям реальных мезонов ( $\pi, \rho, K$  и т. д.), нужно вычислить вероятности, с какими эти мезоны входят в состояние  $\langle \bar{q}_k q_l \rangle_{L=0}$ . Для этого необходимо волновую функцию  $|\bar{q}_k q_l\rangle_{L=0}$  разложить по волновым функциям мезонов  $\pi, \rho, K$  и т. д. Квадраты коэффициентов такого разложения дают искомые вероятности. Например:

$$(u^\dagger \bar{u}^\dagger)_{L=0} = \frac{1}{2} \rho_+^0 + \frac{1}{2} \omega_+, \quad (u^\dagger \bar{d}^\dagger)_{L=0} = \frac{1}{2} \pi^+ + \frac{1}{2} \rho_0^+. \quad (34)$$

Численные коэффициенты в правых частях (34) определяют вероятности, с которыми данный мезон входит в соответствующее состояние  $\langle \bar{q}_k q_l \rangle_{L=0}$ . Обозначив мезоны  $S$ -волнового  $1 + 35$ -плета через  $h_{M(0)}$ , имеем из (33) и соотношений типа (34) следующее разложение «морского мезона»  $M(0)$  по

реальным частицам:

$$M(0) = \sum_h \mu_{h(0)} h_{M(0)}. \quad (35)$$

Вероятностные коэффициенты  $\mu_{h(L)}$  приведены в работах <sup>113, 120, 121</sup> (для случаев  $L = 0, 1$ ).

Разложение  $M_i(0)$ ,  $M_i(1)$ ,  $M_i(1)$  по реальным адронам проводится подобным же образом. До сих пор, при рассмотрении мезонов, мы не останавливались на цветовых степенях свободы кварков. Дело в том, что свойства симметрии мезонных волновых функций по цветовым и по  $SU(6)$ -индексам совершенно независимы. При рассмотрении барионов это не так. Полностью

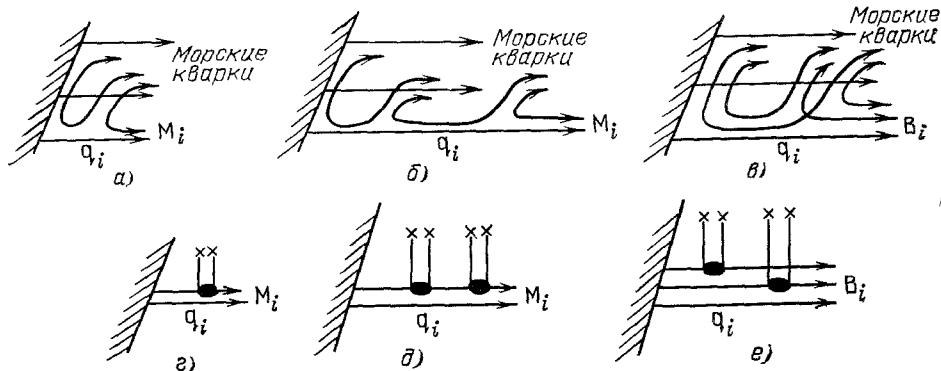


Рис. 18. Распадный механизм, обеспечивающий мягкое обесцвечивание при адронизации кварков.

антисимметричная волновая функция системы трех кварков может иметь смешанную симметрию как по цвету, так и по группе  $SU(6)$ . Однако такие состояния не отвечают реальным барионам, так как не являются синглетами по цвету. Поэтому разложение ансамблей  $B_{i,k}$ ,  $B_i$  и  $B$  по состояниям реальных адронов требует явного учета цветовых квантовых чисел кварков.

Обратимся сперва к процессу адронизации мезона и обсудим механизм обесцвечивания при слиянии кварков в адроны (рис. 18). Кварк  $q_i$  подхватывает из облака (или рождает) антикварк  $\bar{q}$ . Однако это еще не гарантирует образования мезона, для перехода  $q_i\bar{q} \rightarrow M_i$  необходимо, чтобы пара  $q_i\bar{q}$  находилась в белом состоянии. В противном случае это цветное возбужденное состояние должно распасться и кварк  $q_i$  снова подхватит какой-либо антикварк  $\bar{q}$  (см. рис. 18, б). Если пара  $q_i\bar{q}$  опять окажется цветной, то должен произойти новый распад и т. д. Мы считаем (см. раздел г), что время рождения новых кварков существенно меньше времени существования фазы облака одетых кварков, поэтому описанный «распадный» механизм должен обеспечить переход системы  $q_i\bar{q}$  в белое состояние со стопроцентной вероятностью, что и соответствует гипотезе мягкого обесцвечивания.

Рассмотрим теперь барионы — в качестве примера обсудим процесс обесцвечивания при формировании  $B_{i,k}(0)$ .

«Барион»  $B_{i,k}(0)$  является средним по ансамблю  $S$ -волновых барионов, содержащих  $S$ -волновой дикварк  $\{q_i q_k\}$  и морской кварк  $q$  (фигурные скобки здесь и в дальнейшем означают, что волновая функция рассматриваемого состояния симметризована по  $SU(6)$ -индексам). Видно, что мы получим неверный результат, если напишем для ансамбля  $B_{i,k}(0)$  разложение

$$(\{q_i q_k\} q)_{L=0} = \sum_l \frac{\mathcal{L}_l}{2(2+\lambda)} (\{q_i q_k\} q_l)_{L=0}. \quad (36)$$

Состояние  $\langle\{q_i q_k\} q_L\rangle_L = 0$  несимметрично при перестановке индекса  $l$ , а несимметричные по  $SU(6)$ -индексам состояния являются цветными. Итак, ансамбль (36) включает в себя как белые, так и цветные состояния.

Выделим в ансамбле (36) в явной форме белые и цветные состояния (для определенности положим  $q_i = q_k = u^\dagger$ ):

$$\begin{aligned} \langle\{u^\dagger u^\dagger\} q\rangle_{L=0} = \frac{1}{2(2+\lambda)} & \left[ \langle u^\dagger u^\dagger u^\dagger \rangle_{L=0} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{3} \sum_{k \neq u^\dagger} \mathcal{L}_k \langle u^\dagger u^\dagger q_k \rangle_{L=0} + \frac{2}{3} \sum_{k \neq u^\dagger} \mathcal{L}_k \langle u^\dagger u^\dagger q_k \rangle_{70, L=0} \right]. \end{aligned} \quad (37)$$

Первые два слагаемых в квадратных скобках (37) соответствуют белым состояниям (полностью симметричным по  $SU(6)$ -индексам) и входят в искомый «барион»  $B_{u^\dagger u^\dagger}(0)$ . Последнее же слагаемое соответствует цветным состояниям, и следует рассмотреть дальнейшие его взаимодействия с кварковым морем — исходные кварки должны переходить в белый «барион» с вероятностью 1.

Согласно распадному механизму обесцвечивания, мы должны считать, что кварк  $q_k$  в цветном 70-плете «не приживается» и уходит в море кварков, а оставшийся дикварк  $u^\dagger u^\dagger$  вновь подхватывает другой морской кварк. Итерирование такого процесса (см. рис. 18,  $\epsilon$ ) приведет к тому, что будут рождены только белые состояния, причем пропорция между вероятностями их рождения останется такой же, как и в (37):

$$\langle\{u^\dagger u^\dagger\} q\rangle_{L=0} \rightarrow \frac{3}{2(3+\lambda)} \left[ \langle u^\dagger u^\dagger u^\dagger \rangle_{L=0} + \frac{1}{3} \sum_{k \neq u^\dagger} \mathcal{L}_k \langle u^\dagger u^\dagger q_k \rangle_{L=0} \right]. \quad (38)$$

Правая часть (38) и есть искомый ансамбль  $B_{u^\dagger u^\dagger}(0)$ .

Итак в кварковой статистике обесцвечивание происходит за счет много-кратного четырехфермионного взаимодействия цветного адрона с конденсатом одетых кварков. Если перейти на такой язык, то диаграммы рис. 18,  $a - \epsilon$  переписываются как диаграммы рис. 18,  $\epsilon - \delta$ . Обесцвечивающее взаимодействие, т. е. рассеяние рассматриваемого кварка на конденсате, можно описывать эффективным лагранжианом типа

$$\begin{aligned} G_{18}(k^2) \left( \bar{\psi} \frac{1}{\sqrt{6}} I_f \lambda_c \psi \right) \left\langle \bar{\psi} \frac{1}{\sqrt{6}} I_f \lambda_c \psi \right\rangle + \\ + G_{88}(k^2) \left( \bar{\psi} \frac{1}{2} \lambda_f \lambda_c \psi \right) \left\langle \bar{\psi} \frac{1}{2} \lambda_f \lambda_c \psi \right\rangle, \end{aligned} \quad (39)$$

где единичные матрицы  $I$  и матрицы Гелл-Манна ( $\lambda$ ) действуют на кварковые индексы ароматов ( $f$ ) и цветов ( $c$ ). Средние по конденсату  $\langle \bar{\psi} \Gamma_A \psi \rangle$  являются «мезонами»: синглетами и октетами по цвету и аромату. Правилам кварковой статистики (т. е. равновероятному подхвату кварков из конденсата) соответствует равенство  $G_{18}(k^2) = G_{88}(k^2)$ . Случай обмена только глюонами соответствует  $G_{18}(k^2) \neq 0, G_{88}(k^2) = 0$ .

Проведенное рассмотрение позволяет сформулировать рецепт построения барионных ансамблей в общем случае<sup>113</sup>. Для «барионов»  $B_{i h}(L)$ ,  $B_i(L)$ ,  $B(L)$  он следующий. Строятся ансамбли  $(\{q_i q_k\} q)_L$ ,  $(q_i q q)_L$  и  $(q q q)_L$ , включающие в себя белые и цветные состояния. В этих ансамблях оставляются только белые состояния, а нормировка ансамблей восстанавливается путем домножения на общий множитель.

