

539.171

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В. Г. Гришин

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	51
2. Множественности вторичных частиц в адронных взаимодействиях	53
а) Средние множественности вторичных заряженных частиц ($\langle n_{ch} \rangle$) (54).	
б) Скейлинг по множественности (57). в). Корреляции по множественности (59).	
3. Двухчастичные корреляции вторичных частиц	60
а) Корреляции по быстрой (61). б) Азимутальные корреляции (65).	
4. Рождение резонансов	67
а) Методика выделения резонансных состояний (67). б) Сечения образования резонансов (70). в) Универсальные закономерности в импульсных спектрах частиц и резонансов (75). г) Аддитивная кварковая модель (АКМ) (80). 1) Импульсное приближение (81). 2) Рождение частиц в центральной области ($x \leq 1/3$) (83). 3) Процессы фрагментации (84). 4) Адронно-ядерные взаимодействия (84). 5) Обсуждение результатов (89).	
5. Интерференция тождественных частиц и размеры области их излучения	91
6. Заключение	94
Цитированная литература	97

1. ВВЕДЕНИЕ

Создание нового поколения протонных ускорителей (Серпухов, Женева, Багавия) позволило начать систематические исследования адронных взаимодействий в области энергий, начиная от десятков $G\text{эв}$ до $2000 G\text{эв}$. Дебройлевские длины волн протонов, ускоренных на этих ускорителях, составляют 10^{-14} — 10^{-15} см в системе центра инерции двух нуклонов (с.ц.и.), что дает возможность изучать структуру взаимодействий и частиц на расстояниях много меньших, чем их «средние» размеры ($\approx 10^{-13}$ см). Продвижение физических исследований в новую пространственно-временную область обычно приводит к открытию и нового мира физических явлений^{1, 2}. Результаты интенсивных экспериментальных и теоретических исследований взаимодействий частиц при $E \gtrsim 10 G\text{эв}$, проведенные в 1968—1978 гг., действительно, существенно изменили наши представления о природе сильных взаимодействий и о структуре адронов. В первую очередь это относится к открытию новой симметрии взаимодействий — масштабной инвариантности. Она была обнаружена в глубоко неупругих электрон-нуклонных взаимодействиях при больших передачах энергии и импульса от электрона к нуклону³. Суть ее заключается в том, что инвариантные сечения этих процессов зависят от безразмерных отноше-

ний кинематических переменных ⁴⁻⁸. Поэтому масштабная симметрия является приближенной и выполняется при $E > M$, где M — характерные массы частиц, участвующих в реакциях. Масштабная инвариантность в слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях имеет единую теоретическую интерпретацию в рамках кварк-партоновых моделей адронов ⁸⁻¹⁰. В этой схеме адроны состоят из точечных частиц (например, партонов), в результате взаимодействий которых и образуются наблюдаемые частицы. Таким образом, при высоких энергиях впервые три типа взаимодействий получили единую интерпретацию.

В связи с этим исключительно важной является проверка основ этого подхода, в частности, предположений о свойствах партонов. Уникальную возможность получения такой информации о партон-партоновых взаимодействиях дают взаимодействия адронов с образованием частиц или «струй» с большими поперечными импульсами ($p_{\perp} > 1 \text{ Гэв/с}$), т. е. изучение взаимодействий на малых расстояниях. Сечения таких процессов оказались на много порядков больше, чем ожидалось из простой экстраполяции данных при $p_{\perp} < 1 \text{ Гэв/с}$ ^{11, 12}. Неожиданным оказался и успех кварковой модели в описании множественного рождения частиц, при $p_{\perp} \lesssim 1 \text{ Гэв/с}$ ¹³. В этом случае произошло «слияние» достижений теории в классификации частиц по унитарным мультиплетам и в интерпретации множественных процессов на основе модели кварков. Таким образом, в новой энергетической области начинает постепенно открываться и новый мир физических явлений, позволяющий говорить о кварковой структуре адронов, единстве всех типов взаимодействий частиц и т. д. ¹.

Основные результаты при $E \gtrsim 10 \text{ Гэв}$ были получены с помощью новых методов исследования процессов соударения частиц ^{14, 15}, которые существенно отличаются от методов, используемых при $E < 10 \text{ Гэв}$. Действительно, при относительно низких энергиях основные усилия как теоретиков, так и экспериментаторов были направлены на изучение реакций с фиксированным числом вторичных частиц (эксклюзивные реакции). Если же экспериментаторы не могли зарегистрировать все частицы, то это рассматривалось как неудача, и полученные данные практически не анализировались. Этот подход был адекватен изучаемому энергетическому интервалу, когда рождалось несколько частиц. При переходе в новую область ($E > 10 \text{ Гэв}$), где рождаются десятки частиц, такой подход уже невозможен. В связи с этим, как теоретически, так и экспериментально широко изучаются характеристики одной или нескольких выделенных частиц ^{14, 15}. Этот метод получил название инклюзивного ^{8, 9 *}). Он дает меньше информации о тех или иных конкретных реакциях. Однако общие закономерности взаимодействий более отчетливо проявляются именно в инклюзивных процессах, когда частные детали исключаются усреднением по характеристикам большого числа каналов и вторичных частиц. Масштабная инвариантность, общность различных типов взаимодействий, данные о структуре адронов были наблюдаемы именно в инклюзивных процессах. Несомненно также, что этот метод изучения взаимодействий частиц будет доминировать и при более высоких энергиях ^{**}).

В настоящее время имеется огромное число экспериментальных и теоретических работ по инклюзивным процессам. Часть результатов этих работ отражена в обзорах ¹⁷⁻²⁴. Так, в обзоре ²² подробно обсуждаются скейлинг в сильных взаимодействиях и закономерности приближения

*) Инклюзивные процессы уже давно изучались в физике космических лучей, где были получены первые результаты по адронным взаимодействиям при высоких энергиях ¹⁶⁻¹⁹.

**) Исключением являются упругие и дифракционные процессы, сечения которых медленно растут с увеличением энергии первичных частиц.

к нему. В работах ^{20, 23} дан обзор ряда теоретических моделей множественного рождения частиц. Поэтому мы не будем обсуждать эти вопросы, а остановимся на других экспериментальных результатах, имеющих характер общих закономерностей. Причем постараемся показать, насколько надежны те или иные выводы из экспериментов, которые широко используются теоретиками для построения их моделей. Кроме того, мы также остановимся на физической интерпретации обнаруженных закономерностей, особенно с точки зрения кварковой модели, которая успешно объясняет основные черты адронных и адрон-ядерных взаимодействий.

В гл. 2 настоящего обзора будут рассмотрены основные закономерности распределений по множественности вторичных частиц и корреляции между ними. В гл. 3 кратко приводятся результаты исследований двухчастичных корреляций по быстротам и азимутальным углам. Инклюзивное рождение резонансов (гл. 4) будет обсуждаться более подробно, в связи с тем, что их доминирующая роль в образовании вторичных частиц меняет наши представления о динамике рождения адронов, о причинах нарушения скейлинга и свидетельствует о $SU(6)$ -симметрии сильных взаимодействий. В связи с важностью этого вопроса мы специально остановимся на экспериментальной методике выделения резонансных состояний и на уровне достоверности полученных данных. Здесь же будут изложены основы аддитивной кварковой модели (АКМ), которая успешно применяется для описания множественных процессов в адронных и в адрон-ядерных взаимодействиях.

Привлекательность кваркового описания инклюзивных процессов заключается в возможности рассмотрения слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий с единой точки зрения, основанной на информации о структуре адронов ⁸. Однако в настоящее время уровень экспериментальной информации явно недостаточен, чтобы обсуждать многочисленные динамические модели этого типа, которые претендуют на роль теории сильных взаимодействий для процессов с образованием частиц с малыми поперечными импульсами ($p_{\perp} \lesssim 1 \text{ Гэв}$). Поэтому мы ограничимся рассмотрением свойств симметрии кварковых моделей и их предсказаний для двух областей фазового пространства (центральной и фрагментационной (см. раздел г) гл. 4)). Это как раз тот уровень АКМ, который адекватен имеющимся экспериментальным данным.

В гл. 5 обзора рассматривается общий метод изучения «размеров» области излучения вторичных частиц по интерференции тождественных частиц и экспериментальные результаты, полученные на основе этого метода.

Процессы с образованием частиц с $p_{\perp} \gtrsim 1 \text{ Гэв}/c$ требуют специального обзора и поэтому не рассматриваются в данной работе. В заключение будут кратко суммированы результаты изучения множественных процессов.

2. МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Исходным пунктом построения теоретических моделей множественного рождения частиц являются распределения $P(n, s)$ по их множественности (n) в зависимости от полной энергии ($\sqrt{s}$) в системе центра инерции. Однако до сих пор данные по $P(n, s)$ для данного сорта частиц (например, π^- , K^+ , p и т. д.) во всем ускорительном интервале энергий 10—2000 Гэв отсутствуют. В основном имеются данные при отдельных энергиях по $P(n_{\text{ch}}, s)$, где n_{ch} — число вторичных заряженных частиц ($\pi^{\pm}$, p , $\bar{p}$, $K^{\pm}$, $\Sigma^{\pm}$ и т. д.). Эти данные относительно легко и быстро полу-

чаются в экспериментах, проводимых с помощью методики пузырьковых камер на ускорителях обычного типа при $n_{ch} \lesssim 20$. В связи с этим при сопоставлении теоретических расчетов с экспериментом необходимо учитывать разное энергетическое поведение $P(n, s)$ для пионов, каонов, нуклонов и т. п. Обычно же в моделях вычисляются $P(n, s)$ для пионов, а сравнение проводится с экспериментальными данными по $P(n_{ch})$. Однако «примесь» тяжелых заряженных частиц к пионам может составлять $\approx 10\%$ и меняться с изменением энергии^{25,26}.

В настоящее время относительно неплохо изучены распределения $P(n_{ch}, s)$ для pp -взаимодействий в интервале импульсов от 3 до 2000 Гэв/с. Анализ этих данных удобнее проводить с помощью зависимости моментов распределения $\langle n^k \rangle$ от s ($\langle n^k \rangle = \sum [n(s)]^k P(n, s)$).

а) Средние множественности вторичных
заряженных частиц ($\langle n_{ch} \rangle$)

Энергетическая зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от s была первым «пробным камнем» для проверки статистических и мультипериферических моделей в новом интервале энергий. Эти два класса моделей предсказывают различное поведение $\langle r \rangle = f(s)$. Статистические модели дают

$$\langle n \rangle = C_0 s^d, \quad (2.1)$$

где $d = 0,25 - 0,5$ ²⁰. Гипотеза масштабной инвариантности (скейлинг) и мультипериферические схемы предсказывают зависимость типа

$$\langle n \rangle = A + B \ln s. \quad (2.2)$$

В случае выполнимости скейлинга для одночастичных инклюзивных процессов

$$a + b \rightarrow c + X, \quad (2.3)$$

которые характеризуются инвариантным сечением

$$f(x, p_\perp^2) = \omega \frac{d\sigma}{dp}, \quad (2.4)$$

где ω и p — энергия и импульс частицы c и $x = p_\parallel^*/p_{\parallel \max}^*$ — фейнмановская переменная, имеется связь между $f(0, p_\perp^2)$ и B :

$$B = \frac{\pi}{\sigma_{in}} \int f(0, p_\perp^2) dp_\perp^2. \quad (2.5)$$

Таким образом, данные по $\langle n(s) \rangle$ являются также проверкой выполнимости скейлинга в центральной области ($x \approx 0$).

На первый взгляд казалось, что отличить степенную зависимость (2.1) от логарифмической (2.2) не представит труда в интервале энергий 10—2000 Гэв. Поэтому на международных конференциях в 1969—1974 гг. интенсивно обсуждались данные по $\langle n_{ch}(s) \rangle$, которые были первыми характеристиками множественных процессов.

Однако ситуация оказалась более сложной и неоднозначной. Отметим, во-первых, методические трудности получения информации по $\langle n_{ch} \rangle$ в интервале энергий ISR (встречные пучки ЦЕРНа, $E = 300$ —2000 Гэв). В этом случае невозможно использовать методику пузырьковых камер, так как pp -соударения происходят внутри ускорителя. Поэтому прямые данные по $\langle n_{ch}(s) \rangle$ были получены только в 1977 г., с использованием стримерной камеры²⁷. В этом случае приходится вводить ряд поправок, учитывающих неполную 4 π -геометрию установки, остановку медленных частиц в стенках ускорителя и камеры, вторичные взаимодей-

ствия в них и т. п.²⁷ В результате систематические ошибки при определении $\langle n_{ch}(s) \rangle$ составляют 3 — 5%, что значительно хуже, чем в случае методики пузырьковых камер. На рис. 1 приведены эти данные по $\langle n_{ch}(s) \rangle$ в зависимости от p_{lab} ($s \approx 2m_N p_{lab}$) вместе с данными при низких энергиях (светлые кружки). Здесь также показаны значения $\langle n_{ch} \rangle$, полученные в космических лучах с помощью ядерных эмульсий²⁵. Наилучшее описание всех данных ($E \leq 10^4$ Гэв) достигается параметризацией

$$\langle n_{ch} \rangle = A_1 + B_1 \ln s + C_1 (\ln s)^2, \quad (2.6)$$

где $A_1 = 0,88 \pm 0,10$, $B_1 = 0,44 \pm 0,05$ и $C_1 = 0,118 \pm 0,006$. Однако если ограничиться энергиями $\sqrt{s} \gtrsim 10$ Гэв, то зависимости (2.2) и (2.4) также удовлетворительно описывают эксперимент: $\langle n_{ch} \rangle = f(s)$ с $B = 1,5-2$; $A \approx -1 \div -2$ и $d \approx 0,2$ ²³. С другой стороны, различие

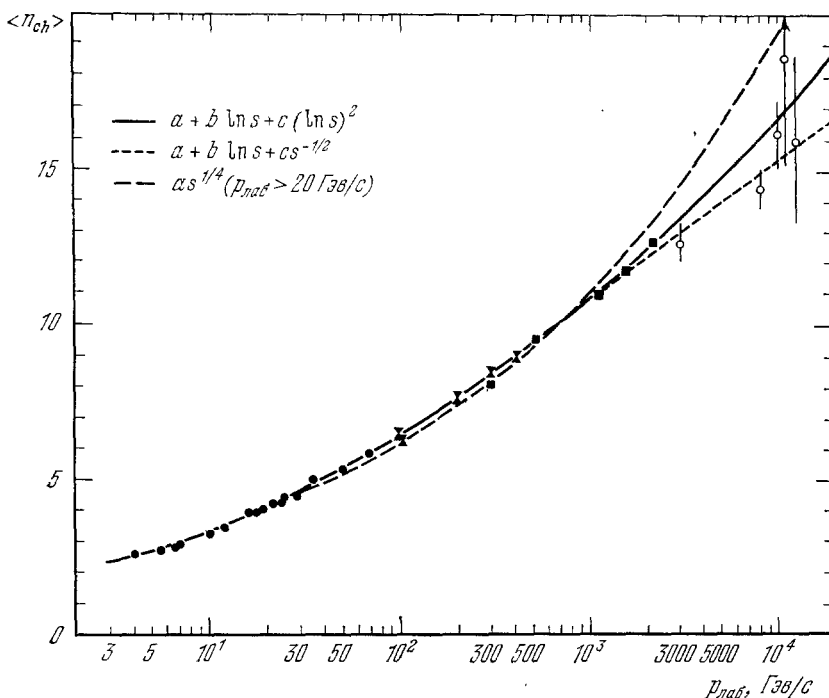


Рис. 1. Зависимость средней множественности заряженных частиц от p_{lab} для pp -соударений.

в поведении $\langle n_i(s) \rangle$ также существенно в исследуемом интервале энергий (рис. 2)²⁵. Из рисунка видно, что для K -мезонов, $\bar{p}$, Σ и $\bar{\Lambda}$ -частиц при $s \lesssim 400$ Гэв² еще существенны «пороговые» эффекты; их сечения быстро растут с увеличением s . В то же время $\langle n(s) \rangle$ для пионов приближается к логарифмической зависимости уже при $s \lesssim 80$ Гэв². Энергетическое поведение $\langle n_{tot} \rangle$ и $\langle n_{ch} \rangle$, как уже отмечалось, не противоречит зависимости $\sim \ln s$. Поэтому при сравнении экспериментальных результатов с теоретическими расчетами необходимо учитывать «пороговые» эффекты, особенно при высоких энергиях.