В частности, для рассматриваемого выше бариона  $B_{i h}(0)$  таким образом получим:

$$B_{i h}(0) = \sum_l \frac{\mathcal{L}_l (1 + \delta_{i l} + \delta_{h l})}{4 + \mathcal{L}_i + \mathcal{L}_h + 2\lambda} \{q_i q_k q_l\}_{L=0}. \quad (40)$$

Напомним, численные коэффициенты суть вероятности, с которыми состояния  $\{q_i q_k q_l\}_{L=0}$  входят в ансамбль  $B_{ik}(0)$ . Используя явный вид волновой функций 56-плета, можно провести разложение состояний  $\{q_i q_k q_l\}_{L=0}$  по ансамблю реальных барионов. Например:

$$\{u^\dagger u^\dagger d^\dagger\}_{L=0} = \frac{1}{3} p + \frac{2}{3} \Delta^+, \quad \{u^\dagger d^\dagger s^\dagger\}_{L=0} = \frac{1}{2} \Lambda + \frac{1}{6} \Sigma^0 + \frac{1}{3} \Sigma^{*0}. \quad (44)$$

В результате с помощью (40) и (41) получим

$$B_{ik}(0) = \sum_h \beta_{h(0)}(ik) h_{B(0)}, \quad (42)$$

где коэффициенты  $\beta_{h(0)}(ik)$  суть вероятности, с которыми соответствующий реальный барион 56-плета  $h_{B(0)}$  входит в ансамбль  $B_{ik}(0)$ . Значения этих коэффициентов приведены в <sup>113</sup>, <sup>121</sup>. Там же приведены коэффициенты  $\beta_{h(0)}(i)$  и  $\beta_{h(0)}$ , определяющие разложение ансамблей  $B_i(0)$  и  $B(0)$ :

$$B_i(0) = \sum_h \beta_{h(0)}(i) h_{B(0)}, \quad B(0) = \sum_h \beta_{h(0)} h_{B(0)}. \quad (43)$$

Проведение такого разложения в случае ансамблей барионов 70-плета ( $L = 1$ ) сделано в работе <sup>122</sup> (см. также <sup>121</sup>).

В любой реалистической модели множественного рождения, учитывающей изотопическую симметрию сильного взаимодействия, вторичные барионы не должны обладать выстроенностью по изотопическому спину при усреднении по изоспину начального состояния. Действительно, при таком усреднении все направления в изотопическом пространстве оказываются равноправными, и все изотопические состояния вторичных частиц рождаются равновероятно. Рассмотренный выше распадный механизм обесцвечивания удовлетворяет такому требованию. В то же время, если бы «цветной барион» обесцвечивался с помощью обмена глюонами (что соответствовало бы в (37) переходу состояний  $\{u^\dagger u^\dagger q_k\}_{L=0,10}$  в состояния  $\{u^\dagger u^\dagger q_k\}_{L=0}$  с  $q_k \neq u^\dagger$ ), то конечные барионы после усреднения по начальному состоянию оказались бы изотопически выстроеными (как это было получено в работе <sup>123</sup>). Таким образом, чисто глюонный механизм обесцвечивания приводит в случае барионов к неразумному результату. Заметим попутно, что в рассматриваемой модели с  $SU(6)$ -симметричным взаимодействием одетых夸克ов у вторичных адронов отсутствует также спиновая выстроенность. Она могла бы появиться, например, за счет нарушающего симметрию спин-орбитального взаимодействия夸克ов.

Экспериментальные данные указывают, что  $\alpha_1^M(0) \approx 0,7$ ,  $\alpha_1^M(1) \approx 0,3$ , а  $\alpha_1^M(2)$  меньше или порядка 0,1. Вероятности рождения барионов известны хуже. Для оценки параметров  $\alpha_1^B(0)$ ,  $\alpha_1^B(1)$ , определяющих рождение барионов 56-плета и 70-плета, можно использовать следующие простые соображения.

Вероятность образования Р-волнового адрона определяется вероятностью обнаружить в облаке одетых夸克ов морской夸克 в Р-волне. Эта вероятность ( $\alpha_P$ ) характеризуется свойствами самого夸克ового облака, и можно думать, что она не зависит от того, какую морскую частицу мы рассматриваем —夸克 или антик夸克. Тогда

$$\alpha_2^B(1) \approx \alpha_1^M(1) \approx \alpha_0^M(1) \approx \alpha_P, \quad \alpha_2^B(0) \approx \alpha_1^M(0) \approx \alpha_0^M(0) \approx \alpha_S. \quad (44)$$

Здесь пренебрежено рождением более высоких резонансов, поэтому  $\alpha_P + \alpha_S = 1$ .

Для барионов, содержащих два или три морских夸克, имеем

$$\alpha_1^B(0) \approx \alpha_0^B(0) \approx \alpha_S^2, \quad \alpha_1^B(1) \approx \alpha_0^B(1) \approx 2\alpha_S \alpha_P. \quad (45)$$

Если вероятность рождения Р-волновых мезонов составляет около 30%, то вероятность рождения 70-плета барионов, согласно (44), (45), оказывается 30% в случае фрагментации дикварка и 45% в случае фрагментации кварка либо при рождении морского бариона.

### в) Проверка правил квартковой статистики

Обсудим экспериментальный статус основных соотношений квартковой статистики.

Квартковая статистика предсказывает, что вероятность рождения адиона должна быть пропорциональна числу его спиновых состояний  $2J + 1$ . Именно это приводит к соотношениям типа (17). Однако экспериментальная проверка подобных соотношений связана с проблемой разделения продуктов распада резонансов и прямо родившихся частиц, для которых только и справедливо это отношение. Например, наблюдаемое отношение  $\rho/\pi$  может серьезно измениться, если среди вторичных пионов присутствуют продукты распада каких-либо неидентифицированных резонансов. Поэтому удобнее проверять соотношение 3 : 1 на вторичных К-мезонах, которые значительно реже размножаются в распадах резонансов. Мы ожидаем, что среди всех странных вторичных мезонов 75% имеют квартковый спин  $s_{q\bar{q}} = 1$  и только у 25%  $s_{q\bar{q}} = 0$ . Все частицы с  $s_{q\bar{q}} = 1$  являются резонансами, так что 75% вторичных каонов должны составлять продукты распада резонансов с  $s_{q\bar{q}} = 1$  (если пренебречь распадами нестранных резонансов в каоны).

Мультиплет мезонов с  $L = 1$  состоит из 4 нонетов со значениями  $J^P = 0^+, 1^+, 1^+$  и  $2^+$ . Статистический вес каждого из этих нонетов пропорционален  $2J + 1$ . Это значит, что 5/12 всех вторичных частиц, принадлежащих к мультиплету с  $L = 1$ , должны быть тензорными мезонами ( $T$ ), т. е. полное число частиц этого мультиплета есть  $(12/5)T$ . 75% их являются мезонами с  $s_{q\bar{q}} = 1$ . Все векторные мезоны  $V$  с  $L = 0$  также имеют  $s_{q\bar{q}} = 1$ . Вклад резонансов с  $s_{q\bar{q}} = 1$  в сечение рождения К-мезонов, согласно правилам квартковой статистики, равен  $V + (9/5)T$ , и эта величина должна давать, если пренебрежимо мал вклад мультиплетов с  $L > 1$ , 75% полного сечения рождения каонов. Согласно данным<sup>124</sup> величина  $V + (9/5)T$  (мы ее будем обозначать  $K(1)$ ) в К-р-столкновениях при 32 ГэВ/с равна для различных вторичных каонов:  $K^-(1) = 68 \pm 5\%$ ,  $\bar{K}^0(1) = 71 \pm 4\%$ ,  $K^0(1) = 65 \pm 13\%$ ,  $K^+(1) = 78 \pm 19\%$ . Как видно, экспериментальное значение  $K(1)$  во всех случаях близко к 75%.

Следствием правил квартковой статистики должно быть равенство выходов  $\rho^0$  и  $\omega$ . Это равенство стало в настоящее время общепризнанным (см., например, <sup>125</sup>), однако нужно помнить, что оно является прямым следствием независимости выходов частиц (т. е. взаимодействия одетых квартков в процессе адронизации) от изотопических спинов квартков. Вне рамок такой независимости равенство выходов  $\rho^0$  и  $\omega$  выглядит неестественным. Например, в мультипериферической модели<sup>126</sup> вероятность рождения  $\omega$  получалась значительно меньше вероятности рождения  $\rho^0$ -мезона.

Гипотеза квартковой статистики о равновероятном объединении квартков и антиквартков в процессе адронизации приводит к тому, что барионное число квартка проявляется как вероятность рождения барионов (см. (26)). Экспериментальная проверка этого соотношения требует измерения сечений рождения барионов в квартковых струях. Однако здесь возникает трудность разделения вкладов фрагментационных и морских барионов. Ситуация упрощается в случае рождения в  $e^+e^-$ -аннигиляции виртуальным  $\gamma$ -квантлом пары  $cc$  или  $b\bar{b}$ . Рождение очарованных и прелестных квартков в море сильно подавлено, и практически единственным источником очарованных и прелестных адронов являются меченные  $c$ - или  $b$ -квартки.

В  $e^+e^-$ -аннигиляции имеются две струи, инициированные квартком и антиквартком, поэтому для полных множественностей очарованных мезонов

и барионов имеем  $\langle n_{B_c} \rangle = \langle n_{\bar{B}_c} \rangle = 1/3$ ,  $\langle n_{M_c} \rangle = \langle n_{\bar{M}_c} \rangle = 2/3$ . Множественность вторичных частиц в  $e^+e^-$ -аннигиляции принято измерять в величинах  $R(h) = \sigma(h)/\sigma(\mu^+\mu^-)$ . Сечение рождения очарованных барионов можно оценить по увеличению полной множественности всех барионов при переходе от энергий ниже порога рождения чарма к энергиям выше порога рождения с-кварков. Экспериментально увеличение в интервале энергий  $\sqrt{s} = 4,4 - 6,5$  ГэВ составляет  $0,92 \pm 0,11$ <sup>127</sup>.

Предсказываемая в кварковой статистике величина  $R(B_c + \bar{B}_c) = 8/9$  хорошо согласуется с этим увеличением  $R(B + \bar{B})$ . (Заметим, что рост  $R(B + \bar{B})$ , не связанный с рождением с-кварков, по оценке составляет только  $0,02 - 0,06$ .) С другой стороны, нельзя не отметить, что полный выход барионов в  $e^+e^-$ -аннигиляции при  $\sqrt{s} = 6,5$  ГэВ оказывается несколько меньше, чем предсказывается правилами кварковой статистики с учетом всех четырех сортов кварков: кварковая статистика дает  $R(B + \bar{B}) = 20/9$ , а на опыте  $R(B + \bar{B}) = 1,8 \pm 0,2$ <sup>127</sup>.

Правила кварковой статистики дают возможность провести разложение  $M_c$  и  $\bar{B}_c$  по адронам нижнего S-волнового мультиплета и вычислить выходы  $\Lambda_c$  и  $D$  с учетом распадов резонансов. При  $\lambda = 0,3$  имеем<sup>128</sup>

Кварковая статистика	Эксперимент
$R(\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}_c^-) = 0,62$ ,	$R(\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}_c^-) = 0,52 \pm 0,13^{127}$ ,
$R(D^+ + D^-) = 0,40$ ,	$R(D^+ + D^-) = 0,75 \pm 0,31^{129}$ ,
$R(D^0 + \bar{D}^0) = 1,14$ .	$R(D^0 + \bar{D}^0) = 1,2 \pm 0,4^{129}$ .

Такое согласие можно считать вполне удовлетворительным. Таким образом, данные по рождению очарованных адронов позволяют сделать заключение (в рамках существующей в настоящее время 20—30 %-ной экспериментальной точности) о выполнении соотношений (26), (29).

### г) И н к л ю з и в н ы е с п е к т р ы и с р е д н ы е м н о ж е с т в е н н о с т и в т о р и ч н ы х ч а с т и ц

Правила кварковой статистики определяют соотношения не только между полными множественностями вторичных частиц, но и между инклузивными сечениями.

Обсудим сперва инклузивные сечения адронов в кварковых струях. Будем исходить из соотношений для множественностей, которые определяются формулой (29) и разложениями ансамблей  $B_i$ ,  $B$  и  $M_i$ ,  $M$  (формулы (31), (32), (35) и т. д.). Переход от (29) к инклузивным сечениям выполняется просто:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx} (q_i \rightarrow \text{адрон}) = \frac{1}{3} B_i F(x) + \frac{2}{3} M_i \Phi(x) + M \varphi(x) + B f(x) + \bar{B} \bar{f}(x), \quad (46)$$

$F(x)$  и  $\Phi(x)$  — функции перехода меченоого кварка в барисн или мезон, а  $\varphi(x)$  и  $f(x)$  — функции распределения морских адронов. Они нормированы следующими условиями:

$$\int_0^1 dx F(x) = \int_0^1 dx \Phi(x) = 1, \quad \int_{\mu/\sqrt{s}}^1 dx \varphi(x) = 6N(s) + \frac{1}{3},$$

$$\int_{\mu/\sqrt{s}}^1 dx f(x) = N(s), \quad (47)$$

( $\mu$  — некоторая характерная адронная масса). Запись инклюзивного сечения в виде формулы (47) условна в том же смысле, что и запись множественности в виде (29): для того чтобы получить конкретные спектры, нужно воспользоваться разложениями  $B_i, B, M_i, M$  по реальным адронам.

Необходимо подчеркнуть, что согласно правилам квартовой статистики функции распределения мезонов и барионов одинаковы,  $F(x) = \Phi(x)$  (см. (21)). Однако это равенство справедливо только в области типично множественного процесса, где  $F(x)$  и  $\Phi(x)$  порядка 1. При  $x \rightarrow 1$  функции  $F(x)$  и  $\Phi(x)$  быстро па-

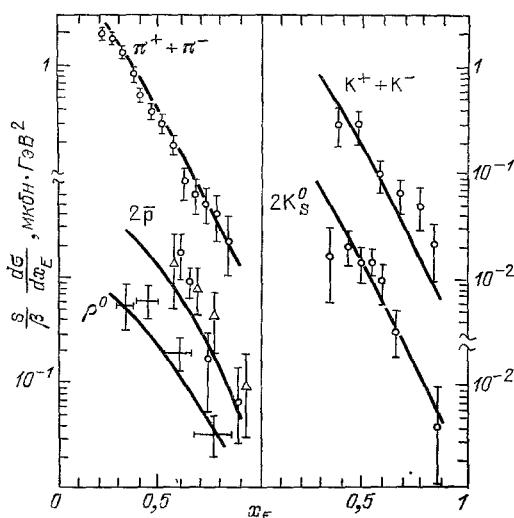


Рис. 19. Спектры вторичных частиц в  $e^+e^-$ -аннигиляции.

Приведены данные из работ <sup>131-133</sup>.

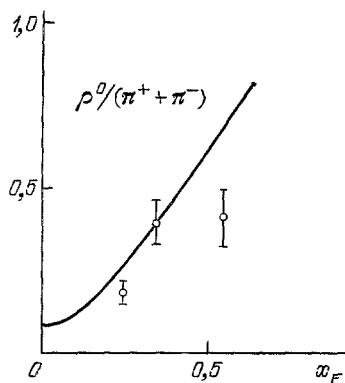


Рис. 20. Отношение  $\rho^0/(\pi^+ + \pi^-)$  в  $e^+e^-$ -аннигиляции при различных значениях  $x_E$ .

дают ( $F(x), \Phi(x) < 0,1$  при  $x > 0,6$ ) и в этой области такого равенства нет: при  $x \rightarrow 1$ , согласно <sup>130</sup>,  $F(x) \sim (1-x)^3$  и  $\Phi(x) \sim (1-x)$ .

На рис. 19 показано описание инклюзивных сечений в  $e^+e^-$ -аннигиляции ниже порога рождения с-квартуков в рамках формулы (47) в области  $0,2 \leq x \leq 0,7$ , где спектры фактически определяются заданием одной функции  $F(x) \approx \Phi(x)$ .

На рис. 20 приведено отношению выходов  $\rho^0$  и суммы  $\pi^+ + \pi^-$ -мезонов в  $e^+e^-$ -аннигиляции при более высоких энергиях  $\sqrt{s} = 34$  ГэВ <sup>134</sup>.

Более сложную структуру имеют спектры в адрон-адронных столкновениях. Однако и здесь рецепт перехода от соотношений для множественностей (формулы (9) и (10)) к инклюзивным сечениям такой же. Для перехода «протон  $p_{ijk} \rightarrow$  вторичные адроны» имеем

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_{\text{inel}}} \frac{d\sigma}{dx} (p \rightarrow \text{адрон}) = & \Delta B_{ijk} d_p(x) + \\ & + \frac{1-\Delta}{3} [\xi_1 B_{ij} D(x) + \xi_2 (B_i + B_j) Q_p^B(x) + (1-\xi_1-\xi_2) (M_i + M_j) Q_p^M(x) + \\ & + (1-\xi_1-2\xi_2) B_h F_p(x) + (\xi_1+2\xi_2) M_h \Phi_p(x) + \\ & + (i \neq k) + (j \neq k)] + M \Phi_p(x) + B f_p(x) + \bar{B} f_p(x). \quad (48) \end{aligned}$$

Функции  $\Phi_p(x)$  и  $f_p(x)$  нормированы, согласно (9), условием

$$\int_{\mu/\sqrt{s}}^1 dx f_p(x) = N(s), \quad \int_{\mu/\sqrt{s}}^1 dx \Phi_p(x) = dN(s). \quad (49)$$

Остальные функции ( $D, Q_p^B, Q_p^M, F_p, \Phi_p$ ) нормированы на единицу. В области, где эти функции велики (порядка 1), должны выполняться

соотношения

$$Q_p^B(x) = Q_p^M(x) \quad \text{при} \quad x \sim \frac{1}{3}, \quad (50)$$

$$F_p(x) = \Phi_p(x) \quad \text{при} \quad x \leq \frac{1}{6}. \quad (51)$$

Спектры в области фрагментации пионного пучка определяются аналогично:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_{inel}} \frac{d\sigma}{dx} (\pi \rightarrow \text{адрон}) = \\ = \delta M_{ij} d_\pi(x) + \frac{1-\delta}{2} [\eta (B_i + \bar{B}_j) Q_\pi^B(x) + (1-\eta) (M_i + M_j) Q_\pi^M(x) + \\ + \eta (B_i + \bar{B}_j) F_\pi(x) + (1-\eta) (M_i + M_j) \Phi_\pi(x)] + \\ + M \varphi_\pi(x) + B f_\pi(x) + \bar{B} f_\pi(x). \quad (52) \end{aligned}$$

Нормировка функций такая же, как и в случае протонного пучка. Здесь должны выполняться соотношения

$$\begin{aligned} Q_\pi^B(x) = Q_\pi^M(x) \quad \text{при} \quad x \sim \frac{1}{2}, \\ F_\pi(x) = \Phi_\pi(x) \quad \text{при} \quad x \leq \frac{1}{4}. \quad (53) \end{aligned}$$

В рамках гипотезы о мягкой адронизации представляется естественным связать поведение функций  $D(x)$  и  $Q(x)$  с распределением одетых кварков-спектаторов в протоне или мезоне. Кварки-спектаторы рождают себе подходящих партнеров по адронизации, т. е. «сбрасывают» свой импульс тем морским кваркам, с которыми объединяются в адроны. Поэтому можно считать, что распределение фрагментационных адронов по  $x$  должно примерно повторять  $x$ -распределение кварков-спектаторов, входящих в их состав. Мы примем, что  $Q^M(x)$  и  $Q^B(x)$  совпадают с распределением кварка-спектатора, а  $D(x)$  совпадает с распределением двух кварков-спектаторов (т. е. «дикварка»). Достаточную для нас точность в определении  $Q(x)$  и  $D(x)$  дает однопараметрическая аппроксимация кварковой волновой функции налетающего адиона<sup>135</sup>. Свободный параметр однозначно определяется средним квадратичным радиусом адиона (значения  $R_p^2$ ,  $R_\pi^2$ ,  $R_K^2$  приведены в<sup>136</sup>).