Таким образом, параметр $\langle n_{ch} \rangle = f(s)$ оказался не критичным к моделям множественного рождения частиц в интервале энергий 10—10⁴ Гэв. Новые надежды связаны с проектируемыми ускорителями на энергии 1—1000 Тэв. Ожидается, что в этой области энергий будет возможно раз-

личить степенную и логарифмическую зависимости (см. рис. 1). Однако отметим здесь новые методические трудности, которые возникают, когда $n_{ch} \gtrsim 20$. При таком количестве вторичных частиц получение данных о $\langle n_{ch} \rangle$, даже с помощью водородных пузырьковых камер, становится серьезной проблемой. Ярким примером в этом отношении является изучение $P(n_{ch})$ при энергиях 100—400 Гэв с помощью 76-см водородной

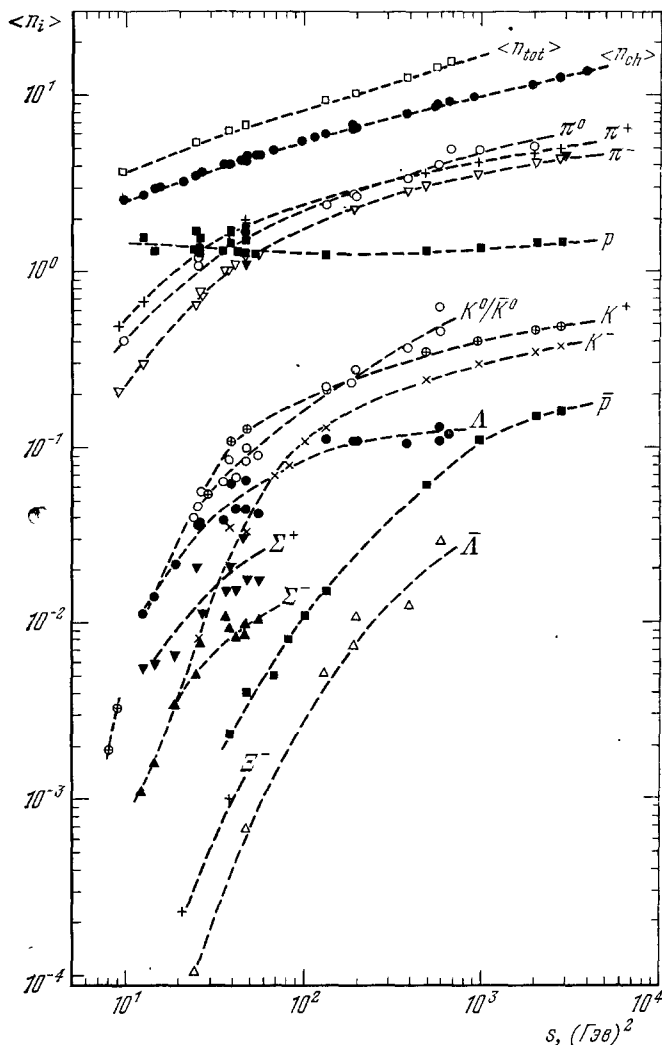


Рис. 2. Зависимость $\langle n_i \rangle$ от s для pp -взаимодействий.

камеры на ускорителе в Батавии. Уже при этих энергиях много частиц вылетают вперед в конусе с углом раствора $\Phi_{\text{л}} \approx p_{\perp}/p_{\text{лаб}} \approx 10^{-2}$ рад, и поэтому трудно подсчитать даже число частиц. Ситуация осложняется еще тем, что при $n_{ch} \gtrsim 20$ вероятность вторичных взаимодействий вблизи звезды ($\lesssim 5$ см) уже относительно велика ($\approx 10\%$). В результате уже при современных ускорительных энергиях события с $n_{ch} \gtrsim 20$ пришлось обрабатывать индивидуально, а не с помощью автоматов, как это было для $n_{ch} < 20$. Физики анализировали структуру пузырьков и их распределения вдоль трека каждой частицы при сильном увеличении картины

всего события ($\times 9$), и только после этого были получены характеристики событий с $n_{ch} \geq 20$. С увеличением энергии эти трудности будут возрастать, и поэтому необходима разработка новых методик регистрации частиц с разрешением $\Phi \lesssim 10^{-3}$ рад и 4π -геометрий.

С другой стороны, уже установлено, что скейлинг сильно нарушается вплоть до $E = 2000$ Гэв²¹⁻²³, поэтому аппроксимацию данных нужно начинать с $p_{лаб} \geq 2 \cdot 10^3$ Гэв, что существенно сужает энергетический интервал нового поколения ускорителей. Поэтому вся история, с использованием $\langle n_{ch}(s) \rangle$ для проверки моделей, может повториться снова.

В заключение этого раздела отметим, что имеющиеся первые данные по $\langle n_{ch} \rangle$ в слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях при $E \lesssim 100$ Гэв практически не зависят от типа взаимодействий, а определяются полной энергией, идущей на образование адронов²². Поэтому необходимо изучать и сравнивать распределения $P(n, s)$ для взаимодействий лептонов и адронов в ускорительном интервале энергий, чтобы получить информацию о структуре частиц и их взаимодействиях.

б) Скейлинг по множественности

В случае выполнения гипотезы масштабной инвариантности для всех n -частичных инклюзивных процессов распределения по множественности описываются формулой

$$\langle n \rangle \frac{\sigma_n}{\sigma_{in}} = \psi \left(\frac{n}{\langle n \rangle} \right), \quad (2.7)$$

т. е. зависят только от отношения $n/\langle n \rangle$ (КНО-скейлинг)²³. Анализ выполнимости (2.7) проводится как в форме (2.7), так и отдельно для $\langle n^k \rangle$ -моментов. Первые сравнения (2.7) с экспериментальными данными дали отличный результат — КНО-скейлинг был наблюден для pp - и πN -взаимодействий в интервале энергий 40—300 Гэв^{28,29}.

В настоящее время показано, что с небольшими модификациями (замена n на $n - \alpha$) формула типа (2.7) удовлетворительно описывает данные по $P(n_{ch}, s)$ в интервале от 10 до 2000 Гэв для πN -, NN -, $\bar{N}N$ - и KN -взаимодействий, а также для соударений адронов с легкими ядрами^{21,25,30}. Однако также установлено, что масштабная инвариантность не выполняется, даже для одночастичных инклюзивных процессов, вплоть до $E = 2000$ Гэв, т. е. предположения, сделанные при выводе (2.7), неверны^{21,22,28}.

В связи с этим в конкретных моделях множественного рождения частиц универсальная закономерность (2.7) рассматривается как результат случайного сложения множественностей вторичных частиц, связанных с различными механизмами их образования. С ростом энергии эти вклады в $P(n, s)$ меняются по разным законам и поэтому при $s > s_0$ предсказывается нарушение КНО-скейлинга ($s_0 \approx 10^6$ Гэв²)³¹.

Изучение энергетического поведения дисперсии $D = \sqrt{\langle n_{ch}^2 \rangle - \langle n_{ch} \rangle^2}$ показало, что зависимость

$$D = A \langle n_{ch} \rangle + B = A (\langle n_{ch} \rangle - \alpha) \quad (2.8)$$

хорошо описывает данные по pp -взаимодействиям в интервале от 4 до 2000 Гэв/с с $A = 0,57 \pm 0,01$, $B = -0,54 \pm 0,02$ и $\chi^2_{ст.св} = 1,6^*_{\chi}$ (рис. 3)^{25 *}.

*) Уравнение (2.7) может быть заменено эквивалентным набором соотношений: $\langle n^k \rangle = C_k \langle n \rangle^k$, где $k = 2, 3, 4, \dots$, и в случае выполнения КНО-скейлинга $C_k(s) = \text{const}$. Замена n на $n - \alpha$ приводит к соотношениям типа $\langle (n - \alpha)^k \rangle = C_k \langle n - \alpha \rangle^k$, из которых следует (2.8) при $k = 2$.

Двухкомпонентная модель дает простую интерпретацию (2.8)³². В этом случае наклон A определяется отношением вероятностей p_1 и $p_2 = 1 - p_1$ недифракционных и дифракционных процессов: $A = \sqrt{p_2/p_1}$. Другая

Таблица I

Значения коэффициентов A , B и α для различных реакций

Тип реакции	Интервал энергий, Гэв	A	B	α
pp	4—2070	$0,57 \pm 0,01$	$-0,54 \pm 0,02$	0,94
π^+p	7—100	$0,55 \pm 0,02$	$-0,61 \pm 0,06$	1,11
K^+p	8—100	$0,53 \pm 0,04$	$-0,46 \pm 0,14$	0,87
π^-p	20—360	$0,56 \pm 0,01$	$-0,58 \pm 0,07$	1,04
K^-p	32—147	$0,53 \pm 0,09$	$-0,32 \pm 0,43$	—
$h^\pm n$	5—300	$0,58 \pm 0,02$	$-0,27 \pm 0,05$	0,46

интерпретация дана в работе³⁰, где параметр α равен среднему числу заряженных лидирующих частиц. В табл. I приведены значения параметров A , B и α для pp -, $\pi^\pm p$ -, $K^\pm p$ - и $h^\pm n$ -взаимодействий, полученные

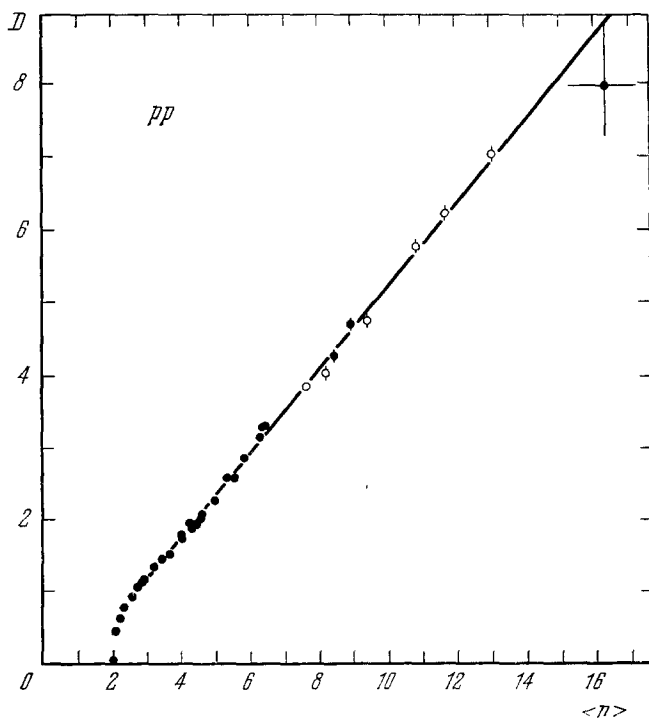


Рис. 3. Зависимость дисперсий от $\langle n \rangle$ для pp -соударений.

при аппроксимации данных зависимостью (2.8)²⁵. Для всех типов взаимодействий значения A оказались практически одинаковы ($A \approx 0,55 \pm 0,02$). Параметр α отличается для взаимодействий адронов с нейтральной мишенью ($\alpha(n) = 0,46$), что говорит в пользу интерпретации его как среднего числа заряженных лидирующих частиц³⁰. Параметризация (2.8) позволяет получить асимптотические значения других параметров, свя-

занных со вторыми моментами $\langle n_{ch}^2 \rangle$, которые широко используются при анализе экспериментальных данных²⁵. Например,

$$\frac{\langle n \rangle}{D} = \frac{1}{A} \frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle + B/A} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{1}{A} \approx 1,73, \quad (2.9)$$

$$C_2 = \frac{\langle n^2 \rangle}{\langle n \rangle^2} = 1 + A^2 + \frac{2AB}{\langle n \rangle} + \frac{B^2}{\langle n \rangle^2} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} 1 + A^2 \approx 1,33. \quad (2.10)$$

При энергиях ISR эти параметры отличаются только на несколько процентов от их асимптотических величин (рис. 4)^{25,27}. Энергетическое

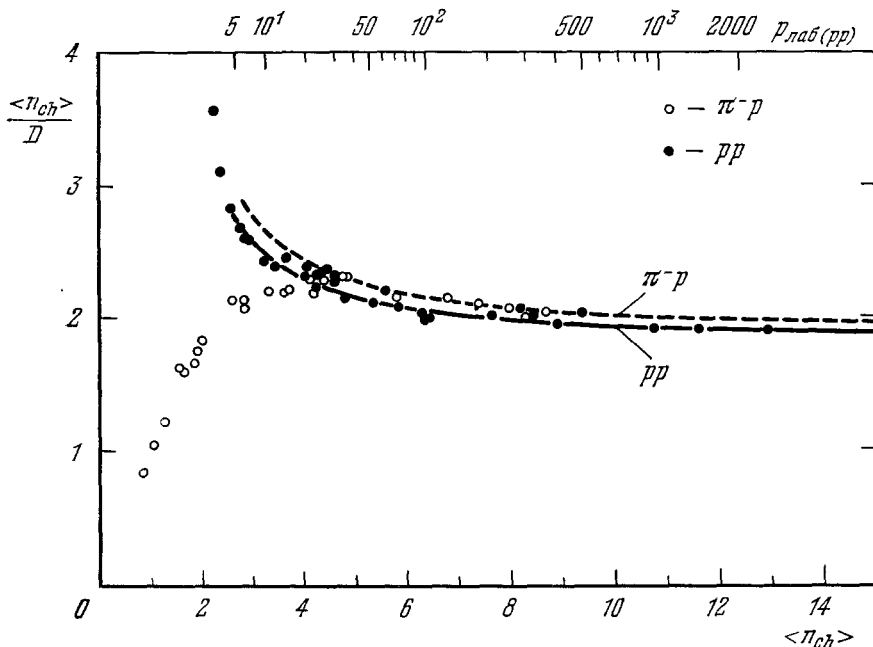


Рис. 4. Отношение $\langle n_{ch} \rangle / D$ в зависимости от n_{ch} для pp - и π^-p -взаимодействий. Кривые — результаты вычислений по формуле $D = A \langle n_{ch} \rangle + B$.

поведение других моментов распределений по множественности вторичных частиц обсуждается в работах^{25,27}.

в) Корреляции по множественности

В разделах а) и б) обсуждались свойства распределений $P(n_{ch})$ для $\pi^\pm$ -, $K^\pm$ -мезонов и заряженных барионов. Обнаруженные универсальные закономерности, конечно, относятся к $\pi^\pm$ -мезонам, так как примесь других частиц относительно мала ($\leq 10\%$). Однако для лучшего понимания природы этих закономерностей, а также динамики рождения частиц, конечно, необходимы «чистые» данные для каждого сорта частиц во всем ускорительном интервале энергий. Такие данные имеются лишь при отдельных значениях энергии первичных частиц.

Исследование совместного образования заряженных и нейтральных пионов $P(n_-, n_0)$ показало, что

$$\langle n(\pi^0) \rangle = \beta n_- + \gamma, \quad (2.11)$$

где $\beta \approx 0,3$ для π^-p -, π^-n - и $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействий при $p = 40 \text{ ГэВ}/c$ ³³⁻³⁵. В настоящее время эти корреляции изучены в интервале энергий от 5

до 1500 Гэв для πN -, KN -, NN - и pp -взаимодействий. Значения β меняются от $-0,16 \pm 0,05$ до $0,89 \pm 0,06$ в этом энергетическом интервале и практически не зависят от типа первичных частиц. Отрицательные значения β при низких энергиях обусловлены законами сохранения энергии-импульса. В последнее время обнаружены аналогичные корреляции и для K_s^0 -мезонов, образованных в pp -соударениях при $E_p = 100\text{--}300 \text{ Гэв}$ ³⁶. Значения $\beta(K_s^0) = 0,057 \pm 0,004$, что и ожидалось из условия $\beta(K_s^0) = \beta(\pi^0) \times \langle n(K_s^0) \rangle / \langle n(\pi^0) \rangle$ при выполнении (2.11). Таким образом, корреляции по множественности типа (2.11) имеют общий характер и их дальнейшее изучение представляется интересным. Интерпретация (2.11) может быть дана или в рамках модели независимого образования кластеров (резонансов)³⁷, или учетом ветвлений в мультипериферическом подходе при $P_{\perp} \gtrsim 20 \text{ Гэв}/c$ ³⁸.

Итак, десятилетнее изучение множественности вторичных частиц в адронных взаимодействиях на больших ускорителях позволило открыть универсальные закономерности в их распределениях, которые практически не зависят от сорта первичных частиц (см. (2.6) — (2.8) и (2.11)). Имеются указания, что они также справедливы для слабых и электромагнитных взаимодействий³⁹. Однако до сих пор нет данных по $P(n_i)$ и $P(n_i, n_k)$ в ускорительном интервале энергий для различных типов вторичных частиц, что существенно затрудняет теоретическую интерпретацию обнаруженных явлений. Поэтому программа экспериментальных исследований множественностей вторичных частиц далека от завершения.

3. ДВУХЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Изучение множественности вторичных адронов было первым этапом исследований многочастичных процессов при высоких энергиях (п. 2). Не менее интенсивно изучались и характеристики одночастичных инклюзивных процессов

$$a + b \rightarrow c + X \quad (2.3')$$

в ускорительном интервале энергий для проверки гипотезы масштабной инвариантности сильных взаимодействий⁸⁻¹⁰:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} f'(x, p_{\perp}^2, s) \rightarrow f(x, p_{\perp}^2). \quad (3.1)$$

И хотя данные по (2.3) получены при отдельных энергиях первичных частиц и часто в различных интервалах по x и $p_{\perp}$, в настоящее время установлено, что инвариантные сечения (2.3) при $x = 0$ растут с увеличением энергии вплоть до $E_p = 2000 \text{ Гэв}$ ⁴⁰. Так, для $\pi^{\pm}$ -мезонов отношение

$$\bar{R}(\pi^+) = \frac{\sigma(63 \text{ Гэв})}{\sigma(23 \text{ Гэв})} = 1,36 \pm 0,02 \quad (3.2)$$

для интервала $p_{\perp} = 40\text{--}400 \text{ Мэв}/c$ и $x = 0$ ⁴⁰. С увеличением массы вторичных частиц значения (3.2) также увеличиваются: $\bar{R}(K^+) = 1,52 \pm \pm 0,08$, $R(K^-) = 1,69 \pm 0,08$ и $R(\bar{p}) = 1,84 \pm 0,06$. Исключением являются протоны, для которых $\bar{R}(p) = 1,08 \pm 0,05$, что, вероятно, объясняется наличием фрагментационных протонов в области $x \approx 0$ при низких энергиях ($\sqrt{s} = 23 \text{ Гэв}$). Интересно также отметить, что нарушение скейлинга может быть связано с интенсивным образованием резонансов и их распадом на пионы (см. гл. 4). Таким образом, обнаружено суще-

ственное нарушение скейлинга (3.1) в центральной области ($x = 0$) для вторичных долгоживущих частиц ($\pi, K, \bar{N}$) *).