Гипотеза мягкой адронизации позволяет сделать заключение и относительно о распределениях по  $x$  мезонов и барионов, родившихся в процессе столкновения одетых кварков (т. е. меченых и морских адронов). Облако родившихся кварков окончательно формируется путем многократного взаимодействия друг с другом одетых кварков. В результате мультипериферическая гребенка (струя) таких кварков должна слабо зависеть от ее происхождения. Поэтому кажется естественным, что распределения одетых кварков по  $x$  в таких струях универсальны. Тогда

$$\begin{aligned} F_p(x) = \int_x^1 \frac{dz}{z} Q_p(z) F\left(\frac{x}{z}\right), \quad \Phi_p(x) = \int_x^1 \frac{dz}{z} Q_p(z) \Phi\left(\frac{x}{z}\right), \\ f_p(x) = \int_x^1 \frac{dz}{z} Q_p(z) f\left(\frac{x}{z}\right), \quad \varphi_p(x) = \int_x^1 \frac{dz}{z} Q_p(z) \varphi\left(\frac{x}{z}\right), \quad (54) \end{aligned}$$

где функции  $F$ ,  $\Phi$  и  $f$ ,  $\varphi$  определяются распределениями меченых и морских адронов в кварковых струях. Аналогичным образом находятся и функции распределения в мезонном пучке (с заменой  $Q_p$  на  $Q_\pi$ ,  $Q_K$ ).

Рис. 21–23 демонстрируют описание спектров вторичных частиц, полученных таким образом. В области  $x \rightarrow 1$  в ряде случаев наблюдаются за-

метные расхождения с опытом. В этой области существенную роль играют процессы дифракционной диссоциации, которые обычно описываются с помощью трехреджеонных диаграмм. Расщепление масс адронов в мультиплетах приводит к различию реджевских траекторий, поэтому в процессах дифракционной диссоциации следует ожидать заметных расхождений с квартовой статистикой. В расчетах спектров мы учли трехмеронный вклад (PPP),

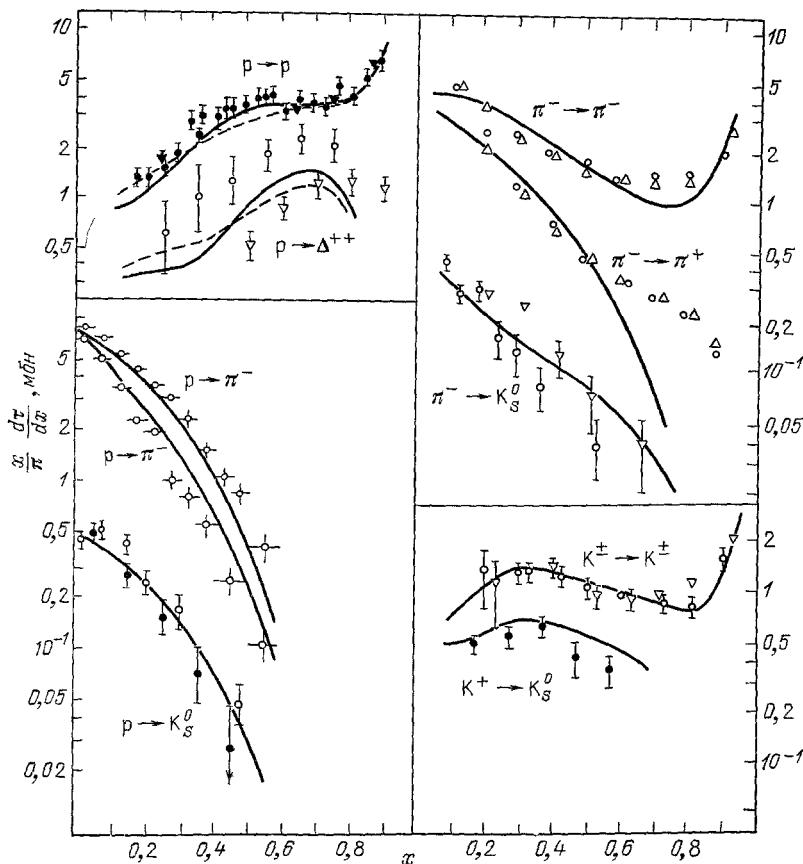


Рис. 21. Спектры различных вторичных частиц, рождающихся в адрон-нуклонных столкновениях, и описание их в рамках квазиджерной модели.

Использованы данные из работ <sup>137-146</sup>. Штриховыми линиями показаны результаты расчетов с учетом теневых поправок (см. раздел д) гл. 3). Здесь и далее  $\tau$  — сечение.

но не учли квазидифракционных вкладов PRR, обусловленных обменом невакуумным реджеоном (например,  $A_2$  с переходом  $\pi^- \rightarrow \rho^0$  и последующим распадом  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ). Поэтому, например, спектр  $\pi^- \rightarrow \pi^-$  при  $x > 0,8$  описывается сравнительно хорошо, а в спектре  $\pi^- \rightarrow \pi^+$  наблюдается явное несогласие с экспериментом.

На рис. 24 показаны средние множественности вторичных адронов (ссылки можно найти в работе <sup>156</sup>) и их описание в рамках правил квартовой статистики.

Значения параметров, входящих в формулы (31), (49), (52), приведены в табл. V. Каждый из них можно найти путем нормировки на одну из экспериментальных точек. Например, величину  $\alpha_1^M(1) = 0,3$  можно определить из отношения средних множественностей  $f$ - и  $\rho$ -мезонов.

Заметим, что параметры  $\zeta_1$ ,  $\zeta_2$ ,  $\eta$  не обязательно должны совпадать со значениями (29), (30), которые были вычислены для процессов адронизации изолированного выделенного кварка (дикварка), — в адронных соударениях

Таблица V

Значения параметров, необходимых для вычисления инклюзивных спектров и средних множественностей вторичных частиц

Параметр	$d$	$\zeta_1$	$\zeta_2$	$\eta$	$\lambda$ (центральная область)	$\lambda_f$ (область фрагментации)	$\alpha_1^M$ (1)
Его значение	10	1/2	1/12	0,07	0,3	0,2	0,3

всегда имеется несколько выделенных кварков (спектаторы и меченные). Как видно из табл. V, параметры  $\zeta_1$  и  $\zeta_2$  согласуются со значениями (30), вычисленными по правилам кварковой статистики. Параметр  $\eta$  сильно отличается от значения 1/3 (29), подтвержденного экспериментальными данными в

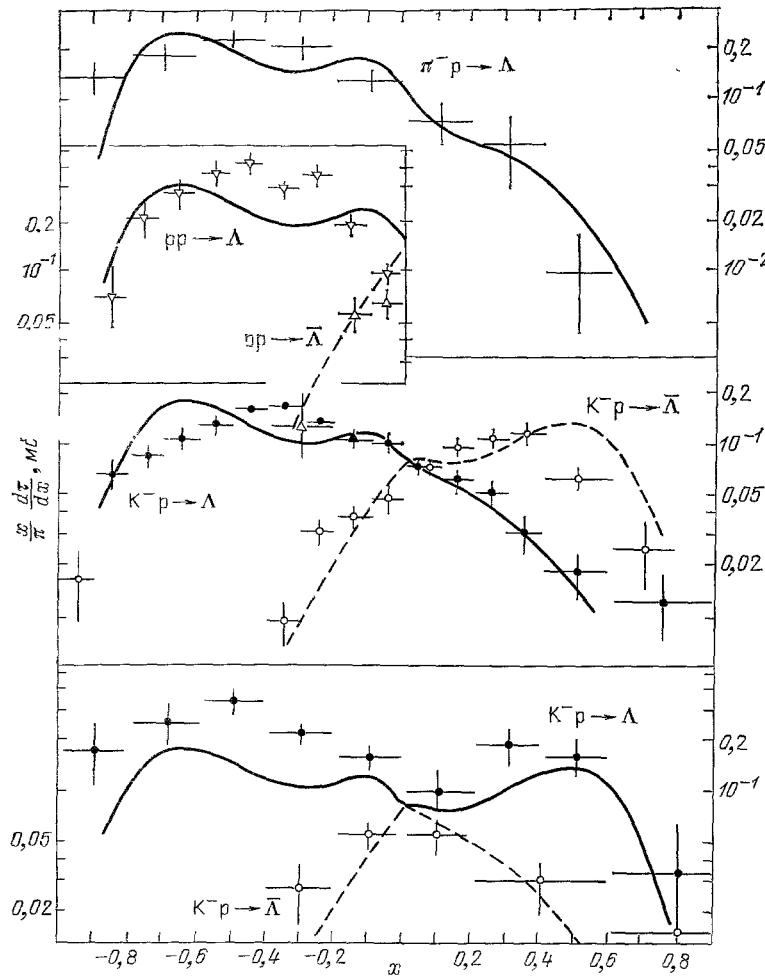


Рис. 22. Описание спектров  $\Lambda$ -и  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов, рождающихся на ядерной мишени, в квазиядерной модели.

Приведены данные из работ <sup>145, 147-149</sup>.

жестких процессах (см. п. в)). Это обстоятельство, по-видимому, свидетельствует о сильной корреляции между кварком-спектатором и меченым антикварком (или наоборот) в процессах фрагментации мезонных пучков.

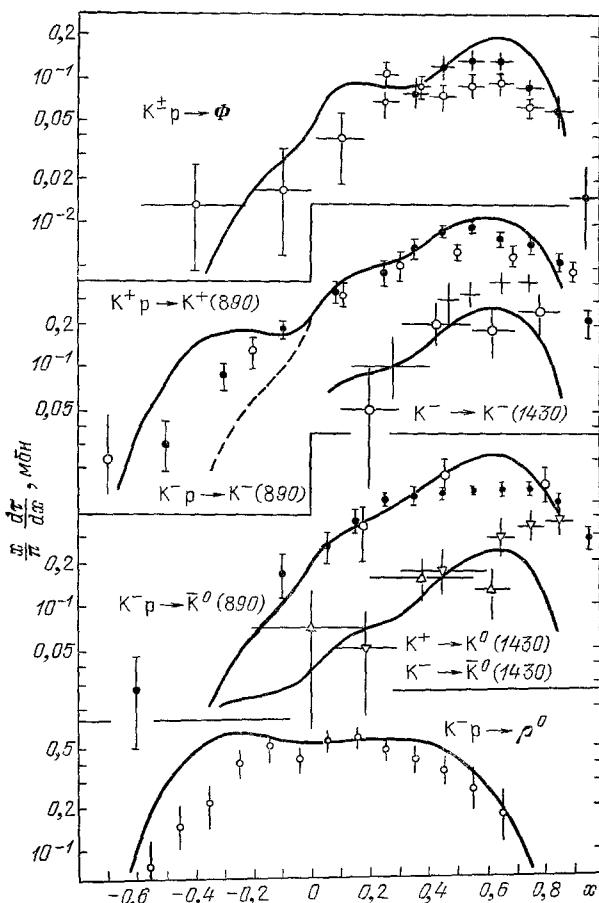


Рис. 23. Спектры мезонных резонансов, образующихся в  $K^\pm p$ -столкновениях 150–155. Кривые — расчет по квазидиаграммной модели.

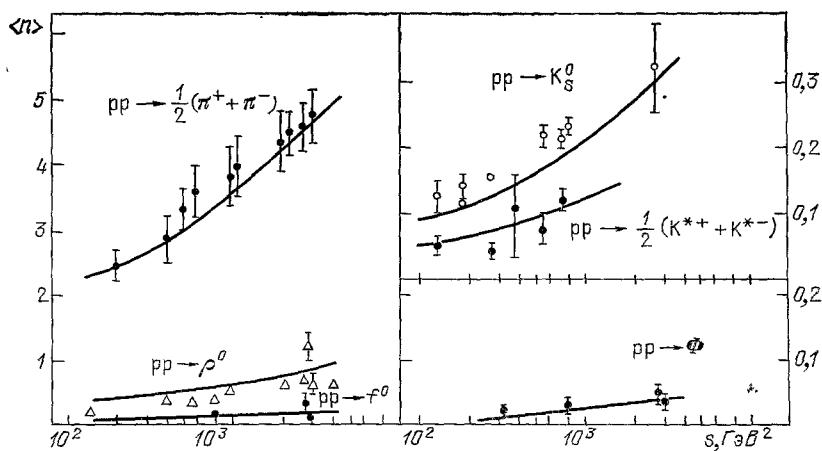


Рис. 24. Средние множественности вторичных частиц, рождающихся в pp-соударениях при высокой энергии.

Описание средних множественности и спектров с учетом кварковой структуры адронов проводилось в целом ряде работ в рамках других подходов к проблеме множественного рождения (см. обзоры <sup>157-159</sup> и ссылки, данные там). Однако в громадном большинстве таких работ описание рождения резонансов не проводится, вклад их в спектры долгоживущих частиц учитывается эффективно (например, с помощью соображений дуальности). Рассмотрение как долгоживущих мезонов, так и мезонных резонансов в рамках схемы дуальной топологической унитаризации (ДТУ) было проведено в работе <sup>160</sup>. Учитывалось рождение псевдоскалярных (Р), векторных (V) и тензорных (T) мезонов. Фитируя функции распределения кварков и функции перехода «кварк  $\rightarrow$  мезон», оказалось возможным хорошо описать спектры резонансов ( $\rho$ ,  $K^{*+}$ ,  $\Phi$ ) во всем интервале  $x$  в  $K^+p$ - и  $\pi^-p$ -столкновениях. Однако при этом наблюдалось расхождение с расчетом в спектрах долгоживущих частиц ( $\pi^-p \rightarrow \pi^+$  и  $pp \rightarrow \pi^-$  при  $x = 0$ ,  $\pi^-p \rightarrow \pi^-$  и  $pp \rightarrow \pi^+$  во всем интервале значений  $x$ ). Возможно, причина этого расхождения заключается в том, что в <sup>160</sup> не было учтено рождение других мезонов с  $L = 1$  (см. табл. VI). Вклад резонансов с  $J^P = 1^+$  и  $J^P = 0^+$  в формирование пионных спектров не мал.

Таблица VI  
Вероятности рождения мезонов в различных схемах (в %)

$J^P$	0 <sup>-</sup> (Р)	1 <sup>-</sup> (V)	2 <sup>+</sup> (T)	1 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>
Кварковая статистика ДТУ <sup>160</sup>	17,5 29	52,5 55	12,5 16	7,5 0	7,5 0	2,5 0
Модель Лунда <sup>56</sup>	50	50	0	0	0	0

Описание спектров множественности как мезонов, так и барионов проводилось во фрагментационной модели группы из Лунда (МЛ) <sup>56, 57</sup>. Здесь отношение вероятностей рождения векторных и псевдоскалярных мезонов считалось свободным параметром и было выбрано равным  $V : P = 1 : 1$  на основе данных по рождению  $\rho$ -мезонов в жестких процессах (наиболее точные данные относятся к области больших  $x$ ). Рождение мезонов с  $L = 1$  в МЛ не учитывается (табл. VI). Описание рождения векторных частиц в МЛ оказывается удовлетворительным (однако несколько хуже, чем в кварковой статистике; см. <sup>161</sup>). Описание вторичных барионов в МЛ и в кварковой статистике происходит на одном уровне точности. Отметим, что правила формирования фрагментационных барионов в МЛ результативно очень похожи на правила кварковой статистики. Рождение бариона  $B_{ij}$  в МЛ происходит с вероятностью около 50% (в кварковой статистике  $\xi_1 = 1/2$ ; см. (30)); как и в кварковой статистике, соотношения вероятностей рождения декуплет/октет равны 2 : 1, а для конкретных барионов учитываются  $SU(6)$ -факторы. Однако для рождения барионов в центральной области предсказания МЛ и кварковой статистики различаются заметно, что связано с тем, что в МЛ вероятности рождения разных дикварков считаются различными.

#### д) Инклюзивные спектры в адрон-ядерных столкновениях

Используя результаты описания адрон-адронных столкновений, можно в рамках квазиядерной структуры адронов однозначно предсказать спектры вторичных частиц в барион-ядерных соударениях при  $x \geq 0,1$ . Продвинуться в область меньших значений  $x$  оказывается трудным. Дело в том, что в любой модели многократного рассеяния возникает вопрос, как делится энергия

между вторичными ливнями в случае неупругого взаимодействия пучка с несколькими нуклонами ядра  $^{167, 170}$ . Квазидерная модель дает однозначный рецепт такого деления в случае рассмотрения фрагментационных вторичных частиц, содержащих кварки-спектаторы. В случае же, когда один начальный кварк испытывает несколько неупругих соударений, проблема по-прежнему остается открытой. Сравнение с экспериментом и модельные оценки показывают, что однозначные предсказания получаются в области  $x \geq 0,1$ .

В этой области инклузивное сечение для налетающего пучка протонов равно

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_{\text{prod}}(pA)} \frac{d\sigma}{dx} (pA \rightarrow h) = & \Delta(A) B_{ijk} d_A(x) + \\ & + \frac{1-\Delta(A)}{3} \left[ \frac{1}{2} V_1^p(A) B_{ij} D(x) + \left( \frac{1}{6} V_1^p(A) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{3} V_2^p(A) \right) B_i Q_p(x) + \left( \frac{5}{6} V_1^p(A) + \frac{2}{3} V_2^p(A) \right) M_i Q_p(x) + \right. \\ & \left. + (V_1^p(A) + 2V_2^p(A) + 3V_3^p(A)) \times \right. \\ & \times \left( \frac{1}{3} B_k F_p(x) + \frac{2}{3} M_k \Phi_p(x) \right) + (i \rightleftharpoons k) + (j \rightleftharpoons k) \Big] + \\ & + (V_1^p(A) + 2V_2^p(A) + 3V_3^p(A)) [M \Phi_p(x) + B f_p(x) + \bar{B} f_p(x)]. \quad (55) \end{aligned}$$

Значения  $V_1^p$ ,  $V_2^p$ ,  $V_3^p$  и  $\Delta(A)$  вычисляются (см. раздел е) гл. 2). Подчеркнем, что распределения морских частиц в кварк-ядерных и кварк-нуклонных