В настоящее время природа нарушения масштабной инвариантности неясна. Она может быть связана с динамикой адронных взаимодействий при $E_p \lesssim 2000$ Гэв, но может также определяться и кинематикой рождения и распадов резонансов (см. гл. 4). В области фрагментации первичных частиц $|x| \lesssim 1$ скейлинг выполняется для экзотических процессов уже при низких энергиях ($E \gtrsim 10$ Гэв) с точностью 5–10%. Закономерности подхода к скейлингу подробно обсуждались в обзорах ^{21, 22}.

Одночастичные инклюзивные распределения, конечно, связаны с механизмами рождения адронов, но они дают слишком усредненную информацию. Поэтому они удовлетворительно описываются широким классом моделей: от мультипериферических до гидродинамических ²³. Более детальные сведения можно получить, изучая многочастичные корреляции вторичных частиц. В настоящее время имеются данные в основном по процессам типа

$$a + b \rightarrow c_1 + c_2 + X. \quad (3.3)$$

В этом разделе будут обсуждаться основные черты реакций (3.3) и их интерпретация в рамках мультипериферических моделей с учетом рождения кластеров, которые объединяют в себе основные черты мультипериферического и статистического подходов ^{23, 41–43}.

а) Корреляции по быстрой

Анализ данных по корреляции вторичных частиц обычно проводится с помощью корреляционных функций типа

$$C_2(y_1, y_2, s) = \rho_2(y_1, y_2, s) - \rho_1(y_1, s) \rho_1(y_2, s), \quad (3.4)$$

где

$$\rho_2 = \frac{f_2(y_1, y_2, s)}{\sigma_{\text{in}}}, \quad \rho(y, s) = \frac{f(y, s)}{\sigma_{\text{in}}}$$

и

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{\omega + p_{\parallel}}{\omega - p_{\parallel}} \quad (3.5)$$

— продольная быстрота частицы ^{21–23}.

Интегралы от корреляционных функций $C_2(y_1, y_2, s)$ по всему фазовому объему выражаются через моменты распределений по множественности вторичных частиц. Например,

$$C_2(s) = \langle n_1 n_2 \rangle - \langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle \quad (c_1 \neq c_2) \quad (3.6)$$

и

$$C_2(s) = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2 = D^2 - \langle n \rangle \quad (c_1 \equiv c_2), \quad (3.7)$$

где n — число вторичных частиц данного типа.

Корреляционные функции имеют простой физический смысл при $s \rightarrow \infty$. Действительно, если рождение частиц происходит независимо, то $C_2 = 0$. Однако при конечных энергиях учет законов сохранения энергии-импульса приводит к значениям $C_2 \neq 0$. Поэтому при анализе полученных данных необходимо оценивать, а лучше исключать, кинематические корреляции.

*) Этот факт является хорошей иллюстрацией нечувствительности зависимости $\langle n_{\text{ch}}(s) \rangle = f(s)$ к различным моделям (см. раздел а) гл. 2).

Кроме C -функций также используются функции

$$R(y_1, y_2, s) = \frac{C(y_1, y_2, s)}{\rho(y_1, s) \rho(y_2, s)}. \quad (3.8)$$

Эти функции менее чувствительны к погрешностям в определении полного числа взаимодействий или $\sigma_{\text{ин}}$, чем $C(y_1, y_2, s)$.

В настоящее время имеются данные по R - и C -функциям для pp -взаимодействий в интервале энергий от 10 до 2000 Гэв и для $\pi^\pm p$ -соударений при $E_\pi = 10-360$ Гэв⁴⁴⁻⁴⁹. При $E \gtrsim 30$ Гэв основные черты корреляционных явлений слабо зависят от энергии. Поэтому мы их обсудим

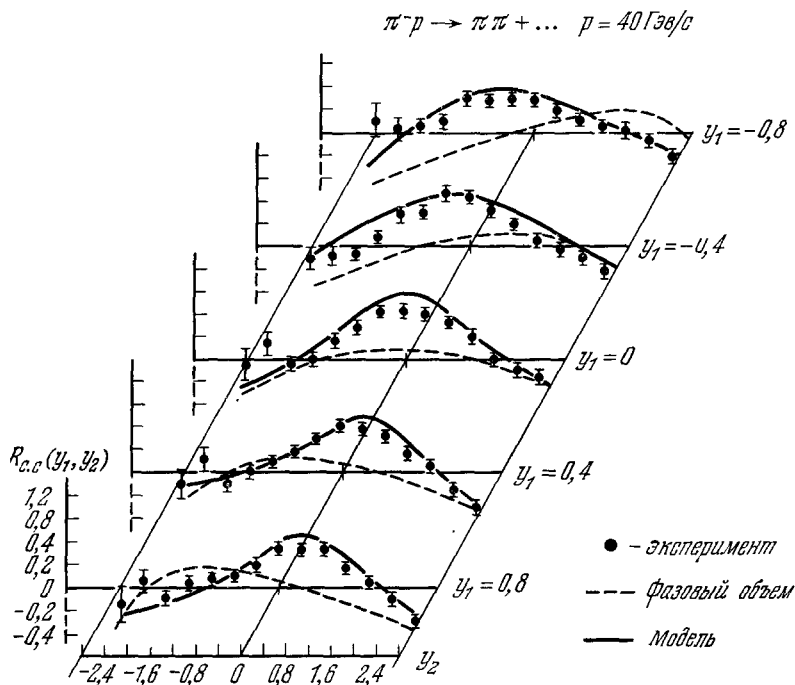


Рис. 5. Значения $R_{c,c}(y_1, y_2)$ для процессов $\pi^- p \rightarrow \pi\pi X$ при $p = 40$ Гэв/с.

на примере экспериментов, выполненных при $E = 40$ Гэв, где был проведен наиболее полный анализ двухчастичных корреляций заряженных частиц и гамма-квантов в $\pi^- p$ - и $\pi^- n$ -взаимодействиях⁴⁸. Полученные результаты сравнивались с расчетами по фазовому объему и по мультипериферической кластерной модели⁴¹⁻⁴³. В расчетах по фазовому объему учитывались экспериментальные распределения по множественности вторичных частиц (заряженных и нейтральных) и законы сохранения энергии-импульса. Сравнение этих данных с экспериментом позволяет оценить влияние законов сохранения. Основной особенностью мультипериферической модели является учет образования кластеров, распад которых описывается статистической теорией (см. обзор²³). Расчеты по этой модели были представлены в виде ансамбля искусственных событий, полученных с помощью ЭВМ, что существенно облегчило возможность ее сравнения с экспериментом. При высоких энергиях, когда рождается много частиц, для всесторонней проверки любой модели необходимо идти этим путем — получать ансамбли «теоретических» событий в том же виде, как и в эксперименте. В результате любые возможные распределения извлекаются в течение нескольких минут с помощью ЭВМ как из теории, так и из эксперимента.

Для иллюстрации на рис. 5 приведены значения $R_{ch.ch}(y_1, y_2)$ (далее обозначено $R_{c.c.}$) для инклюзивных процессов

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm + X \quad (3.9)$$

при $p = 40 \text{ Гэв}$ в интервалах $|\Delta y_1| \leq 0,8$ и $|\Delta y_2| \leq 2,4$ ⁴⁸. Пунктиром показаны результаты вычислений по фазовому объему. Они не согласуются с экспериментом в центральной области ($|\Delta y| \leq 1$). Отрицательные значения $R_{c.c.}$ при граничных значениях y обусловлены законами сохранения энергии-импульса. В то же время модель (сплошные кривые) в пределах 5–10% описывает экспериментальные данные. Аналогичное поведение имеют и $R_{ik}(C_{ik})$ -функции для разных комбинаций вторичных пионов и гамма-квантов.

Анализ данных в интервале энергий 30–2000 Гэв позволяет сделать следующие выводы:

1) Формы кривых $R_{ik}(y_1, y_2)$ и $C_{ik}(y_1, y_2)$ для разного типа вторичных частиц подобны друг другу и слабо зависят от энергии. В центральной области ($|\Delta y| \leq 2$) $C(R)$ -функции удовлетворительно аппроксимируются $\exp(-|\Delta y|^2/L^2)$ или $\exp(-|\Delta y|/L)$ с $L \approx 2$, где L — корреляционная длина. Наблюдены также и дальние корреляции ($\Delta y > 2$)²³.

2) Значения $R(C)$ -функций быстро меняются с увеличением $|\Delta y|$ и слабо — с изменением $Y = y_1 + y_2$.

3) Значения $R_{+-}(0, 0) \approx 2R_{--}(0, 0)$ и $R_{c.c.}(0, 0) \approx R_{c.\gamma}(0, 0)$.

4) В интервале 40–200 Гэв значения $R_{ik}(0, 0)$ практически постоянны и не зависят от типа первичных частиц ($\pi^\pm, P$):

$$\begin{aligned} \bar{R}_{c.c.}(0, 0) &= 0,59 \pm 0,04, \quad \bar{R}_{+-}(0, 0) = 0,74 \pm 0,15, \\ \bar{R}_{--}(0, 0) &= 0,35 \pm 0,03, \quad \bar{R}_{++}(0, 0) = 0,23 \pm 0,05^*). \end{aligned}$$

Таким образом, обнаружены ближние корреляции вторичных частиц в центральной области в инклюзивных процессах (3.3). Большая величина $R_{+-}(0, 0)$ по сравнению с $R_{--}(0, 0)$ может быть связана с рождением ρ -мезонов (см. гл. 4). Оценки среднего числа частиц в кластере на основе полученных данных о $R(C)$ -функциях приводят к значениям — $2 \div 3$ заряженные частицы на кластер²³. Однако изучение $R^n(C^n)$ -функций в полуинклюзивных процессах, где фиксируется число вторичных заряженных частиц (n), показало, что ситуация является более сложной.

Корреляционные функции для полуинклюзивных процессов определяются аналогично (3.4) и (3.8) **):

$$C_2^{(n)}(y_1, y_2) = \rho_2^{(n)}(y_1, y_2) - \rho_1^{(n)}(y_1) \rho_1^{(n)}(y_2) \quad (3.10)$$

и

$$R_2^{(n)}(y_1, y_2) = \frac{C_2^{(n)}(y_1, y_2)}{\rho_1^{(n)}(y_1) \rho_1^{(n)}(y_2)}, \quad (3.11)$$

$$\rho^{(n)}(y) = \frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy}, \quad (3.12)$$

где σ_n — сечение рождения n заряженных частиц. Связь между C_2 - и $C_2^{(n)}$ -функциями имеет вид

$$C_2(y_1, y_2) = \sum_n \alpha_n C_2^{(n)}(y_1, y_2) + G(y_1, y_2), \quad (3.13)$$

$$G(y_1, y_2) = \sum_n \alpha_n [\rho_1^{(n)}(y_1) - \rho_1(y_1)] [\rho_1^{(n)}(y_2) - \rho_1(y_2)], \quad (3.14)$$

где $\alpha_n = \sigma_n / \sigma_{in}$.

*) Значение $\bar{R}_{c.c.}(0, 0)$ приведено по интервалу 40–2000 Гэв .

**) $\int C_2^{(n)} dy_1 dy_2 = -n$ для тождественных частиц и нулю для разных пионов.

Из (3.13) видно, что отсутствие динамических корреляций между парами частиц ($C_2^{(n)} = 0$) не означает, что и $C_2(y_1, y_2) = 0$. В этом случае корреляцию в инклюзивных процессах можно связать с отличием $\rho^{(n)}(y)$ от $\rho(y)$, т. е. с разными механизмами рождения частиц при различных множественностях *). Поэтому анализ полуинклюзивных процессов необходим для понимания природы корреляций, обнаруженных в инклюзивных процессах.

На рис. 6 для иллюстрации приведены значения $R_{c.c.}^{(n)}$ -функции в центральной и фрагментационных областях для π^-p -взаимодействий

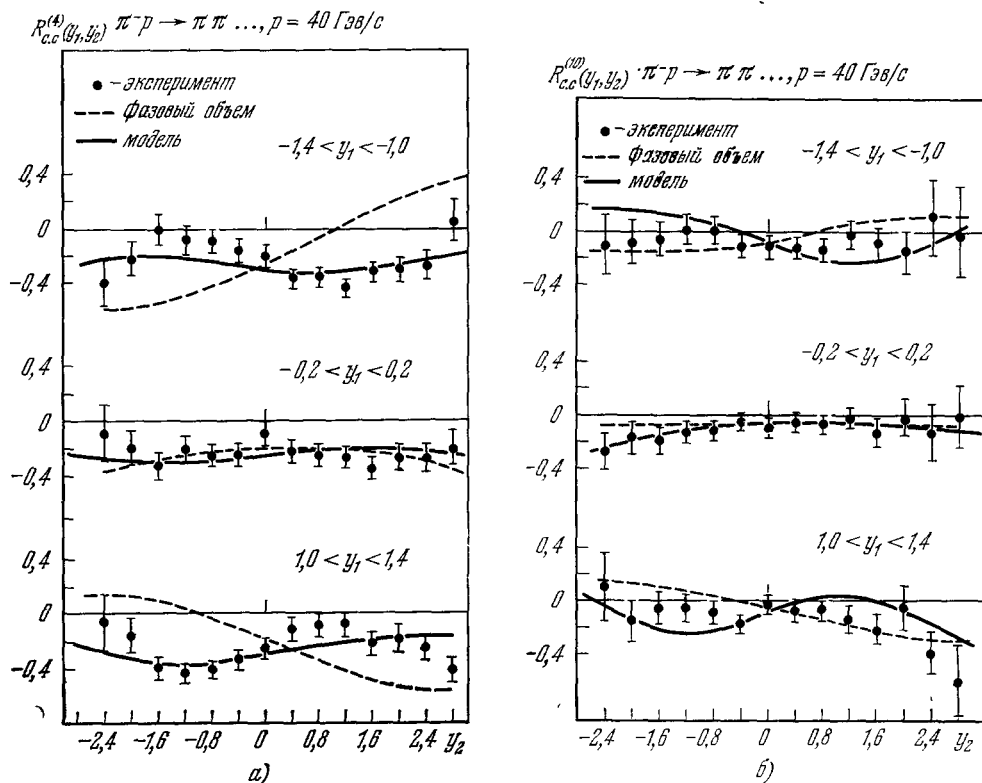


Рис. 6. Значения $R_{c.c.}^{(n)}(y_1, y_2)$ для полуинклюзивных реакций $\pi^-p \rightarrow n_{\pm}X$ при $p = 40$ Гэв/с для $n = 4$ (а) и $n = 10$ (б).

при $p = 40$ Гэв/с и $n = 4$ и 10. Из рисунка видно, что корреляции в центральной области отсутствуют **). Таким образом, ближние корреляции в центральной области для инклюзивных процессов, вероятно, определяются в основном разными механизмами рождения частиц при различных n . С другой стороны, $R_{c.c.}^{(n)}(|\Delta y| \lesssim 0,2) \sim \ln s$ и достигает величин 0,8; 0,4 и 0,3 для $n = 4, 6, 8$, соответственно, при $E_{\pi} = 360$ Гэв⁴⁹. В то же время $R_{c.c.}^{(n)} \approx 0$ при этих же энергиях. Таким образом, при малых множественностях обнаружена кластеризация пионов разных знаков, что может быть связано с рождением резонансов (ρ^0, ω^0) или более тяжелых

*) Например, при $n = 2, 4, 6$ большую долю составляют дифракционные процессы, которые при $n > 6$ несут существенный вклад.

**) На большей статистике для $(\pi^+\pi^-)$ -пар наблюдаются небольшие положительные корреляции ($R^{(n)}(0, 0) \approx 0,1-0,2$).

кластеров⁴⁹. При больших множественностях выделение двухчастичных корреляций, связанных с резонансами или кластерами, практически невозможно из-за большого числа «ложных» комбинаций. В этом случае необходимо изучать многочастичные корреляции вторичных частиц⁵⁰.