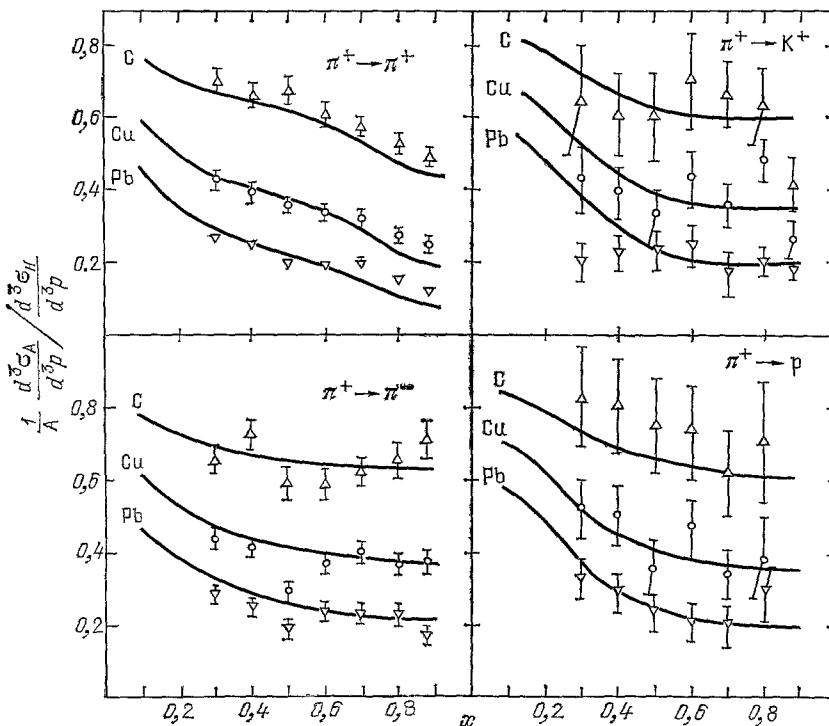


Рис. 25. Отношения сечений рождения вторичных частиц в  $\pi^+A$ - и  $\pi^+p$ -столкновениях при 100 ГэВ/с ( $p_{\perp} = 0,3$  ГэВ/с)<sup>103</sup>.

взаимодействиях могут быть разными<sup>162</sup>. Подробное рассмотрение ситуации с позиции квазидерной структуры адронов при  $x \leq 0,1$  можно найти в обзорах<sup>29,30</sup>. В области  $x \geq 0,1$  все это, однако, несущественно; мы же будем рассматривать только  $x \geq 0,1$ .

Для мезонного пучка, аналогично,

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\sigma_{\text{prod}}(\pi A)} \frac{d\sigma}{dx} (\pi A \rightarrow h) = & \delta_\pi(A) M_{ij} d_A(x) + \\
 & + \frac{1 - \delta_\pi(A)}{2} [0,07 V_1^\pi(A) (B_i + \bar{B}_j) Q_\pi(x) + \\
 & + 0,93 V_1^\pi(A) (M_i + M_{\bar{j}}) Q_\pi(x) + 0,07 (V_1^\pi(A) + \\
 & + 2V_2^\pi(A)) (B_i + \bar{B}_j) F_\pi(x) + 0,93 (V_1^\pi(A) + 2V_2^\pi(A)) (M_i + M_{\bar{j}}) \Phi_\pi(x)] + \\
 & + (V_1^\pi(A) + 2V_2^\pi(A)) (M \Phi_\pi(x) + B f_\pi(x) + \bar{B} f_\pi(x)). \quad (56)
 \end{aligned}$$

На рис. 25, 26 показаны спектры вторичных адронов, рождающихся на ядерных мишениях, и их описание в кварковой квазиядерной модели.

Описание рождения частиц в адрон-ядерных соударениях проводилось в рамках схемы ДТУ в работах<sup>159, 163, 164</sup>.

При этом использовался формализм многореджонного обмена для адрон-ядерных амплитуд<sup>165-171</sup>. Разрезание графиков с обменом помероном (цилиндрических диаграмм на языке схемы ДТУ) дает возможность вычислять как выходы фрагментационных частиц, так и выходы частиц в центральной области. Эти расчеты существенно зависят от способа деления начальной энергии между гребенками, возникающими при разрезании померонов. В работе<sup>159</sup> такое деление энергии управляется распределением夸арков в налетающем протоне по доле уносимого ими импульса: принято, что распределение夸арков можно получить, экстраполируя форму реджевского поведения для вторичных частиц (в данном случае — валентных и морских夸арков и дик夸арков) из области  $x = 0$  в область больших  $x$ . В рамках такого подхода удается не плохо описать пионные спектры в рА-столкновениях, однако в πA-столкновениях при  $x \geq 0,5$  вычисленные спектры пионов заметно (в два-три раза) отличаются от эксперимента.

Следует иметь в виду, что и в квазиядерной модели все правила вычисления выходов вторичных частиц можно сформулировать, подобно тому, как это делается в ДТУ, на языке многореджонных амплитуд. Существованию быстрых частиц (夸арков-спектаторов) в адрон-ядерных столкновениях будет соответствовать задание специфического способа деления энергии: быстрые вторичные адроны в аддитивной кварковой модели возникают от такого рода делений, когда один из夸арков с большой вероятностью сохраняет свой импульс.

В работе<sup>171</sup> проводилось вычисление спектров в рA-соударениях во всей области быстрот. При этом в основу расчета были заложены спектры на нуклонной мишени, заметно отличающиеся от экспериментальных в области

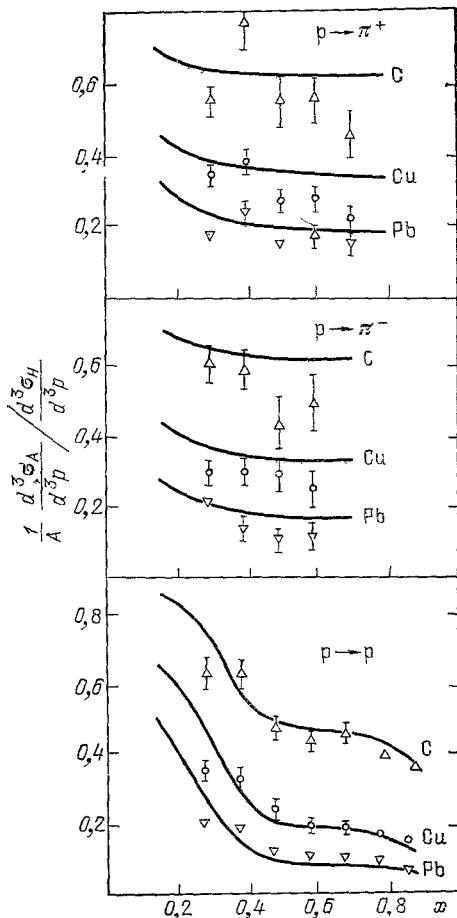


Рис. 26. Отношения сечений рождения вторичных частиц в рA- и pp-столкновениях при 100 ГэВ/c ( $p_\perp = 0,3$  ГэВ/c)<sup>103</sup>.

малых  $y$ . Как было замечено в работе <sup>172</sup>, использование в подобном расчете экспериментального спектра для pp-столкновений приводит к плохому согласию с данными в области фрагментации ядра-мишени.

До сих пор мы обсуждали вычисления спектров вторичных частиц в рамках импульсного приближения. При учете глауберовских поправок с взаимодействием нескольких пар夸ков расчетные спектры несколько меняются <sup>173</sup>. Все изменения вызываются только уменьшением числа夸ков-спектаторов и увеличением числа взаимодействующих夸ков. Как обсуждалось в разделе ж) гл. 2, эти величины вычисляются в рамках глауберовского приближения вполне однозначно, поэтому расчет спектров с учетом夸ковых теневых поправок не требует введения каких-либо новых параметров. Как видно из рис. 21, 27, все изменения расчетных спектров оказываются небольшими, они не превышают 20—30%.

В разделе ж) гл. 2 мы уже говорили, что рост полного сечения должен приводить, согласно квазидерной夸ковой модели, к нарушению масштабной инвариантности спектров в области фрагментации. Для различных частиц эти нарушения однозначно вычисляются <sup>173</sup>, они показаны на рис. 28. Увеличение сечения приводит также к росту множественности в цент-

Рис. 27. Отношение выходов  $\Xi^0$ -гиперона в  $pA$ -столкновениях при 300 ГэВ/с <sup>174</sup> в импульсном приближении (сплошные кривые) и при учете теневых поправок (штриховые кривые).

ных частицах эти нарушения однозначно вычисляются <sup>173</sup>, они показаны на рис. 28. Увеличение сечения приводит также к росту множественности в цент-

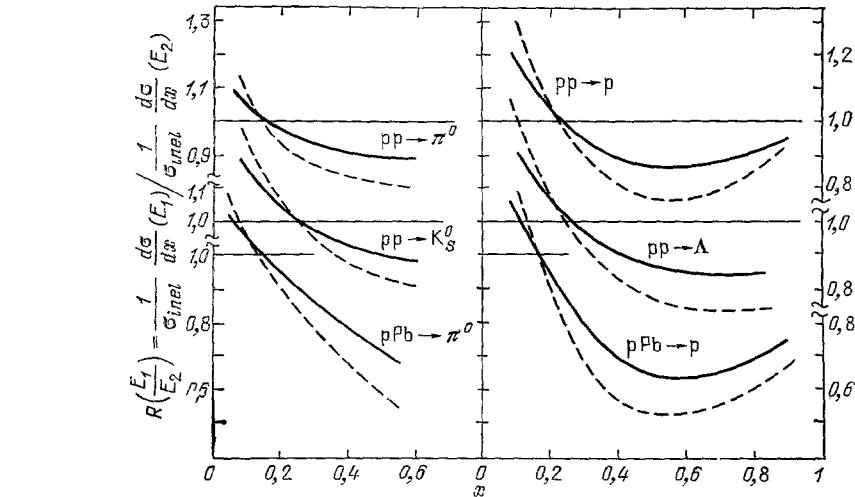


Рис. 28. Нарушения скейлинга в спектрах вторичных частиц в pp- и pPb-столкновениях. Приведены отношения спектров при таких энергиях, когда  $\sigma_{tot}^{pp} = 66$  мбарн (сплошные кривые) и  $\sigma_{tot}^{pp} = 93$  мбарн (штриховые кривые) к спектрам при  $E \sim 10^2$  ГэВ.