б) Азимутальные корреляции

Анализ двухчастичных корреляций вторичных частиц проводится также и в плоскости, перпендикулярной к импульсам первичных частиц. Обычно рассматриваются распределения пар частиц по азимутальному углу ϕ между ними:

$$\cos \phi = (\mathbf{p}_{1\perp}, \mathbf{p}_{2\perp}) / |\mathbf{p}_{1\perp}| |\mathbf{p}_{2\perp}| \quad (3.15)$$

для разных областей по y , Δy и $p_{\perp}$. Сравнение экспериментальных данных с вычислениями по фазовому объему и мультипериферической модели для π^-p -взаимодействий при $p = 40 \text{ Гэв/с}$ приведено на рис. 7⁴⁸. В основном данные описываются теоретическими кривыми, за исключением области $\phi \rightarrow 0$, особенно для $(\pi^+\pi^-)$ -пар. В связи с этим специально анализировалось распределение $dN/d\phi$ для тождественных и разных пионов^{48,21}. Оказалось, что если исключить из рассмотрения пары $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов из области ρ^0 -резонанса $(M(\rho) \pm \Gamma(\rho))$, то различие в поведении $(\pi^+\pi^-)$ и $(\pi^+\pi^-)$ -пар уменьшается при $|\Delta y| \lesssim 1$. Однако оно остается существенным при $|\Delta y| \lesssim 0,4$. Таким образом, наблюдаемый эффект связан как с рождением резонансов, так и с эффектом тождественности пионов. Эффект тождественности частиц особенно четко проявляется в азимутальных корреляциях, когда разность импульсов двух частиц $\Delta p_{1,2} \rightarrow 0$. На рис. 8 приведены значения R_{--} и R_{+-} -функций в зависимости от Δy^* для π^-p -взаимодействий при $p = 200 \text{ Гэв/с}$ и $\phi \leq 45^\circ$ ⁵¹. Из рисунка видно, что при $\Delta p_{\perp} \rightarrow 0$ и $\Delta y \rightarrow 0$ наблюдаются сильные ближние корреляции для $(\pi^+\pi^-)$ -пар ($R_{--}(0) = 1,61$, в то же время $R_{+-}(\Delta y \approx 0) \approx 0,4$).

Таким образом, исследования двухчастичных корреляций вторичных частиц в широкой области энергий (10—2000 Гэв) привели к наблюдению существенных ближних корреляций. Их природа связана как с различными механизмами рождения частиц при различных множественностях, так и с образованием кластеров или резонансов. В азимутальных корреляциях обнаружен эффект, связанный с тождественностью вторичных частиц, который будет обсуждаться в гл. 5. С другой стороны, стандартные корреляционные функции оказались мало чувствительными к кластеризации частиц. Два варианта мультипериферической модели с различной долей кластеров удовлетворительно описывают двухчастичные корреляции в широком интервале энергий. Поэтому для выяснения механизмов образования частиц при высоких энергиях целесообразно исследовать многомерные распределения, что связано с необходимостью резкого увеличения статистики событий⁵⁰. Несколько другой путь предложен в работах^{23,52}, где изучаются полуинклюзивные распределения по быстротным интервалам, внутри которых заключено несколько частиц, т. е. по величинам

$$\Delta y_{i,k} = y_{i+k+1} - y_i, \quad (3.16)$$

где i означает номер частицы в событии, упорядоченном по быстрой, и k — число частиц внутри интервала. Распределения по быстротным интервалам оказались чувствительными к роли кластеризации вторичных частиц²³. Изучение величин типа $\Delta y_{i,k}$ при $k \neq 0$ означает переход к многочастичным корреляциям, который весьма затруднен на пути обычного обобщения корреляционных функций $C(R)$ из-за большого числа переменных. В любом случае дальнейшее изучение многомерных

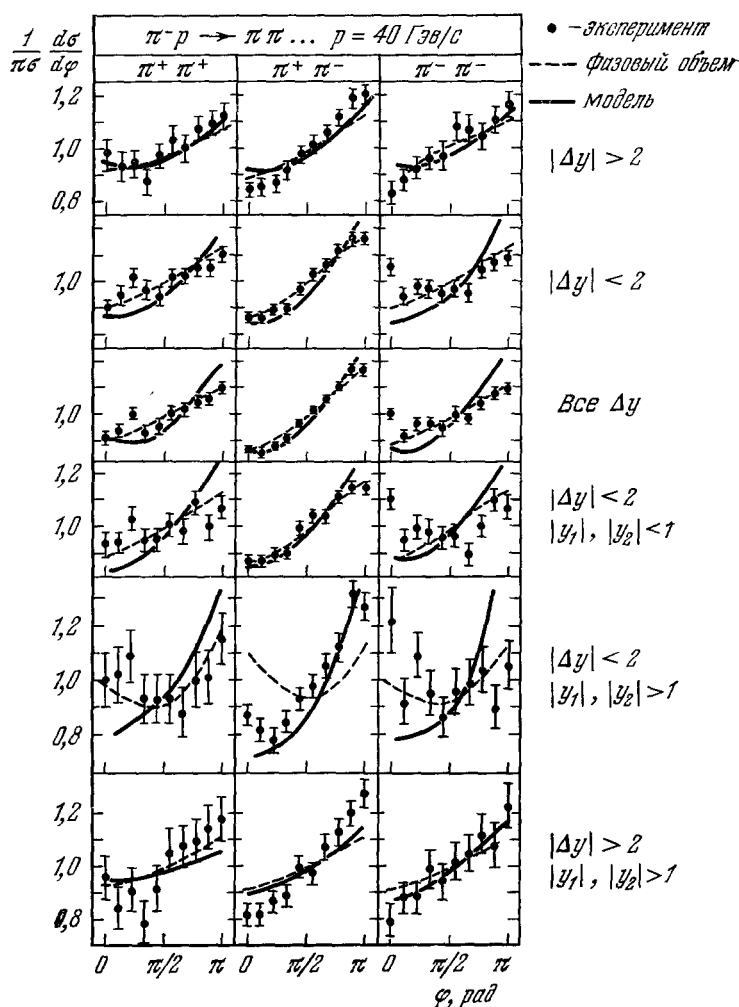


Рис. 7. Азимутальные корреляции в процессах $\pi^-p \rightarrow \pi\pi X$ в различных интервалах по Δy , указанных на рисунке ($p = 40 \text{ ГэВ/с}$).

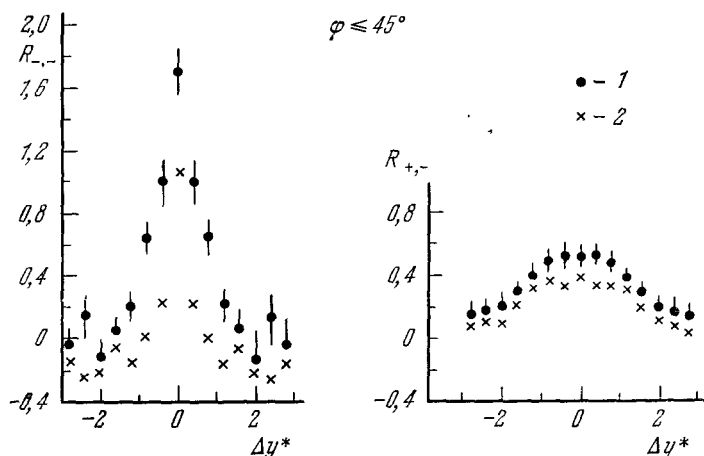


Рис. 8. Инклюзивные корреляции R_{++} и R_{+-} для реакций $\pi^-p \rightarrow \pi\pi X$ при $p = 200 \text{ ГэВ/с}$ в области азимутальных углов $\varphi \leq 45^\circ$.
1 — поперечные импульсы $p_\perp$ пионов от 0 до $0,15 \text{ ГэВ/с}$; 2 — для $p_\perp = 0,25-0,50 \text{ ГэВ/с}$.

корреляций и их анализ представляют собой сложную задачу нахождения нужных переменных, отражающих динамику процесса. Решение этой задачи немыслимо без сравнения набора различных моделей с экспериментом с помощью моделирования искусственных событий на ЭВМ ⁴¹⁻⁴³.

4. РОЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ

Существенное изменение представлений о динамике множественных процессов при высоких энергиях связано с обнаружением интенсивного рождения резонансов в инклюзивных процессах при высоких энергиях. Действительно, примерно до 1976 г. (XVIII Международная конференция по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976 г.) было принято считать, что при $E \gtrsim 10$ Гэв в основном рождаются самые легкие адроны—пионы, и экспериментальные данные, на первый взгляд, подтверждали это мнение ($\approx 90\% \pi$, $\approx 10\% K$) ¹⁶⁻²⁰. В связи с этим, также казалось, что имеется сильное нарушение $SU(3)$ - или $SU(6)$ -симметрий в процессах множественного рождения, несмотря на их успех в классификации адронов по унитарным мультиплетам.

Однако по мере накопления экспериментальных данных и улучшения методики выделения короткоживущих частиц-резонансов стало ясно, что они составляют существенную долю вторичных частиц.

Таким образом то, что изучалось до сих пор, в значительной мере было продуктами распадов резонансов и, конечно, слабо отражало динамику сильных взаимодействий. Поэтому основной тенденцией в экспериментальных исследованиях инклюзивных процессов в последние годы является изучение образования резонансов.

Ввиду важности этого вопроса, мы специально остановимся на методике выделения резонансных состояний при высоких энергиях и на достоверности полученных данных (раздел а) гл. 4). В разделе б) гл. 4 будут приведены данные по рождению векторных мезонов (ρ , ω , K^* , ϕ), первые результаты по образованию тяжелых мезонов (f , $K^*(1420)$) и возможная доля пионов, которые не являются продуктами распада короткоживущих частиц («прямые» пионы). В разделе в) гл. 4 будут рассмотрены основные закономерности в импульсных спектрах резонансов и их интерпретация на основе аддитивной кварковой модели (раздел г) гл. 4). Некоторые характеристики рождения резонансов обсуждались в обзоре ²², поэтому, чтобы избежать повторения, мы остановимся на них очень кратко, в основном на примере новых данных.

а) Методика выделения резонансных состояний

Как хорошо известно, в опытах регистрируются только относительно долгоживущие частицы (π , K , N , Λ и т. п.). Все короткоживущие частицы-резонансы или кластеры (ρ^* , K^* , N^* и т. п.) непосредственно не наблюдаются, экспериментаторы видят только продукты их распадов ($\rho \rightarrow 2\pi$, $K^* \rightarrow K\pi$, $N^* \rightarrow N\pi$ и т. д.). Поэтому измеренные соотношения между выходами частиц не являются соотношениями в момент их образования. Чтобы узнать, что родилось в адронных столкновениях, необходимо изучать образование частиц (или кластеров) с малым временем жизни ($\tau \sim 10^{-23}$ сек):

$$a + b \rightarrow R + X \quad (4.1)$$

по продуктам их распадов на пионы, каоны, нуклоны и т. п.

При низких энергиях ($E \lesssim 10$ Гэв) выделение резонансов (R) проводилось по спектрам эффективных масс, например, по $M(\pi^+\pi^-)$, в которых

наблюдались пики в области масс ρ^0 -мезона. В этом случае $\langle n \rangle \approx 3$, и отношение «сигнала» к фону обычно составляло $r \approx 2-5$. Поэтому не было проблемы в проведении фоновой кривой под пиком от резонанса. Систематические неопределенности в фоновых кривых $\approx 10-20\%$ приводили к ошибке в определении $\sigma(R) \leq 10\%$. Ситуация существенно изменилась при высоких энергиях, когда рождается много частиц ($\langle n \rangle = 10-20$). Даже в самом благоприятном случае, когда образуются только

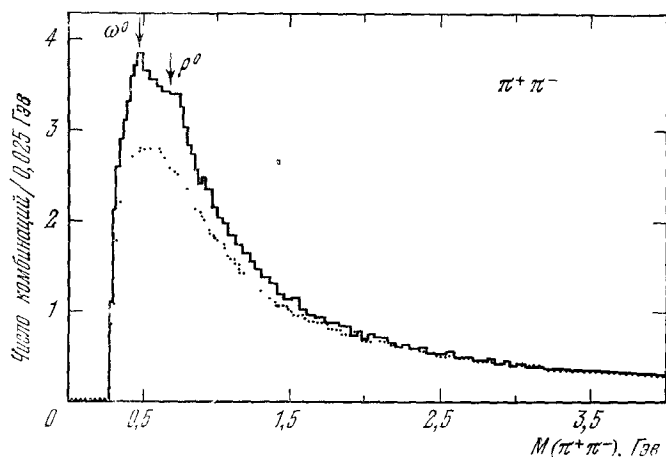


Рис. 9. Распределение $(\pi^+\pi^-)$ -пар по эффективным массам в pp -взаимодействиях при $E_p = 1473$ Гэв.

Пунктирная линия — фоновая кривая (см. текст).

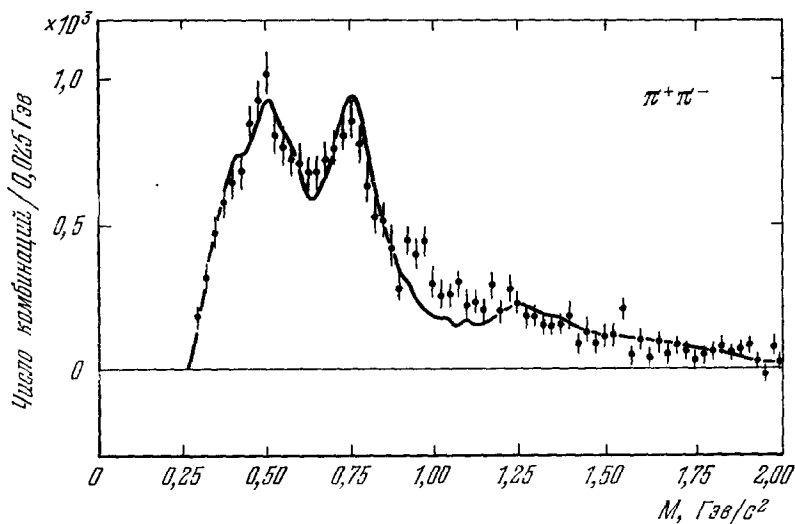


Рис. 10. Распределение по $M(\pi^+\pi^-)$ после вычитания фона ($E_p = 1473$ Гэв).

резонансы, например, ρ^0 -мезоны, их число $N(\rho) = n/2$, а число «ложных» комбинаций, т. е. пар пионов от распадов разных резонансов, $N(\pi^+\pi^-) \sim n^2$ и $r \sim 1/n$. Поэтому в течение 1970—1974 гг., когда в экспериментах по множественному рождению была небольшая статистика событий (≤ 5 тыс.), «сигнал» от ρ^0 -мезонов при $E \geq 20$ Гэв не был зарегистрирован. И только после увеличения статистики до десятков тысяч событий было обнаружено небольшое «плечо» в области масс ρ^0 -резонанса ($r = 0,05-$

0,10), которое соответствует большому вкладу ρ^0 -мезонов ($\approx 20\%$) в образование вторичных пионов. В результате психологический барьер был преодолен и началось интенсивное изучение образования резонансов при высоких энергиях.

Общепринятый метод выделения резонансных состояний не изменился. Спектры эффективных масс (M) аппроксимируются зависимостью типа

$$\frac{dN}{dM} = \Phi_1(M) + \Phi(\text{БВ}(M)) \Phi_2(M), \quad (4.2)$$

где $\Phi(\text{БВ})$ — функции Брейта — Вигнера и $\Phi_i(M)$ — фоновые кривые, которые обычно берутся в виде $\exp(\alpha M + \beta M^2)$ или полинома n -й степени. Таким образом, в (4.2) не учитывается интерференция резонансных и фоновых состояний, а также «отражение» распадов других резонансов, которые могут существенно изменить вид фоновой кривой.

При низких энергиях ($p_\pi = 7,5 \text{ Гэв/с}$) эффекты «отражения» учитывались при определении характеристик резонансов ⁵³. При высоких энергиях ($E_\pi = 40 \text{ Гэв/с}$, $E_p = 1473 \text{ Гэв}$) это было сделано в работах ⁵⁴⁻⁵⁷. Для иллюстрации типичной картины при высоких энергиях и влияния эффектов «отражения» на рис. 9 приведено распределение по $M(\pi^+\pi^-)$, полученное в pp -взаимодействиях при $E_p = 1473 \text{ Гэв}$ (ISR) ⁵⁷. Стрелками показаны значения $M(\rho^0)$ и максимум спектра $M(\pi^+\pi^-)$ от распадов $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, пунктир — фоновая кривая, полученная для $(\pi\pi)$ -комбинаций из разных событий и нормированная на область $M = 2,0-4,0 \text{ Гэв}$. На рис. 10 дан спектр $M(\pi^+\pi^-)$ после вычитания фоновой кривой. Здесь четко видны «сигналы» от распадов $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Таким образом, в первоначальной, почти гладкой кривой скрыты огромные вклады от распадов резонансов. Поэтому их извлечение представляет собой сложную проблему, связанную с правильным выбором фоновой кривой. Ошибка в ее проведении на 10—20% меняет сечение образования резонансов в два раза. Из приведенного примера также наглядно видна необходимость учета «отражения» распадов $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в спектрах $M(\pi^+\pi^-)$ для определения характеристик образования ρ^0 -мезонов. Однако и распады $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (γ) и $K^{*0} \rightarrow K^\pm\pi^\mp$ также играют существенную роль, последние из-за методических причин: заряженные каоны при высоких энергиях не отделяются от $\pi^\pm$ -мезонов. Анализ спектра $M(\pi^+\pi^-)$ по (4.2) с учетом эффектов «отражения», которые однозначно определяются матричными элементами распадов ω и η -мезонов, позволил определить $\langle n(R) \rangle$ — средние числа резонансов на одно pp -взаимодействие (табл. II) ⁵⁷.

Таблица II

Средние числа резонансов ($pp - \sqrt{s} = 53 \text{ Гэв}$)

Тип резонанса	$\langle n(R) \rangle$ (все моды распадов резонансов)	Тип резонанса	$\langle n(R) \rangle$ (все моды распадов резонансов)
ρ^0	$1,19 \pm 0,25$	η	$0,92 \pm 0,58$
ω^0	$1,59 \pm 0,28$	f	$0,43 \pm 0,24$
$K^{*0} + \bar{K}^{*0}$	$1,14 \pm 0,35$		

На рис. 11 для иллюстрации приведены вклады от распадов ρ^0 , ω , η , K^* и f -мезонов в распределение по $M(\pi^+\pi^-)$. Среднее число $\langle n_{ch} \rangle$ от распадов $\rho^{\pm 0}$, ω и $K^{*\pm 0}$ -мезонов составляет $10,3 \pm 1,2$, в то время как прямые измерения дают $\langle n_{ch} \rangle = 10,3 \pm 0,1$ ^{27 *}). Авторы работы ⁵⁷ делают вывод

*) Здесь предполагается, что $\sigma(\rho^0) = \sigma(\rho^+) = \sigma(\rho^-)$ и $\sigma(K^{*0}) = \sigma(K^{*+}) = \sigma(K^{*-}) = \sigma(\bar{K}^{*0})$.

о том, что выход резонансов составляет $(100 \pm 20)\%$ или $\geq 60\%$ на 95% уровне достоверности от всех пионов и каонов. Таким образом, на Серпуховском ускорителе ($p_\pi = 40$ Гэв/с)⁵⁴⁻⁵⁶ и на ISR ($E_p = 1473$ Гэв)⁵⁷ обнаружена доминирующая роль резонансов среди вторичных частиц. В настоящее время имеется уже около 50 работ, в которых изучалось инклюзивное образование резонансов в pp -, $\pi^\pm p$ -, $\bar{p}p$ -, $K^\pm p$ -, np - и π^-d -взаимодействиях в интервале импульсов от 0,7 до 1473 Гэв/с.

Данные при $E \leq 20$ Гэв получены, как правило, на большой статистике и влияние эффектов «отражения» и «ложных» комбинаций ($\langle n_{ch} \rangle \approx 3-4$) здесь менее существенно из-за лучшей точности измерения углов и импульсов вторичных частиц. Поэтому эти результаты можно

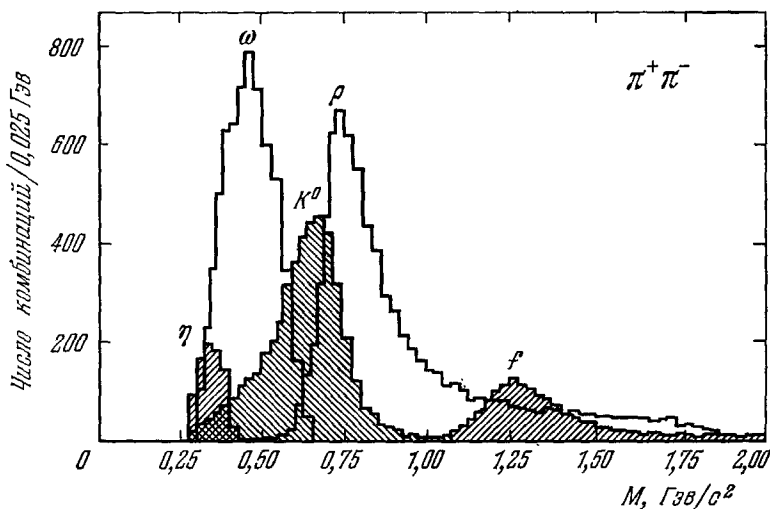


Рис. 11. Вклады резонансов (η , ω , $K^*(890)$, ρ^0 , f) в распределение по M ($\pi^+\pi^-$) для pp -соударений при $E_p = 1473$ Гэв.

рассматривать как окончательные. При высоких энергиях ($E \gtrsim 20$ Гэв) все работы, кроме⁵⁴⁻⁵⁷, выполнены без учета эффектов «отражения». Кроме того, разрешение экспериментальных установок в этой области энергий хуже, чем при $E < 20$ Гэв, поэтому следует ожидать, что полученные данные будут уточняться.

б) Сечения образования резонансов

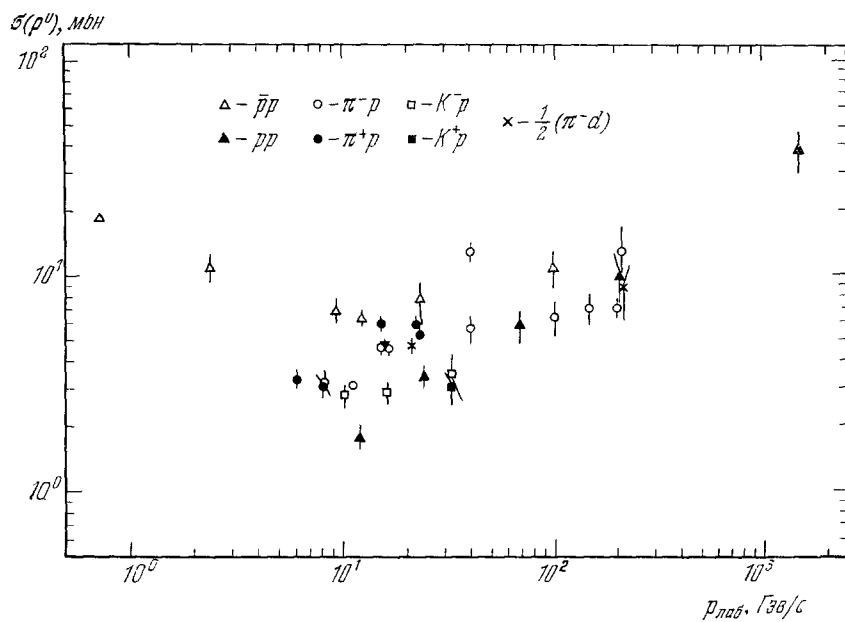
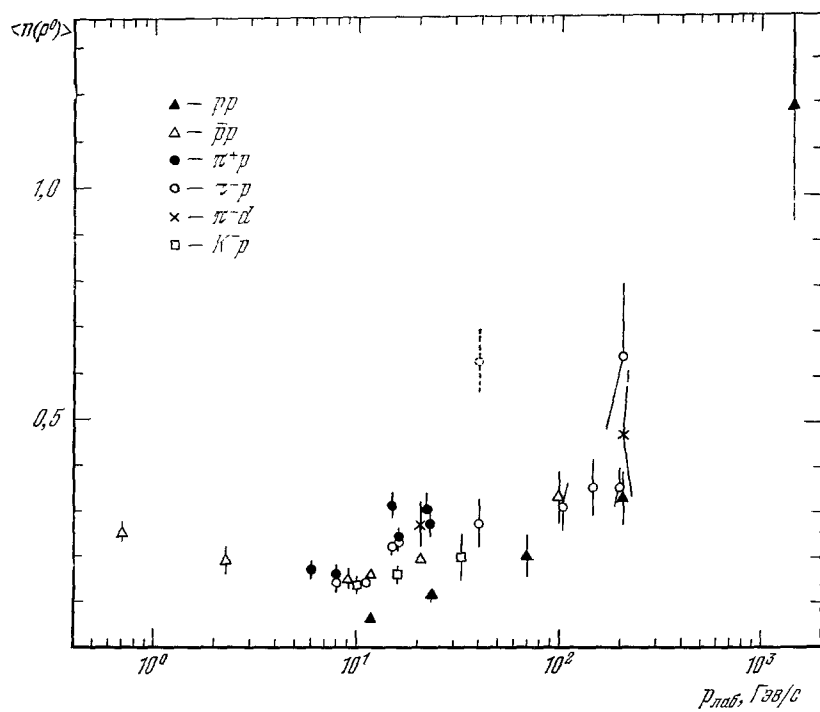
Наиболее полная информация имеется по образованию ρ^0 -мезонов при высоких энергиях:

$$a + b \rightarrow \rho^0 + X, \quad (4.3)$$

где

$$\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-. \quad (4.4)$$

На рис. 12 и 13 приведены данные по $\sigma(\rho^0)$ и $\langle n(\rho^0) \rangle$ ²⁵. Для $E = 40$ Гэв/с указаны два значения $\sigma(\rho^0)$ и $\langle n(\rho^0) \rangle$, полученные с учетом (пунктир на рис. 13) и без учета «отражения» распадов $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Экстраполяция данных, полученных при $E \leq 200$ Гэв, к $E = 1473$ Гэв дает значения меньшие, чем полученные на ISR с учетом «отражения» распадов $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (γ) и $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ⁵⁷. С другой стороны, данные, полученные при $E_\pi = 40$ Гэв⁵⁴⁻⁵⁶ без учета эффектов «отражения» хорошо согласуются с результатами, полученными при других энергиях. В связи

Рис. 12. Зависимость $\sigma(p^0)$ от $p_{\text{лаб}}$ для различных реакций.Рис. 13. Зависимость $\langle n(p^0) \rangle$ от $p_{\text{лаб}}$.

с этим, можно надеяться, что характер зависимости от s не изменится при уточнении результатов по $\sigma(\rho^0)$ и $\langle n(\rho^0) \rangle$ (см. раздел а) гл. 4).

Различие в образовании ρ^0 -мезонов в πp - и pp -соударениях связано с подавлением фрагментации $p \rightarrow \rho^0$. Энергетические зависимости $\langle n(\rho^0) \rangle = f(s)$ для $s = 10-400 \text{ Гэв}^2$ практически одинаковы для обоих типов соударений ^{25, 26}:

$$\langle n(\rho^0) \rangle^{\pi p} = (0,09 \pm 0,01) \ln s - (0,13 \pm 0,03) \quad (4.5)$$

и

$$\langle n(\rho^0) \rangle^{pp} = (0,09 \pm 0,02) \ln s - (0,23 \pm 0,06). \quad (4.6)$$

Отсюда можно оценить сечение фрагментации $\pi^+ \rightarrow \rho^0$:

$$\sigma_F(\rho^0) = (0,10 \pm 0,07) \sigma_{\text{in}}^{\pi p} = 2,0 \pm 1,4 \text{ мбн} \quad (4.7)$$

Дифференциальные спектры $\sigma(y)$ не противоречат этому заключению (рис. 14 и 15) ^{25, 26}. Из приведенных данных видно, что ρ -мезоны в pp -соударениях при $p = 24 \text{ Гэв}/c$ рождаются в центральной области и имеют

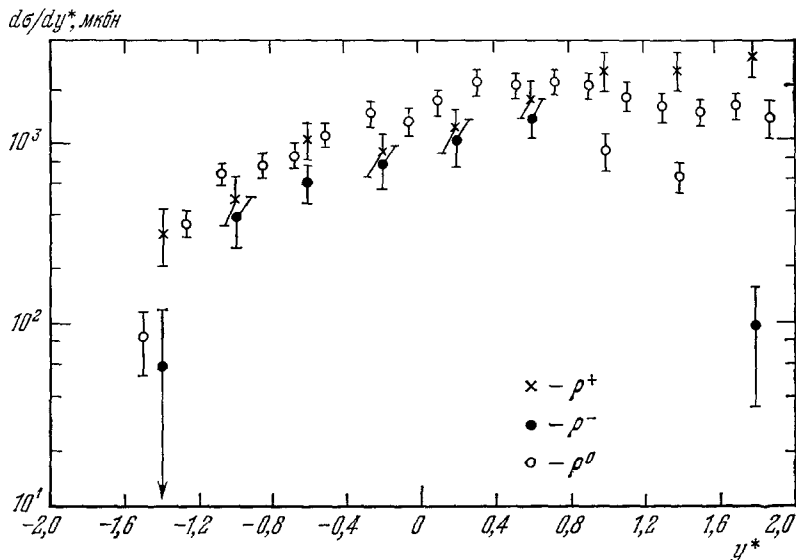


Рис. 14. Распределения p^+ -, p^- - и ρ^0 -мезонов по быстройте в π^+p -взаимодействиях при $p = 16 \text{ Гэв}/c$.

одинаковые, в пределах ошибок, распределения по y ; в π^+p -взаимодействиях при $p = 16 \text{ Гэв}/c$ подобное распределение наблюдается для $\sigma^-(y)$, т. е. фрагментация $\pi^+ \rightarrow \rho^-$ подавлена. С другой стороны, фрагментация $\pi^+ \rightarrow \rho^+$ существенна. Нормированные сечения $(1/\sigma_{\text{in}}) d\sigma(\rho^0)/dy^*$ приведены на рис. 16 для π^-p -, K^-p - и pp -соударений ^{25, 26}. Здесь также видно, что имеется фрагментация $K^- \rightarrow \rho^0$, но она меньше, чем в случае $\pi^- \rightarrow \rho^0$. Таким образом, данные по сечениям образования ρ^0 -мезонов свидетельствуют о наличии двух выделенных областей их образования: центральной и фрагментационной. В табл. III даны оценки сечений $\sigma(\rho^0)$ для этих двух областей при $E = 10-24 \text{ Гэв}$ ^{25, 26}. Здесь же приведены предсказания, вытекающие из аддитивной кварковой модели (раздел г) гл. 4), в относительных единицах.

Наиболее полные данные по рождению других резонансов получены для π^+p -взаимодействий при $p = 16 \text{ Гэв}/c$ ^{25, 26, 58}. Они приведены в табл. IV

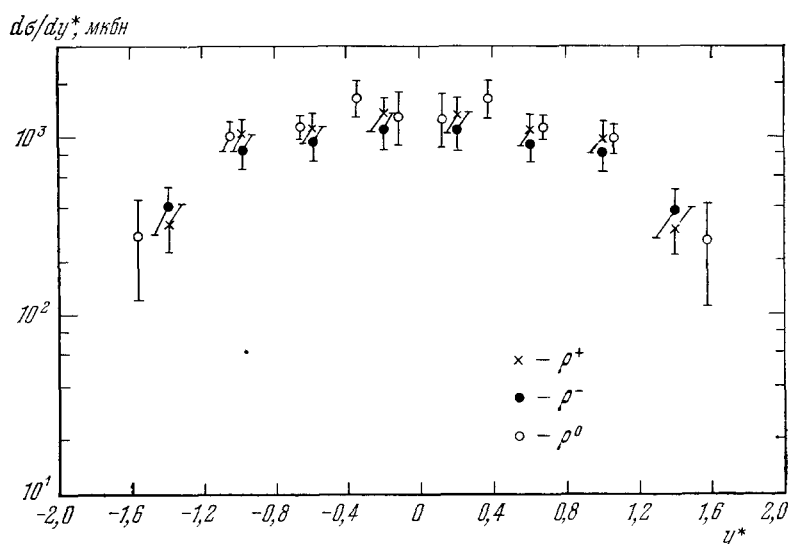


Рис. 15. Инвариантные сечения образования ρ^+ , ρ^- , и ρ^0 -мезонов в pp -соударениях при $p = 24 \text{ ГэВ/с}$.

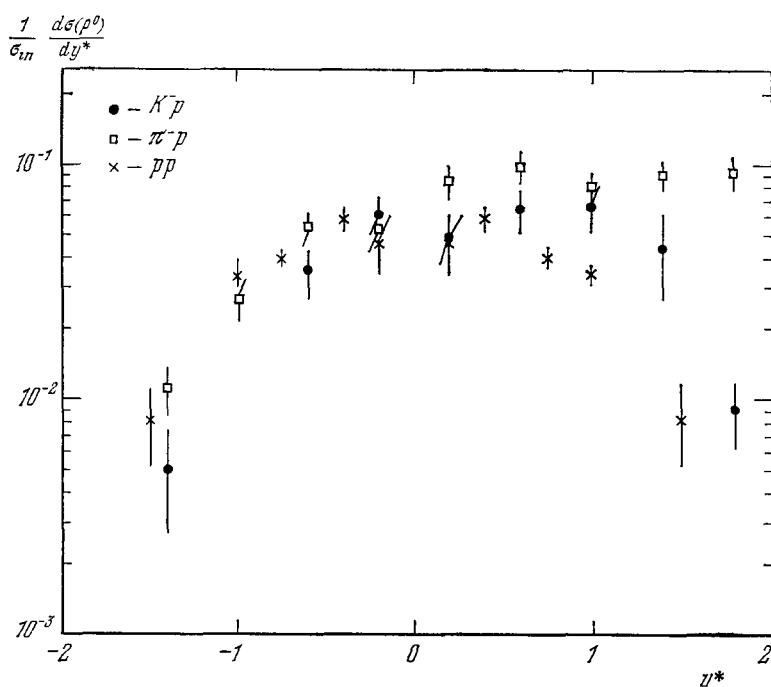


Рис. 16. Распределения плотности ρ^0 -мезонов в зависимости от быстроты для π^-p - и K^-p -взаимодействий при $p = 16 \text{ ГэВ/с}$ и pp -соударений при $p = 24 \text{ ГэВ/с}$.

Таким образом, при $E = 16$ Гэв только выделенные мезонные резонансы дают 51% всех наблюдаемых вторичных пионов, из них векторные мезоны (ρ , ω) — 43%. Аналогичный результат был получен в π^-p -взаимодействиях⁵⁴⁻⁵⁶ и в pp -взаимодействиях при $E_p = 1473$ Гэв⁵⁷. Интересно также

Таблица III

Сечения образования $\sigma(\rho^0)$ в центральной и фрагментационных областях ($E = 10-24$ Гэв)

Реакция	Фрагментация пучка $\sigma(\rho^0)$ мбн	Кварковая модель	Центральная область $\sigma(\rho^0)$, мбн	Кварковая модель (АКМ)
$\pi^-p \rightarrow \rho^0 X$	$3,1 \pm 0,3$	3	$1,6 \pm 0,5$	2
$K^-p \rightarrow \rho^0 X$	$1,4 \pm 0,6$	3/2	$1,5 \pm 0,5$	2
$pp \rightarrow \rho^0 X$			$3,5 \pm 0,4$ *)	3

*) Для pp -соударений приведены значения полного инклюзивного сечения $\sigma(\rho^0)$, т. е. вклад от фрагментации $p \rightarrow \rho^0$ не выделялся.