ральной области спектра (из-за увеличения числа взаимодействующих夸ков). Расчет показывает, однако, что этот эффект невелик (20—30% при

переходе от энергий ISR к энергиям SPS-коллайдера). Это означает, что наблюдаемый рост множественности в центральной области спектра  $^{175}$  обусловлен увеличением множественности в самом кварк-кварковом взаимодействии.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Квазиядерная модель кварков может с успехом применяться для описания процессов множественного рождения адронов при высоких энергиях. Модель имеет ряд привлекательных черт — она проста, почти не содержит эмпирических параметров и обладает значительной предсказательной силой. Видимо, можно утверждать, что в настоящее время не имеется экспериментальных фактов, находящихся в серьезном (превышающем 20—30%) противоречии с моделью.

Вместе с тем даже с самой оптимистической точки зрения очевидно, что сделан только первый шаг в описании множественных процессов на основе представлений о кварковой структуре адронов. Попытаемся перечислить основные проблемы, которые необходимо решить для дальнейшего продвижения на этом пути.

Их удобно разделить на три группы — задачи, стоящие перед экспериментом, феноменологией и теорией.

Как было показано, квазиядерная модель позволяет рассчитать множественности и инклузивные спектры более чем 200 вторичных частиц (54 мезона, 80 барионов и 80 антибарионов), рождающихся при взаимодействии пионах, каонных, нуклонных, а, в принципе, и гиперонных пучков с нуклонной либо ядерной мишенью. Не больше чем несколько процентов информации здесь можно сравнить с опытом. Поэтому первоочередной экспериментальной задачей с этой точки зрения является измерение выходов различных мезонных и барионных резонансов в  $hN$ - и  $hA$ -соударениях. Значительный интерес представляет решenie вопросов, будет ли кварковая модель работать здесь только с точностью 20—30%, как во многих других местах, будут ли наблюдаться систематические отклонения от ее предсказаний и где именно и т. д.

Мы видели, что имеются и другие подходы к описанию множественных процессов. С точки зрения феноменологии необходимо понять, чем, в сущности, различаются между собой разные модели. Не исключено, что различие некоторых моделей является чисто семантическим. Кроме того, ряд моделей может иметь различные области применимости.

Наконец, теория должна ответить на вопрос, действительно ли в природе имеются два размера (два радиуса конфайнмента), либо аддитивная кварковая модель и кварковая статистика представляют собой только счастливо угаданные правила расчетов, не отражающие истинной природы вещей.

В заключение мы выражаем глубокую признательность В. Н. Грибову за многочисленные полезные обсуждения различных аспектов кварковой структуры адронов. Авторы также благодарны А. А. Ансельму, С. С. Герштейну, Е. М. Левину, М. Г. Рыскину, и Э. В. Шуряку за обсуждения, и В. М. Брауну и П. Э. Волковицкому за сотрудничество.

Мы признательны А. Б. Кайдалову, А. К. Лиходеду и П. В. Шляпнико-ву за обсуждения альтернативных подходов к проблеме множественного рождения.

Ленинградский институт ядерной физики  
им. Б. П. Константинова АН СССР  
Всесоюзный научно-исследовательский центр  
по изучению свойств поверхности и вакуума  
Госстандarta СССР, Москва  
Центральный институт физических исследований АН ВНР,  
Будапешт

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Gell-Mann M. — Phys. Lett., 1964, v. 8, p. 214.
2. Sweig G. Preprints CEPN 8182/TH 401, 849/TH 412.
3. Левин Е. М., Франкфурт Л. Л. — УФН, 1968, т. 94, с. 243.
4. Коккедэ Я. Теория кварков. — М.: Мир, 1971.
5. Lipkin H. J. Preprint FERMILAB-Conf-78/78-THY. — 1978.
6. Анисович В. В. — В кн. Материалы IX Зимней школы ЛИЯФ АН СССР. — Л.: ЛИЯФ, 1974. — Т. 3, с. 106.
7. Altarelli G. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 69, p. 531.
8. Kanki T. — Progr. Theor. Phys., 1976, v. 56, p. 1885.
9. Cabibbo N., Petronzio R. — Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 137, p. 395.
10. Hwa R. C. — Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 22, p. 759, 1593.
11. Шехтер Б. М. — ЯФ, 1974, т. 33, с. 817.
12. Chanowitz M. S. Preprint LBL 13593. — 1981.
13. Филиппов А. Т. — УФН, 1982, т. 137, с. 201.
14. Anisovich V. V. et al. — Phys. Lett., 1965, v. 16, p. 194.
15. Soloviev L. D. — Ibid., p. 335.
16. Thirring W. — Ibid., p. 345.
17. Левин Е. М., Франкфурт Л. Л. — Письма ЖЭТФ, 1965, т. 2, с. 105.
18. Lipkin H. J., Scheck F. — Phys. Rev. Lett., 1966, v. 16, p. 71.
19. Anisovich V. V. — Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 57, p. 87.
20. Bialas A., Czyz W., Furmanski W. — Acta Phys. Pol. Ser. B, 1977, v. 8, p. 585.
21. Анисович В. В., Лепехин Ф. Л., Шабельский Ю. М. — ЯФ, 1978, т. 27, с. 1639.
22. Anisovich V. V., Shabelski Yu. M., Shekhter V. M. — Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 133, p. 477.
23. Анисович В. В., Шабельский Ю. М., Шехтер Б. М. — ЯФ, 1978, т. 28, с. 1063.
24. Nikolaev N. N., Ostapchuk A. Ya. Preprint CERN Ref. TH 2575. — 1978.
25. Dar A., Takagi F. — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 768.
26. Takagi F. — Progr. Theor. Phys., 1981, v. 65, p. 1350.
27. Bialas A., Czyz W. — Nucl. Phys. Ser. B, 1982, v. 194, p. 21.
28. Анисович В. В., Шабельский Ю. М. — ЯФ, 1981, т. 34, с. 831.
29. Николаев Н. Н. — УФН, 1981, т. 134, с. 369.
30. Шабельский Ю. М. — Физ. ЭСАЯ, 1981, т. 12, с. 1070.
31. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 1537.
32. Анисович В. В. — В кн. Физика высоких энергий: Материалы XIV Зимней школы ЛИЯФ, АН СССР. — Л.: ЛИЯФ, 1979. — С. 3.
33. Schiz A. et al. — Phys. Rev. Ser. D, 1981, v. 24, p. 26.
34. Hwa R. C. Preprint OITS-159. — 1981.
35. Браун В. М., Шабельский Ю. М. — ЯФ, 1982, т. 35, с. 1247.
36. Shuryak E. V. — Nucl. Phys. Ser. B, 1982, v. 203, p. 93, 116, 140.
37. Lipkin H. J. Preprint ANL-HEP-CP-80-77. — 1980.
38. Азнауриян И. Г., Тер-Исаакян Н. Л. — ЯФ, 1980, т. 31, с. 1680.
39. Glashow S. L. Preprint HUTP-80/A089. — 1980.
40. Shifman M. A., Vainstein A. I., Zakharov V. I. — Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 147, p. 385, 447.
41. Монаратра R. N., Pati J. S., Salam A. — Phys. Rev. Ser. D, 1976, v. 13, p. 1733.
42. Ma E. — Ibid., 1978, v. 17, p. 623.
43. Parisi G., Petronzio R. — Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 51.
44. Anisovich V. V., Shekhter V. M. — Nucl. Phys. Ser. B, 1973, v. 55, p. 455.
45. Bjorken J. D., Faggag G. R. — Phys. Rev. Ser. D, 1974, v. 9, p. 1449.
46. Картвелишвили В. Г., Лиходед А. К., Пронько Г. П. Препринт ИФВЭ 76-38. — 1976.
47. Толстиков А. Н. Препринт ИФВЭ 76-51. — 1976.
48. Ochs W. — Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 118, p. 397.
49. Das K. P., Hwa R. C. — Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 68, p. 459.
50. Capella A. et al. — Ibid., 1979, v. 81, p. 68.
51. Cohen-Tannoudji G. et al. — Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 21, p. 2699.
52. Кайдалов А. Б. В кн. Материалы X школы физики ИТЭФ, — М.: Атомиздат, 1963. — Вып. 2, с. 3.
53. Тер-Мартиросян К. А. — Ibid. — С. 64.
54. Kinoshita K. et al. — Zs. Phys. Ser. C, 1981, Bd. 8, S. 205.
55. Kaidalov A. B., Ter-Martirosyan K. A. Preprint ITEP-161. — 1983.
56. Andersson B. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1981, v. 178, p. 242.

57. Sjostrand T. Preprint LU TP 82-3. — 1982.

58. Review of Particle Properties. — Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 111, p. 1.  
Mariner J. P. et al. Preprint FERMILAB-Conf-82/85-EXP.

59. De Rujula A., Georgi H., Glashow S. L. — Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 12, p. 147.

60. Isgur N., Karl G. — Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 72, p. 109; Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 18, p. 4187; v. 19, p. 2653; 1981, v. 23, p. 155.

61. Kalman C. S., Hall R. L. — Ibid., 1982, v. 25, p. 247.

62. Kokkedee J. J. J., Van Hove L. — Nuovo Cimento, 1966, v. 42, p. 711.

63. Burg J. P. et al. Preprint CERN/EP/82-195. — 1982; CERN Courier, 1983, v. 23, p. 137.

64. Biagi S. F. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1981, v. 186, p. 1.

65. Levin E. M., Shekhter V. M. Preprint LNPI-442. — 1978.

66. Chiappetta P., Greco M. — Nucl. Phys. Ser. B, 1982, v. 199, p. 77.

67. Shuryak E. V., Vainstein A. I. — Ibid., p. 451.

68. Harrington D. R., Pagnamenta A. — Phys. Rev., 1968, v. 173, p. 1599.

69. Левин Е. М., Шехтер В. М. — Цит. в <sup>6</sup> сб. — Т. 3, с. 28.