отметить, что если при $E = 16$ Гэв $\sigma(K^{*0}(890)) \ll \sigma(\rho^0) \approx \sigma(\omega)$, то уже при $E = 1473$ Гэв $2\sigma(K^{*0}(890)) \approx \sigma(\rho^0) \approx \sigma(\omega^0)$ (см. табл. II), т. е. при высоких энергиях, возможно, происходит «восстановление» $SU(3)$ -симметрии. Итак, кажется уже установленным, что при высоких энергиях $\geq 60\%$ пионов также образуется в результате распада векторных мезонов⁵⁷. Часть пионов образуется и при распаде барионных резонансов, выделение которых связано с методическими трудностями идентификации протонов и нейтронов. Поэтому в настоящее время имеются только первые данные по

Таблица IV

Сечения образования резонансов в π^+p -взаимодействиях при $p = 16$ Гэв/с

Резонанс	$\sigma(R)$, мбн	Вклад в $\sigma(\pi^-)$, мбн	Резонанс	$\sigma(R)$, мбн	Вклад в $\sigma(\pi^-)$, мбн
ρ^0	$4,8 \pm 0,4$	$4,8 \pm 0,4$	η'	$\sim 0,1$	$\sim 0,07$
ρ^-	$2,3 \pm 0,5$	$2,3 \pm 0,5$	ϕ	$\sim 0,1$	$\sim 0,01$
f	$0,99 \pm 0,10$	$0,63 \pm 0,07$	g^0	$0,32 \pm 0,20$	$0,08 \pm 0,05$
ω	$4,0 \pm 0,7$	$3,7 \pm 0,6$	$K^{*-}(890)$	$0,18 \pm 0,05$	$0,12 \pm 0,03$
η	$1,5 \pm 0,3$	$0,44 \pm 0,99$	$K^{*0}(890)$	$0,71 \pm 0,10$	$0,47 \pm 0,07$

Все $\sigma(R)$: $12,4 \pm 0,9$ мбн = $51 \pm 4\%$ $\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^-X)$.

$\sigma(\Delta^{++})$ (см. обзор²²). Что же является источником образования $\approx 40\%$ пионов? В первую очередь необходимо оценить вклад тяжелых резонансов (f , $K^*(1430)$, A , B и т. п.). Отношение выходов f/ρ^0 практически не зависит от энергии и типа первичных частиц и составляет $\approx 0,2$ ^{25,26} (табл. V).

Подобное значение получено и для отношений $\langle K^*(1420) \rangle / \langle K^*(890) \rangle$ (см. табл. V). Таким образом, отношение выхода тензорных мезонов ($J^P = 2^+$) к векторным мезонам ($J^P = 1^-$) составляет $\approx 20\%$, что говорит о их существенном вкладе в образование пионов и каонов. Оценка доли мезонов, образованных за счет распадов Р-волновых мезонных состояний, в рамках аддитивной кварковой модели дает значение $\geq 25\%$, что

согласуется с имеющимися данными по f , K^* (1430) и g -мезонам⁵⁹. Поэтому экспериментальное выделение тяжелых резонансов (A , B , Q и т. п.) является следующим этапом изучения динамики сильных взаимодействий. Итак, около 85% наблюдаемых пионов, вероятно, являются продуктами распада мезонных резонансов.

Возможно также, что сами резонансы являются продуктами распада более тяжелых резонансов или кластеров²³. Однако методические трудности их выделения не позволяют надеяться получить сведения о них

Таблица V

Отношения $\langle f \rangle / \langle \rho^0 \rangle$ и $\langle K^* (1420) \rangle / \langle K^* (890) \rangle$

Тип реакции	$p_{\text{лаб}}, \text{ Гэв/с}$	$\langle f \rangle / \langle \rho^0 \rangle$	Тип реакции	$p_{\text{лаб}}, \text{ Гэв/с}$	$\frac{\langle K^* (1430) \rangle}{\langle K^* (890) \rangle}$
$\pi^+ p \rightarrow RX$	8	$0,30 \pm 0,07$	$K^- p \rightarrow RX$	10	$0,16 \pm 0,05$
	15	$0,22 \pm 0,05$		16	$0,11 \pm 0,03$
	16	$0,21 \pm 0,02$			
	23	$0,21 \pm 0,05$			
$\pi^- p \rightarrow RX$	16	$0,20 \pm 0,04$	$K^+ p \rightarrow RX$	5	$0,17 \pm 0,08$
	40	$0,18 \pm 0,11$		8	$0,22 \pm 0,09$
$pp \rightarrow RX$	1473	$0,36 \pm 0,19$		16	$0,27 \pm 0,09$
$K^- p \rightarrow RX$	10—16	$0,18 \pm 0,20$			
$K^+ p \rightarrow RX$	32	$0,27 \pm 0,13$		32	$0,29 \pm 0,07$

в ближайшее время (см. раздел а) гл. 4). Необходимо изобретение новых методов анализа и выделения резонансных состояний, чтобы ответить на этот вопрос. Несколько легче ситуация в отношении ρ (ω)-мезонов. Их можно регистрировать по распадам ρ (ω) $\rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($e^+ e^-$). В этом случае, даже при $E = 1473 \text{ Гэв}$, значения $\langle n(R) \rangle \approx 1$ и поэтому отношение «сигнала» к фону $r > 1$ ^{60,61}.

В связи с доминирующей ролью резонансов в адронных взаимодействиях, естественно, возникает вопрос о доли пионов, которые не являются продуктами их распада («прямые» пионы). По различным оценкам их доля составляет от 20 до 10%^{25,26}. Расчеты по кварковой модели дают $\approx 6,5\%$ ⁵⁹. Поэтому полученные характеристики множественных процессов (см. гл. 2 и 3) являются отражением динамики образования и кинематики распадов резонансов, что существенно затрудняет их интерпретацию. Для изучения динамики сильных взаимодействий необходимо прежде всего научиться хорошо выделять резонансы.

в) Универсальные закономерности в импульсных спектрах частиц и резонансов

В этом разделе мы будем обсуждать обнаруженные закономерности в дифференциальных сечениях образования резонансов («прямая» продукция сильных взаимодействий) и всех вторичных частиц. Экспериментальное определение этих сечений основано на использовании формулы (4.2) при фиксированных значениях продольных переменных (x , y) или $p_{\perp}^2$. В этом случае методические трудности выделения резонансных состояний (см. раздел а) гл. 4) только усиливаются, особенно при $E \gtrsim 20 \text{ Гэв}$. Однако, как нам кажется, характерные черты поведения дифференциальных сечений, обнаруженные в основном при $E \lesssim 20 \text{ Гэв}$, останутся без существенных изменений.

На рис. 14—17 приведены значения $d\sigma/dy^*$ и $d\sigma/dx_F$ для ρ - и ω -мезонов. Отсюда можно сделать следующие заключения, которые подтверждаются и другими экспериментами ^{25,26,58}:

1. Спектры ρ -мезонов в центральной области ($|y| \lesssim 1$), в пределах ошибок, не зависят от типа первичных частиц, т. е.

$$\frac{d\sigma(R)}{dy} = C_i F(y), \quad (4.8)$$

где C_i — полные сечения образования резонансов i -го типа.

2. Спектры пионов от распадов ρ - и ω -мезонов имеют более узкое распределение по x , чем сами резонансы (см. рис. 17). Универсальность

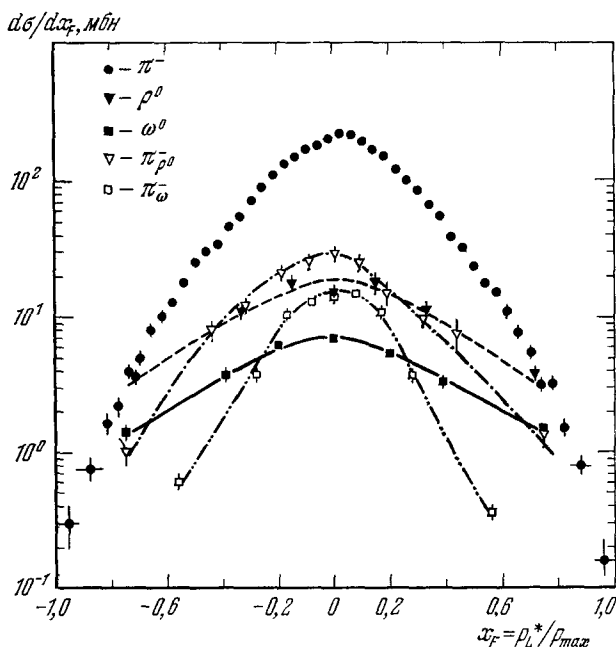


Рис. 17. Распределения π^- , ρ^0 - и ω^0 -мезонов и продуктов их распада ($\pi^+ \pi^-$) по x в $\pi^+ p$ взаимодействиях при $p = 16$ Гэв/с.

приведена в ⁵⁸). Данные получены для ρ -, ω -, η -, ϕ -, f - и K^* -мезонов и для Δ^{++} -, $\Sigma^\pm$ (1385)-барионов. Оказалось, что все эти сечения хорошо описываются формулой

$$\frac{d\sigma}{dp_\perp^2} = C_i e^{-B p_\perp^2} \quad (4.9)$$

с $B \approx 3,4$ (Гэв/с)⁻² в интервале $p_\perp^2$ от 0 до 2 (Гэв/с)² (см. рис. 18) ⁵⁸. Спектры всех пионов имеют более сложную зависимость от $p_\perp^2$, и теперь мы знаем причину такого поведения: большая часть пионов образуется в результате распадов резонансов, и поэтому их поведение при $p_\perp^2 \lesssim 1$ (Гэв/с)² отражает кинематику распадов различных резонансов (рис. 19). Действительно, в области $p_\perp^2 > 1$ Гэв/с, где эти распады дают малый вклад в $d\sigma(\pi)/dp_\perp^2$, они также описываются (4.9) с $B \approx 3,4$ (Гэв/с)⁻² («прямые» пионы). Отсюда можно оценить долю «прямых» пионов, экстраполируя данные по π -мезонам из области $p_\perp^2 > 1$ (Гэв/с)² к $p_\perp^2 \rightarrow 0$. Она составляет ≈ 10 —20% ^{26,58}.

спектров резонансов (4.8) по продольным переменным в центральной области показывает, что они имеют одинаковый механизм образования. Этот результат предсказывался в 1973 г. в рамках аддитивной кварковой модели ¹³. Более узкое распределение «распадных» пионов по x , чем резонансов, может быть, хотя бы частично, причиной нарушения скейлинга при $x = 0$ (см. гл. 3).

Замечательные особенности были обнаружены при изучении дифференциальных спектров резонансов и «прямых» пионов по $p_\perp^2$. Они изучались в pp -, $p\bar{p}$ -, Kp - и $\bar{p}p$ -соударениях в интервале импульсов от 0,7 до 240 Гэв/с (сводная таблица результатов

Таким образом, наблюдается универсальная закономерность распределений «прямой» адронной продукции для $M = 140-1400 \text{ Мэв}$ и $J^P = 0^-, 1^-, 2^+, 3/2^+$, которая характерна для моделей статистического типа. Спектры по $p_\perp^2$ более тяжелых частиц (J/ψ) также описываются (4.9), но с $B \approx 1,1 (\text{Гэв}/c)^{-2}$ ⁵⁸. Связано ли это с зависимостью B от M или с природой новых частиц, в настоящее время неясно.

Перейдем к обсуждению результатов, полученных для вторичных частиц, без выделения резонансов. На рис. 20 приведены значения $\langle p_\perp \rangle = f(M)$ для систем пионов (от 2 до 6), образованных в pp -взаимодействиях

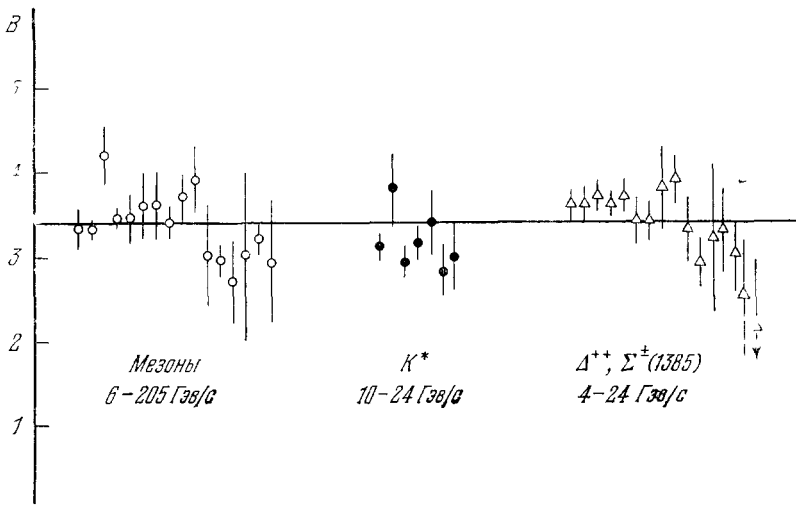


Рис. 18. Зависимость B от массы и энергии для частиц и резонансов.

при $p = 400 \text{ Гэв}/c$ ⁵⁸. Здесь же пунктиром даны значения $\langle p_\perp \rangle$ для $(\mu\mu)$ -пар и сплошными кривыми — расчеты по методу Монте-Карло для (2π) - и (6π) -систем. В области $M \lesssim 2 \text{ Гэв}$ практически нет зависимости $\langle p_\perp \rangle$ от множественности пионов, но имеется сильная зависимость от M ; она совпадает с $\langle p_\perp \rangle = f(M)$ для π -, ρ -, N - и Λ -частиц. В области $M > 2 \text{ Гэв}$ вариации $\langle p_\perp \rangle$ с M слабые, но появляется заметная зависимость от числа пионов. Значения $\langle p_\perp \rangle$ для $(\mu\mu)$ -пар и J/ψ -частиц больше, чем для пионных систем, как и в случае резонансов. Эти данные не противоречат предыдущим результатам (4.9) ($\langle p_\perp \rangle = \text{const}$) для «прямой» адронной продукции. Действительно, «распадные» пионы уменьшают значения $\langle p_\perp \rangle$ (см. рис. 19) в области $M \lesssim 2 \text{ Гэв}$; отсюда и следует зависимость $\langle p_\perp \rangle = f(M)$, которая была обнаружена еще в конце 50-х годов. Сейчас мы можем считать, что ее происхождение связано не с динамикой сильных взаимодействий, а с кинематикой распадов резонансов.

Изучение неинвариантных дифференциальных сечений вторичных частиц (π , K^0 , Λ) и резонансов (ρ^0 , ω^0) в центральной области ($|y| \lesssim 0,5$), образованных в π^+p и K^-p -взаимодействиях при $p = 16 \text{ Гэв}/c$, показало, что они хорошо описываются функцией

$$\frac{d\sigma}{dE_\perp^2} \sim e^{E_\perp/T}, \quad (4.10)$$

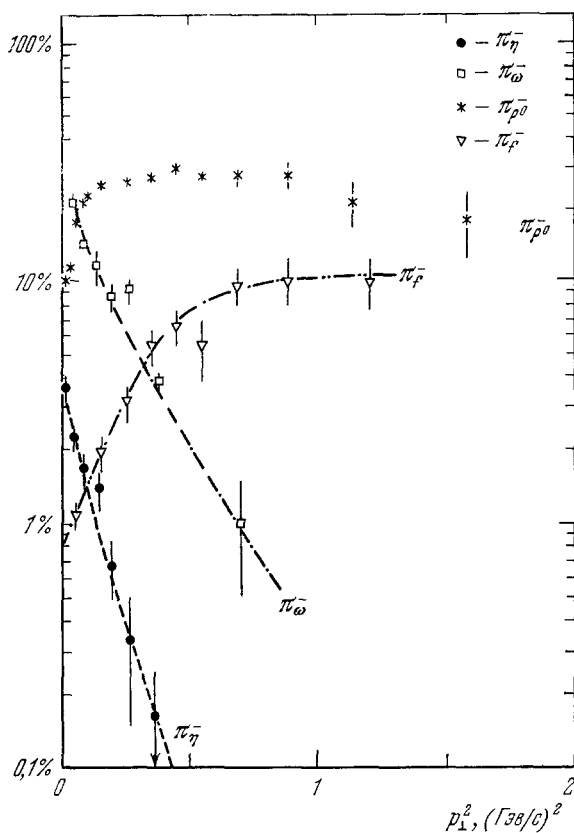


Рис. 19. Вклад π^- -мезонов от распадов η^- , ω^- , ρ^0 - и f^- -мезонов в инклюзивное образование π^- -мезонов в зависимости от $p_{\perp}^2$ ($\pi^+p - 16 \text{ ГэВ/с}$).
Кривые нанесены от руки.

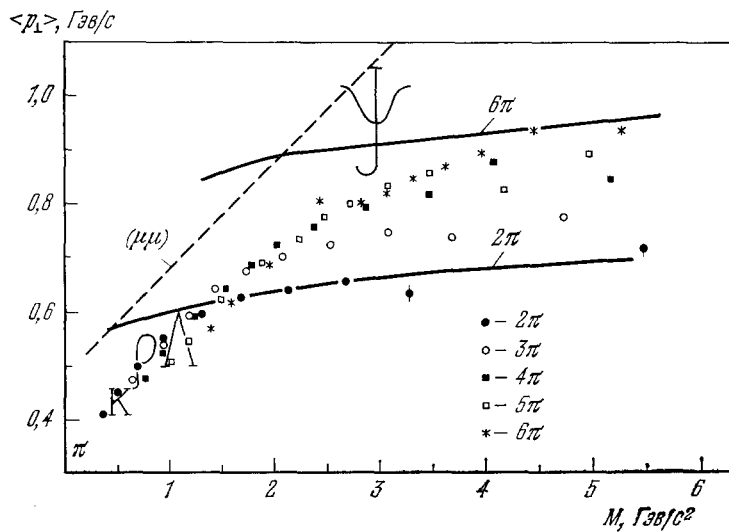


Рис. 20. Зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ от массы для $(n\pi)$ -систем ($n=2-6$) в pp -соударениях при $p = 400 \text{ ГэВ/с}$.
Сплошные кривые — расчеты методом Монте-Карло для $n = 2$ и 6 , штриховая — зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ от $M(\mu^+\mu^-)$.

где $E_{\perp} = p_{\perp}^2 + M^2$ и T — параметр, который можно интерпретировать как температуру ^{62 *}). Для иллюстрации на рис. 21 приведены соответствующие распределения для ρ^0 -, f - и ω -мезонов ($\pi^+p = 16$ Гэв/с). Не только частицы и резонансы удовлетворительно аппроксимируются (4.10), но также и системы некоррелированных пионов (2π , 3π , 4π) ²⁶. На рис. 22 приведены значения T , полученные для частиц и резонансов для π^+p - и K^-p -взаимодействий при $p = 16$ Гэв/с. В широком интервале масс (140—1300 Мэв) $T = 120$ Мэв (рис. 22). Интервал значений по $E_{\perp} - M = 0 - 1$ Гэв приблизительно совпадает с интервалом по $p_{\perp}^2 = 0 - 2$ (Гэв/с)², для которого справедлива зависимость (4.9). При высоких энергиях ($\sqrt{s} = 31$ Гэв) инвариантные сечения $\omega d\sigma/dp$ для π^+ , p и K^+ -мезонов при $y = 0$ описываются $e^{-6E_{\perp}}$, что соответствует $T \approx 167$ Мэв ⁶⁴. Учитывая разницу инвариантных и неинвариантных сечений, можно сделать вывод о том, что параметр T не меняется от 16 Гэв/с до энергий ISR. Этот результат противоречит предсказаниям статистической модели, в которой ожидается, что $T \sim s^{1/8}$ ⁶⁵.

Изучение распределений по поперечному импульсу мультипионных систем (от 2 до 6 π) в pp -взаимодействиях при $p = 100$ и 400 Гэв/с также показало, что при фиксированных значениях эффективных масс $M = 1-3$ Гэв эти распределения практически не зависят ни от энергии первичных частиц, ни от заряда системы ($|Q| = 0-6$) и множественности пионов ²⁶.

Таким образом, неинвариантные сечения вторичных частиц и резонансов при $y \approx 0$ удовлетворительно описываются соотношением (4.10) с $T = 120$ Мэв/с в широкой области энергий ^{**}). Эта зависимость, конечно, не противоречит (4.9). Прямой пересчет (4.10) в (4.9) дает удовлетворительное описание распределений по $p_{\perp}^2$, в том числе, и подъема сечений пионов при $p_{\perp}^2 \leq 0,5$ (Гэв/с)², который связан с образованием их в результате распадов резонансов ⁵⁸. Таким образом, открывается удивительная картина образования адронов в сильных взаимодействиях. С одной сторо-

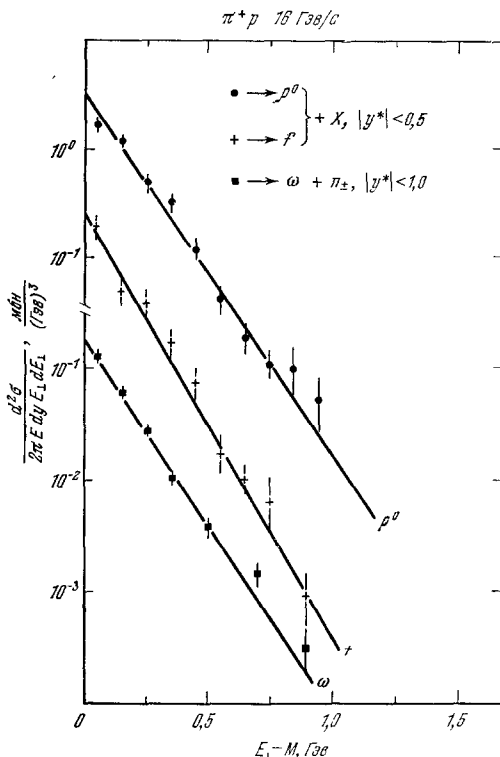


Рис. 21. Зависимость сечений образования ρ^0 -, f - и ω -мезонов от $(E_{\perp} - M)$ в π^+p -взаимодействиях при $p = 16$ Гэв/с.

Кривые рассчитаны по формуле (4.10).

*) Как известно, неинвариантные сечения $d^2\sigma/dp$ образования стабильных частиц хорошо описываются формулой Планка ⁶³:

$$\frac{d\sigma}{dp} \sim \frac{e^{-(E_{\perp}^2/T)}}{(e^{E_{\perp}^2/T} - 1)^2}.$$

**) Инвариантные сечения для пионов несколько отклоняются от экспоненты, особенно при малых значениях $E_{\perp}$.

ны, «прямая» адронная продукция имеет универсальное распределение (4.9) по $p_{\perp}^2$ с $B = 3,4 \text{ (Гэв/с)}^{-2}$, и распределение пионов в основном определяется кинематикой распадов резонансов. С другой стороны, пионы и резонансы

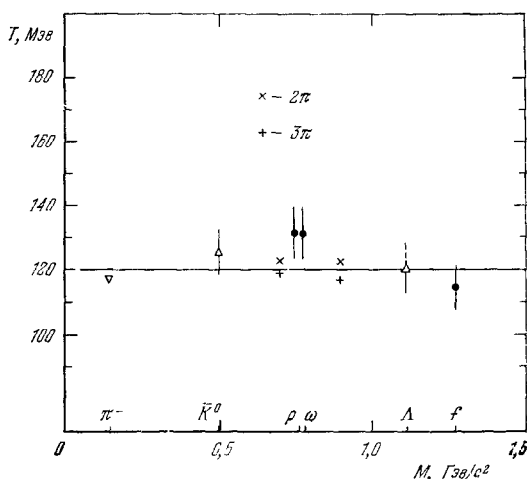


Рис. 22. Значения параметра T для различных частиц (K^-p , π^+p — 16 Гэв/с).

что характеристики вторичных частиц при $y \approx 0$ могут, в первом приближении, описываться и статистической моделью с постоянной температурой ($T \approx m_{\pi}$)⁶⁷. Таким образом, исследования дифференциальных сечений образования резонансов и частиц позволили обнаружить новые особенности их рождения и понять природу роста $\langle p_{\perp} \rangle$ с увеличением массы частиц.

г) Аддитивная кварковая модель (АКМ)

Теоретическая интерпретация множественных процессов обсуждалась во многих работах^{20, 22-24}. Пионерские работы, проведенные с космическими лучами, позволили сформулировать простейшие феноменологические представления о множественных процессах^{16, 17}. Для их объяснения в 50-х годах были развиты модели статистико-гидродинамического типа^{17, 20, 23}. Однако накопление экспериментальных данных на ускорителях показало, что при $E \lesssim 2000 \text{ Гэв}$ невозможно описать основные характеристики многочастичных реакций этими моделями. Примерно в то же время начали создаваться и мультипериферические схемы сильных взаимодействий, которые тесно связаны с реджевским подходом²³. Объединение этих двух направлений было сделано в рамках мультипериферической кластерной схемы, в которой кластеры статистического типа рождаются в узлах мультипериферической цепочки⁴¹⁻⁴³. В рамках этой модели наиболее полно описывается совокупность данных по множественным процессам (см. гл. 3). Новый период развития теории сильных взаимодействий связан с предположениями о кварковой структуре адронов⁹. Этот подход позволяет объяснить слабые, электромагнитные и сильные взаимодействия с единой точки зрения. Кварковые модели не столь разработаны, как мультипериферическая или статистическая, однако, они претендуют на раскрытие природы взаимодействий частиц. Эти модели различаются в основном по той роли, которая отводится глюонам в процессах рождения. Простейшая из них — аддитивная кварковая модель (АКМ), не учиты-

в центральной области описываются (4.10) с $T \approx m_{\pi}$, т. е. как состояние термодинамической системы с постоянной температурой. Является ли это случайным совпадением или за этим скрывается превращение полевой картины взаимодействия адронов в термодинамическую систему⁶⁶, в настоящее время ответить трудно. Нужны новые данные, особенно для пионов и каонов, которые отличаются по массе от резонансов. Изучение этих закономерностей в зависимости от энергии первичных частиц, особенно при $E \gtrsim 1 \text{ Тэв}$, и выделение «прямой» адронной продукции позволит найти область применимости (4.9) и (4.10). Однако сейчас уже ясно,

вающая явно глюонов¹³. Интерес к АКМ возник в связи с обнаружением большой доли резонансов, которая предсказывалась еще в 1973 г. Эта модель успешно описывает основные закономерности множественных процессов, которые обсуждались в п. 2) гл. 2, и имеет небольшое число четких предположений о кварковой структуре сильных взаимодействий. Кроме того, вычисления по АКМ относительно просты и доступны экспериментаторам, что имеет существенное значение для ее практического использования. В результате на всех последних конференциях по физике высоких энергий экспериментальные данные, как правило, сравниваются с АКМ^{25, 26, 58}. Разумеется, простота модели и успешное ее применение связано с первым приближением наших данных к истинной картине сильных взаимодействий (см. разделы а) — в) гл. 4). По мере накопления новой информации будет ясна и область ее применимости. Однако в настоящее время АКМ адекватна уровню экспериментальных данных и служит хорошей основой для понимания главных закономерностей множественных процессов в адрон-адронных и в адрон-ядерных взаимодействиях^{68–71 *}). АКМ успешно применялась для описания соотношений между полными сечениями⁷², между наклоном дифракционного конуса и формфактором⁷³ и для объяснения асимметрии инклюзивных спектров в мезон-барионных взаимодействиях⁷⁴. В работах^{13, 68–71} она была развита и использована для описания множественных процессов.

4) И м п у л ь с н о е п р и б л и ж е н и е. Кварковая модель основана на представлении о том, что адрон является составной системой, похожей на легкое ядро: мезон состоит из двух ($q\bar{q}$), а барион — из трех объектов (qqq), которые принято называть составляющими кварками. Каждый составляющий кварк состоит из совокупности точечных частиц-партонов: валентного кварка-партона, несущего квантовые числа, и «моря», т. е. облака кварк-антикварковых пар. При быстром движении адронов облака виртуальных частиц перестраиваются в облако партонов-кварков⁸. При современных ускорительных энергиях предполагается, что «размеры» этих облаков значительно меньше, чем расстояния между кварками в адроне, т. е. они пространственно разделены. Действительно, данные по нуклонным формфакторам согласуются с $R_N^2 \approx 10 (\text{Гэв})^{-2}$. В то же время «размеры» облаков партонов — $r^2 \sim \alpha' \ln(p/m_N)$, где $\alpha' \approx 0,26 (\text{Гэв})^{-2}$ — наклон траектории Померанчука. Отсюда $r^2 \approx 2,0 (\text{Гэв})^{-2}$ для $E \approx 1 \text{ Тэв}$ ⁶⁹. Поэтому при $E \gtrsim 10^3 \text{ Тэв}$ облака партонов начнут перекрываться и на новых проектируемых сейчас ускорителях следует ожидать изменения картины множественного рождения, например, исчезновения фрагментационных частиц. В существующем ускорительном интервале составляющие кварки находятся далеко друг от друга и их продольные импульсы много больше «фермиевских» импульсов относительного движения. В этих условиях можно попытаться описывать взаимодействие адронов по аналогии с соударениями легких ядер с помощью импульсного приближения, т. е. считать, что в большинстве случаев происходит qq -взаимодействие. Поправки, возникающие из-за перерассеяния кварков, составляют 10–15% для соотношений между полными сечениями⁷². Их вклад в процессы множественного рождения оценивается на уровне 5–10%^{70, 71}.

Итак, в АКМ адроны взаимодействуют между собой медленными партонами⁸. В результате облака партонов «рассыпаются», образовавшиеся точечные кварки-партоны начинают обрастать каждый своим «морем»

*) Здесь мы не будем касаться кваркового описания спектра масс адронов и их статистических свойств, которое широко известно (см., например, обзор⁶⁸).

и сливаться друг с другом, а также с невзаимодействовавшими кварками-«созерцателями», образуя мезоны ($q\bar{q}$), барионы (qqq) и антибарионы ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$). Схематически это изображено на рис. 23. Далее следуют предположения об импульсах составляющих кварков. Предполагается, что каждый кварк в первичном барионе несет в среднем $\sim 1/3$ полного импульса, а в мезоне $-x \sim 1/2$. Распределение по x является относительно узким. Таким образом, в АКМ из предположений о структуре адронов сразу возникают две различные области множественного рождения: центральная и фрагментационная, которые и наблюдаются в экспериментах. В областях фрагментации кварки-«созерцатели» уносят $\approx 2/3$ начального импульса бариона (или $\approx 1/2$ импульса мезона). Кварк, приходящий из блока (рис. 23); имеет значительно меньший импульс. Самый быстрый адрон из центральной области уносит $\approx 1/3$ импульса составляющего кварка, т. е. $\approx 1/9$ полного импульса налетающего бариона (и $\approx 1/6$ -мезона *).

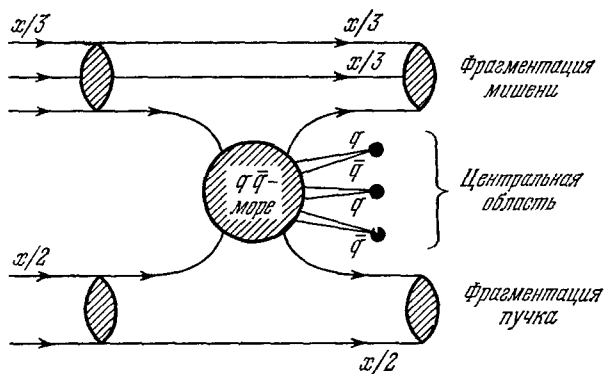


Рис. 23. Схема образования адронов в АКМ.

Тогда барионы в области фрагментации будут иметь $2/3 \leq x \leq 5/6$ (для первичных барионов), а мезоны $1/2 \leq x \leq 3/4$ (для первичных мезонов)¹³. Разброс в импульсах кварков-«созерцателей» и кварков, приходящих из центральной области, приводит к «размазыванию» этой области, но в первом приближении можно пользоваться полученными оценками. Наконец, адроны, образующиеся в центральной области, имеют $x \leq 1/3$. Для того чтобы применить кварковую модель к множественным процессам, необходимо эту схему дополнить гипотезой о структуре центрального блока и о механизме образования адронов во фрагментационных областях¹³.

При больших энергиях образуется много кварков и антикварков различного сорта — с разным зарядом, странностью или проекцией спина. Кварковая модель является $SU(6)$ -симметричной, поэтому естественно предположить, что вероятность образования q и $\bar{q}$ в центральном блоке не зависит ни от их квантовых чисел, ни от природы исходных сталкивающихся кварков **). Может быть, исключением являются странные кварки, так как число вторичных странных частиц, как правило, меньше, чем число обычных. Поэтому вводится параметр λ , который характеризует подавление образования странных кварков. Например, в этой модели $\langle n(K^0) \rangle / \langle n(\rho^0) \rangle = \lambda$, которое равно $\approx 0,20$ при $E = 16-24 \text{ ГэВ}$ ⁵⁸. С другой стороны, уже при $E = 1473 \text{ ГэВ}$ $\lambda \approx 0,5$ ⁵⁷ ***). Таким образом, при существующих энергиях необходимо учитывать подавление рождения странных кварков, но возможно, что при $E \gtrsim 10 \text{ ТэВ}$ все кварки образуются одинаково.

*) Эта оценка следует из распределения партонов по x , которое предполагается однородным по $\ln x$ ^{13, 71}.

**) В этом пункте рассматриваемая модель не отличается от модели, в которой адроны в центральной области рождаются в результате соударений облаков глюонов (см., например, обзор⁷⁶).

***). Кроме того, уменьшение числа странных частиц может быть связано с образованием «тяжелых» резонансов, а не нарушением $SU(6)$ -симметрии⁵⁹.