70. Wakaizumi S., Tanimoto M. — Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 70, p. 55.

71. Bialas A. et al. — Acta Phys. Pol. Ser. B, 1977, v. 8, p. 855.

72. Levin E. M., Shabelski Yu. M., Shekhter V. M., Solomon A. N. Preprint LNPI-444. — 1978.

73. Голосковов С. В. и др. — ЯФ, 1981, т. 33, с. 1349.

74. De Kerret H. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 62, p. 363; 1977, v. 68, p. 374.

75. Apisovich V. V., Dakhno L. G., Volkovitsky P. E. — Ibid., 1972, v. 42, p. 224.

76. Kaidalov A. B., Kondratyuk L. A. — Nucl. Phys. Ser. B, 1973, v. 56, p. 90.

77. Анисович В. В., Браун В. М., Шабельский Ю. М., Шехтер В. М. — ЯФ, 1982, т. 36, с. 732.

78. Померанчук И. Я., Фейнберг Е. Л. — ДАН СССР, 1953, т. 93, с. 439.

79. Фейнберг Е. Л. — ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 202.

80. Канчели О. В. — Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 465.

81. Фейнман Р. Взаимодействия фотонов с адронами. — М.: Мир, 1975.

82. Грибов В. Н. — В кн.: Материалы VIII Зимней школы ЛИЯФ АН СССР. — Л.: ЛИЯФ, 1973. — Т. 2, с. 5.

83. Царев В. А. — ЯФ, 1978, т. 28, с. 1054.

84. Анисович В. В., Левин Е. М., Рыскин М. Г. — ЯФ, 1979, т. 29, с. 1311.

85. Albrow M. G. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 108, p. 1.

86. Satz H. — Phys. Lett. Ser. B, 1967, v. 25, p. 220.

87. Elbert J. W., Erwin A. R., Walker W. D. — Phys. Rev. Ser. D, 1971, v. 3, p. 2042.

88. Лютов С. И., Мурзин В. С. — ЯФ, 1982, т. 35, с. 1571.

89. Лиходед А. К., Шляпников П. В. — УФН, 1978, т. 124, с. 3.

90. Van Hove L. — Acta Phys. Pol. Ser. B, 1976, v. 7, p. 339.

91. Duke D. W., Taylor F. E. — Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 1788.

92. Ranft J. — Ibid., v. 18, p. 1491.

93. De Grand T. A., Miettinen H. I. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 612.

94. Van Hove L. — Acta Phys. Austr. Suppl., 1979, v. XXI, p. 621.

95. Takasugi E., Tata X. — Phys. Rev. Ser. D, 1981, v. 23, p. 2573.

96. Andersson B., Gustafson G., Peterson C. — Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 135, p. 273.

97. Сарелла A. Preprint LPTPE 81/10. — 1981.

98. Давиденко Г. В., Николаев Н. Н. — ЯФ, 1976, т. 24, с. 772.

99. Шабельский Ю. М. — В кн.: Физика элементарных частиц: Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ АН СССР. — Л.: ЛИЯФ, 1979. — С. 90.

100. Волошин С. А., Никитин Ю. П., Порфирьев П. И. — ЯФ, 1980, т. 31, с. 762.

101. Úbergall H. Electron Scattering from Complex Nuclei. Part A. — New York; London, 1971.

102. Шабельский Ю. М. — ЯФ, 1981, т. 33, с. 1379.

103. Barton D. S. et al. Preprint FERMILAB-Pub-82/64-EXP. — 1982.

104. Абрамовский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В. — ЯФ, 1973, т. 18, с. 595.

105. Анисович В. В., Браун В. М., Шабельский Ю. М. — ЯФ, 1982, т. 36, с. 1556.

106. Eidelman S. I., Shuryak E. V. Preprint 82-143. — Novosibirsk, 1982.

107. Анисович В. В., Шехтер В. М. — ЯФ, 1978, т. 28, с. 1079.

108. Kaidalov A. B. Preprint ITEP-50. — 1982.

109. Тер-Мартirosyan K. A. Препринт ИТЭФ-134. — Москва, 1982.

110. Feinberg E. L. — Phys. Rept., 1972, v. 5, p. 237.

111. Vernov S. N. et al. — J. Phys. Ser. G, 1977, v. 3, p. 1601.

112. Никольский С. И. — УФН, 1981, т. 135, с. 545.

113. Анисович В. В. — ЯФ, 1978, т. 28, с. 761.

114. Malhotra P. K., Ograva R. Preprint FERMILAB-Pub-82/79. — 1982.

115. Wroblewski A. Preprint VTL Pub-83. — 1982.

116. Guman V. N., Shekhter V. M. — Nucl. Phys. Ser. B, 1975, v. 99, p. 523.

117. Волошин С. А., Никитин Ю. П., Порфирьев П. И. — ЯФ, 1982, т. 35, с. 1006, 1259.

118. Шехтер В. М., Щеглова Л. М. — ЯФ, 1978, т. 27, с. 1070.

119. Anisovich V. V., Kobriniskiy M. N., Nyiri J. — Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 102, p. 357.

120. Анисович В. В., Кобринский М. Н., Нирин Ю. — ЯФ, 1981, т. 34, с. 195.

121. Анисович В. В., Кобринский М. Н., Шабельский Ю. М. — В кн. Материалы XVIII Зимней школы ЛИЯФ АН СССР. — Л.: ЛИЯФ, 1983. — С. 53. ]

122. Анисович В. В., Кобринский М. Н., Нирин Ю. Препринт ОИЯИ Р2-82-294. — Дубна, 1982.

123. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. — ЯФ, 1980, т. 32, с. 220.

124. Socquet C. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 155, p. 333.

125. Гришин В. Г. Иклузивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. — М.: Энергиздат, 1982.

126. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — ЯФ, 1974, т. 19, с. 904.

127. Abrams G. S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 10.

128. Анисович В. В., Кобринский М. Н. — ЯФ, 1982, т. 36, с. 972.

129. Coles W. et al. Preprint SLAC-Pub-2916. — 1982.

130. Bloom E. D., Gilman F. J. — Phys. Rev. Ser. D, 1971, v. 4, p. 2901.

131. Brandelik R. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 67, p. 358.

132. Burmester I. et al. — Ibid., p. 367.

133. Wolf G. Preprint DESY 79/41. — 1979.

134. Brandelik R. et al. Preprint DESY 82/046. — 1982.

135. Анисович В. В., Кобринский М. Н., Нирин Ю., Шабельский Ю. М. — ЯФ, 1983, т. 38, с. 425.

136. Chou T. T. — Phys. Rev. Ser. D., 1979, v. 19, p. 3327.

137. Brenner A. E. et al. — Ibid., 1982, v. 26, p. 1497.

138. Ward C. P. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 153, p. 299.

139. Drijard D. et al. Preprint CERN/EP 83-5. — 1983.

140. Brick D. et al. — Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 21, p. 632.

141. Suzuki A. et al. — Ibid., 1981, v. 24, p. 605.

142. Yaeger K. et al. — Ibid., 1975, v. 11, p. 2405.

143. Brick D. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 164, p. 1.

144. Bogert D. et al. — Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 2098.

145. Ангелов Н. С. и др. — ЯФ, 1981, т. 34, с. 1234.

146. Gottgens R. et al. — Zs. Phys. Ser. C, 1981, Bd. 9, S. 21.

147. Kichimi H. et al. — Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 20, p. 37.

148. Wright P. R. S. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1981, v. 189, p. 421.

149. Barth M. et al. — Zs. Phys. Ser. C, 1981, Bd. 10, S. 305.

150. Arrestov Yu. et al. — Ibid., v. 8, p. 283.

151. Barth M. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 117, p. 267.

152. Arrestov Yu. et al. — Zs. Phys. Ser. C, 1980, Bd. 6, S. 101.

153. Barth M. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1981, v. 191, p. 39.

154. Gottgens R. et al. — Preprint CERN/EP 81-51. — 1981.

155. Ajinenko I. V. et al. — Zs. Phys. Ser. C, 1980, Bd. 5, S. 177.

156. Анисович В. В., Кобринский М. Н., Нирин Ю. — ЯФ, 1982, т. 35, с. 151.

157. Fialkowski K., Kittel W. Preprint NIKHEF-HEN 82-226. — 1982.

158. Hwa R. C. Preprint OITS-26. — 1983.

159. Capella A. Preprint LPTPE 81/10. — 1981.

160. Uehara M. — Progr. Theor. Phys., 1981, v. 66, p. 1697.

161. De Wolf E. A. Invited Talk at XIII Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics. Volndam, 1982.

162. Shabelski Yu. M., Shekhter V. M. — Acta Phys. Pol. Ser. B, 1980, v. 11, p. 317.

163. Chao W. Q. et al. — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 518.

164. Capella A., Tran Than Van J. — Phys. Lett. Ser., B, 1980, v. 93, p. 146.
165. Шабельский Ю. М. Препринт ЛИЯФ АН СССР № 248. — Ленинград, 1976.
166. Bertocchi L., Treleani D. — J. Phys. Ser. G, 1977, v. 3, p. 147.
167. Capella A., Kaidalov A. — Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 111, p. 477.
168. Cutler R. T., Snider D. R. — Phys. Rev. Ser. D, 1976, v. 13, p. 1504.
169. Weis J. Preprint CERN-TH 2197. — 1976.
170. Shabelski Yu. M. — Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 132, p. 491.
171. Capella A., Krzywicki A. — Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 3357.
172. Золлер Б. Р., Николаев Н. Н. — ЯФ, 1982, т. 36, с. 918.
173. Anisovich V. V., Braun V. M., Shabelski Yu. M. Preprint LNPI-866. — 1983.
174. Pondrom L. G. et al. — In: Proc. of the X Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics. — Goa, India, 1979. — P. 579.
175. Alpgard K. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 107, p. 310.  
Arnison G. et al. — Ibid., p. 320.