В результате «слияния» кварков и антикварков образуются адроны. Механизм «слияния» не рассматривается, но предполагается, что он не зависит от массы адрона²². Поэтому адроны с одинаковыми орбитальными (l) состояниями кварков образуются равновероятно. Например, это относится к 56-плету барионов и 36-плету мезонов с нулевыми орбитальными моментами кварков. Это означает, что барионные состояния представляются октетом частиц с $J^P = 1/2^+$ и декуплетом — с $J^P = 3/2^+$, а мезоны — двумя нонетами с $J^P = 0^-$ и $J^P = 1^-$ ¹³. Более тяжелые резонансы с $l \neq 0$ имеют другую волновую функцию, чем низшие мультиплеты $SU(6)$, поэтому их вероятность образования может быть меньше. Экспериментальные значения отношений: $\langle f^0 \rangle / \langle \rho^0 \rangle$ и $\langle K^*(1430) \rangle / \langle K^*(890) \rangle$ составляют $\approx 0,2$ в широком интервале энергий^{58, 59}. На основе этих данных в рамках АКМ получено, что P -волновые мезонные состояния составляют не менее 25% всех мезонов, непосредственно образуемых в многочастичных реакциях⁵⁹.

В АКМ модели также предполагается, что вероятность «слияния» кварков-«созерцателей» с кварком (антикварком) из центрального блока не зависит от их квантовых чисел. После сделанных выше предположений можно перейти к описанию рождения частиц в центральной и фрагментационных областях.

2) Рождение частиц в центральной области ($x \leq 1/3$). При высоких энергиях, когда рождается много кварков в центральном блоке (см. рис. 23), они не помнят о своем происхождении, поэтому их распределения по импульсам не зависят от типа первичных частиц. Так как механизм образования адронов из кварков одинаков, то

$$\frac{d\sigma}{dx dp_\perp^2} = C_i F(x, p_\perp^2), \quad (4.11)$$

где C_i — полные сечения образования адронов i -типа. Экспериментальные данные действительно хорошо описываются (4.11) (см. раздел в) гл. 4). Исходя из предположения о статистической равновероятности всевозможных сочетаний q и $\bar{q}$, можно показать, что вероятность образования бариона (qqq) или антибариона ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) в шесть раз меньше вероятности рождения мезона ($q\bar{q}$)¹³:

$$\frac{\langle n(M) \rangle}{\langle n(B) \rangle} = 6. \quad (4.12)$$

При вычислении относительной множественности частиц необходимо учитывать множитель $(2J + 1)$ — число различных спиновых состояний. Отсюда и следует предсказание АКМ о большой вероятности рождения векторных мезонов по сравнению с псевдоскалярными, которое и было обнаружено в последние годы (см. раздел б) гл. 4)¹³. Хорошо подтверждается также и соотношение между $\langle n(\rho^0) \rangle$ и $\langle n(\omega) \rangle$, которое в АКМ равно единице*). В рассматриваемой модели предсказывается относительно большое число антибарионов. В частности, антипротонов должно быть всего лишь в 10 раз меньше, чем π^- -мезонов**). При энергиях серпуховского ускорителя это отношение составляет 2—3% при $x \approx 0,14$ —0,2 и увеличивается примерно в два раза при $E \approx 1000$ Гэв. Поэтому можно сделать вывод о том, что это отношение растет и его асимптотическое значение $\approx 0,1$ не представляется невероятным. При конечных энергиях

*) В этом пункте АКМ отличается от стандартной мультипериферической модели где $\langle n(\omega) \rangle < \langle n(\rho^0) \rangle$ из-за малости сечений процессов $\pi\pi \rightarrow \omega\pi$ или $\pi\pi \rightarrow \omega\pi$.

**) Увеличение соотношения (4.12) связано с образованием резонансов¹³.

число кварков в центральном блоке ограничено. Оценки выхода антипротонов при этих энергиях с учетом этого ограничения удовлетворительно описывают экспериментальные данные ⁷⁰.

3) Процессы фрагментации. В области фрагментации образование адронов уже связано с квантовыми числами первичных частиц. Относительные вероятности выхода адронов легко находятся с помощью комбинаторного кваркового счета ¹³. Поясним это на примере фрагментации мезона (рис. 23). Кварк-«созерцатель» (q_i) с равными вероятностями ($1/2$) может подхватить «морской» антикварк ($\bar{q}$) или «морской» кварк (q). В первом случае образуется фрагментационный мезон $M_i = q_i \bar{q}$ с $x \sim 1/2$, а во втором — к системе ($q_i q$) надо еще присоединить $(q/2) + (\bar{q}/2)$. При этом с вероятностью $1/4$ возникает барион $B_i = q_i q q$ и также, с вероятностью $1/4$, «морской» мезон $M = q \bar{q}$ плюс кварк q_i . Если считать, что q_i сохраняет свой импульс, то

$$q_i \rightarrow \frac{1}{2} M_i + \frac{1}{4} B_i + \frac{1}{4} q_i$$

или, с учетом следующих итераций,

$$q_i \rightarrow \frac{2}{3} M_i + \frac{1}{3} B_i. \quad (4.13)$$

Конкретные соотношения для образования различных типов адронов получены в работах ^{13, 59, 68-71}. Так как механизм образования адронов в этой модели одинаков, то их распределения будут описываться одной и той же функцией. Например, для фрагментации протонов в барионы можно записать

$$\frac{d\sigma}{dx dt} = C_{pB}^{(2/3)} F_{pB}^{(2/3)}(x, t). \quad (4.14)$$

Индекс $(2/3)$ указывает на то, что рассматривается процесс фрагментации $p \rightarrow B$ с $x \sim 2/3$ (см. рис. 23). Аналогичным образом вычисляется и фрагментация мезонов ^{13, 68-71}. Сравнение предсказаний АКМ с экспериментом приведено в табл. III. Как видно из таблицы, экспериментальные данные в пределах больших ошибок согласуются с теоретическими.

4) Адрон-ядерные взаимодействия. Модель кварков в импульсном приближении хорошо согласуется с данными опыта по адрон-адронным взаимодействиям. Процессы, в которых непосредственно взаимодействуют более одной пары кварков, маловероятны. Совершенно иная картина возникает при столкновении адронов с ядрами *). Длина свободного пробега составляющего кварка

$$\bar{l} = \rho \sigma(qN) \quad (4.15)$$

и при

$$\sigma(qN) \approx \frac{1}{3} \sigma_{\text{in}}(NN) \approx \frac{1}{2} \sigma_{\text{in}}(\pi N) \approx 10 \text{ мбн} \quad (4.16)$$

составляет 4—5 ф (ρ — плотность нуклонов в ядре), т. е. она сравнима с радиусами средних и тяжелых ядер. С ростом атомного веса ядра-мишени (A) число взаимодействующих кварков увеличивается, и мы имеем уникальную возможность с помощью ядер изучать кварковую структуру адронов. Для вычисления сечений взаимодействия одного, двух и трех

*) Подробный список работ по адрон-ядерным взаимодействиям приведен в работах ^{71, 68}.

кварков с ядром (рис. 24) используются обычные оптические представления о прохождении частицы через ядро с плотностью $\rho(b)$, где b — параметр удара⁷¹. В этом случае для протонов ($3q$) сечения этих процессов имеют простой вид:

$$\sigma_1^P(A) = 3 \int d^2b e^{-2\sigma_q T(b)} [1 - e^{-\sigma_q T(b)}], \quad (4.17)$$

$$\sigma_2^P(A) = 3 \int d^2b e^{-\sigma_q T(b)} [1 - e^{-\sigma_q T(b)}]^2, \quad (4.18)$$

$$\sigma_3^P(A) = \int d^2b [1 - e^{-\sigma_q T(b)}]^3, \quad (4.19)$$

где $T(b) = A \int \rho(b, z) dz$ — плотность нуклонов на пути кварка,

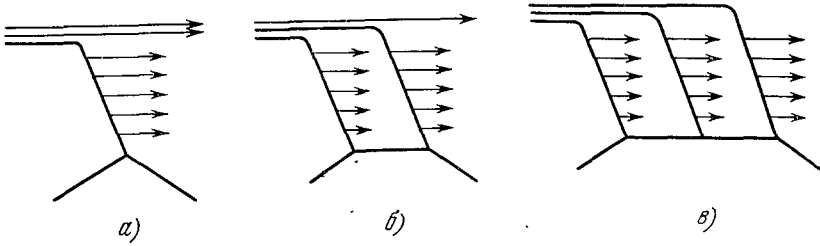


Рис. 24. Неупругие нуклон-ядерные взаимодействия в кварковой модели. Взаимодействуют один (а), два (б) или все три (в) кварка.

$e^{-\sigma_q T(b)}$ — вероятность (W) прохождения кварка через ядро без взаимодействия и $(1 - W)$ — вероятность взаимодействия^{*}). Сумма сечений σ_1^P , σ_2^P и σ_3^P оказывается равной

$$\sigma_{\text{prod}}^{PA}(A) = \int d^2b [1 - e^{-3\sigma_q T(b)}] \approx \int d^2b [1 - e^{-\sigma_{\text{in}}^{NNT}(b)}], \quad (4.20)$$

и имеет смысл полного сечения неупругого взаимодействия адронов с ядрами с рождением хотя бы одного вторичного адрона, т. е.

$$\sigma_{\text{prod}}^{PA}(A) = \sigma_{\text{in}}^{PA} - \sigma_{\text{diss}}^{PA}, \quad (4.21)$$

где $\sigma_{\text{diss}}^{PA}$ — сечение некогерентного квазиупругого рассеяния с развалом ядра, которое пока не рассматривается в АКМ. Профиль-функция $T(b)$ выражается через известные функции $\rho(b, z)$, полученные из данных по электромагнитным взаимодействиям электронов с ядрами. В результате из данных по адрон-адронным взаимодействиям ($\sigma(qN) \approx 10$ мбн) в кварковой модели предсказываются характеристики множественных процессов при столкновениях адронов с ядрами.

На рис. 25 приведены относительные вероятности взаимодействия одного, двух и трех кварков с ядрами в зависимости от A , вычисленные по формулам (4.17) — (4.20) ($V_i = \sigma_{\text{in}}^{hA}/\sigma_{\text{prod}}^{hA}$). На основании этих результатов можно сразу предсказать ряд существенных черт адрон-ядерных взаимодействий. Очевидно, что с ростом A отношение множественностей вторичных частиц в πA - и pA -столкновениях в центральной области должно стремиться к $2/3$ (по числу составляющих кварков в пионе и

^{*}) Формулы (4.17) и (4.19) справедливы для мезонов ($q\bar{q}$) при замене $3 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 1$ и $3 \rightarrow 2$ соответственно.

протоне *)). Одновременно с ростом A из-за уменьшения числа кварков-«созерцателей» должна уменьшаться и множественность фрагментационных частиц⁷¹. В общем случае удобно выразить множественности вторичных частиц через множественность qA -соударений (n_{qA}):

$$R\left(\frac{pA}{qA}\right) = \frac{n_{pA}}{n_{qA}} = \sum_{k=1}^3 kV_k^p = \frac{3}{\sigma_{\text{prod}}^{pA}} \int d^2b [1 - e^{-\sigma_q T(b)}], \quad (4.22)$$

$$R\left(\frac{\pi A}{qA}\right) = \frac{n_{\pi A}}{n_{qA}} = \sum_{k=1}^2 kV_k^\pi = \frac{2}{\sigma_{\text{prod}}^{\pi A}} \int d^2b [1 - e^{-\sigma_q T(b)}], \quad (4.23)$$

где

$$n_{hA}(y) = \frac{1}{\sigma_{\text{prod}}^{hA}} \frac{d\sigma(hA)}{dy} \quad (4.24)$$

— множественность частиц в центральной области при столкновении частицы n с ядром. Таким образом, R_i определяются только плотностью

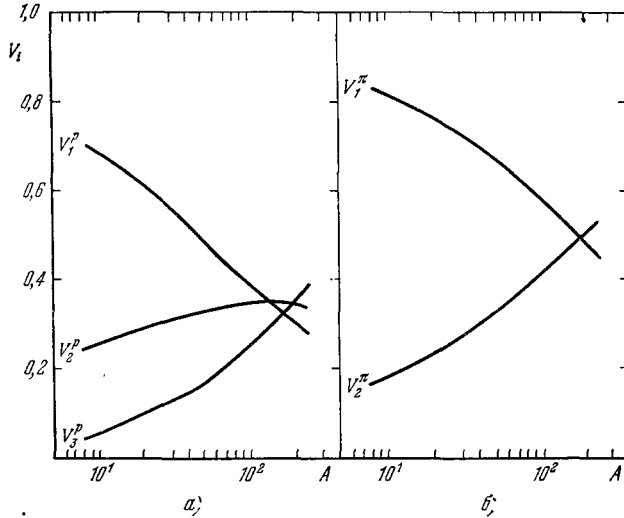


Рис. 25. Относительные вероятности взаимодействия одного, двух и трех кварков в зависимости от A в pA -столкновениях (а) и πA -взаимодействиях (б).

нуклонов в ядре и сечением qN -взаимодействий. Из (4.22) и (4.23) получаем, что для любого ядра отношение множественностей в πA - и pA -соударениях равно

$$R\left(\frac{\pi A}{pA}\right) = \frac{n_{\pi A}}{n_{pA}} = \frac{2}{3} \frac{\sigma_{\text{prod}}^{pA}}{\sigma_{\text{prod}}^{\pi A}}, \quad (4.25)$$

которое уже не зависит от $\sigma(qN)$. Имеющиеся данные по πA - и pA -соударениям для ядер Ag, Br, Pb и ^{12}C дают $R \sim 0,8$ в области $\eta = 1 - 4$ ($\eta = -\ln \text{tg}(\theta/2)$), что согласуется с ожидаемым по (4.25) (рис. 26)⁷¹.

В области фрагментации протонов при $x \approx 2/3$ адроны образуются в результате присоединения одного кварка из «моря» к двум кваркам-«созерцателям». Поэтому в случае pA -соударений адроны с $x \approx 2/3$ обра-

*) Как и в случае адронных столкновений, центральная область определяется $x \lesssim 1/9$ (для барионов) и $x \lesssim 1/6$ (для мезонов).

зуются только при поглощении одного из составляющих кварков налетающего протона (см. рис. 25, а). Отсюда следует, что

$$R_{p \rightarrow B} \left(x \sim \frac{2}{3} \right) = \frac{(1/\sigma_{\text{prod}}^{pA}) d^3\sigma(pA \rightarrow Bx)/d^3P}{(1/\sigma_{\text{in}}^{pp}) d^3\sigma(pp \rightarrow Bx)/d^3P} = V_1^P(A), \quad (4.26)$$

где $B = p, n, \Delta, \Lambda$ и т. д.

Формула (4.26) основана на двух предположениях: нуклон состоит из трех пространственно разделенных кварков и процесс формирования вторичного бариона происходит вне ядра. Поэтому при небольших энергиях соотношение (4.26) будет нарушаться, так как если третий кварк будет сформирован внутри ядра, то он будет поглощаться, что не учтено в выражении для $V_1^P(A)$ (4.17)*. На рис. 27 приведены относительные выходы вторичных протонов в p - A -взаимодействиях при $p_0 = 19,2 \text{ ГэВ/с}$ и $\theta = 12,5 \text{ мрад}$ в зависимости от x и A . Сплошные кривые — результаты расчета по модели с формированием вторичного протона вне ядра, штриховые — внутри ядра. Эксперимент хорошо согласуется с теоретическими кривыми в предположении, что вторичные протоны ($p = 10\text{--}16 \text{ ГэВ/с}$) формируются вне ядра⁷¹.

Рис. 26. Значения R ($\pi A/pA$) в зависимости от A .
Кривые вычислены по модели.

В случае первичного пиона фрагментационные мезоны или барионы, содержащие один из составляющих кварков падающего пиона, образуются

Таблица VI

Выходы вторичных пионов в области фрагментации

Реакция	$p, \text{ ГэВ/с}$	Переменная	R (эксп.)	R (теор.)
$\pi^- \rightarrow \pi^-$ (эмульсия)	200	$\eta = 6\text{--}7$	$0,7 \pm 0,1$	0,6
$\pi^- \xrightarrow{^{12}\text{C}} \pi^-$	40	$x \sim 1/2$	$0,85 \pm 0,1$	$0,8^{76}$
$\pi^- \xrightarrow{^{12}\text{C}} \pi^+$	40	$x \sim 1/2$	$0,9 \pm 0,15$	$0,8^{76}$

в процессах типа рис. 24, а и имеют $x \sim 1/2$. Отношение множественностей таких частиц (h) на ядре и водороде равно⁷¹:

$$R_{\pi \rightarrow h} \left(x \sim \frac{1}{2} \right) = V_1^\pi(A), \quad (4.27)$$

и не зависит от сорта образующейся фрагментационной частицы. Сравнение с экспериментом приведено в табл. VI⁷¹. В первом приближении

*) Учет поглощения адронов внутри ядра обсуждается в работе⁷¹.

модель согласуется с экспериментальными данными. Из сравнения данных опыта с расчетами по кварковой модели видно, что вторичные протоны с $p \geq 10 \text{ Гэв/с}$ и вторичные π^- и K^+ -мезоны с $p \geq 6 \text{ Гэв/с}$ формируются вне ядра $^{71} \text{*)}$. Так как радиус ядра Pb составляет около 7 ф , то можно считать, что длина пути, проходимого частицами до формирования адронов, составляет не менее $4-5 \text{ ф}$. В этом случае можно оценить константу μ^2 , которая определяет время формирования адрона 71 :

$$\sigma \tau \sim \frac{p}{\mu^2} \hbar c \gtrsim 4 \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (4.28)$$

Отсюда получаем, что $\mu^2 \leq 0,25-0,3 \text{ Гэв}^2$.

Подробное обсуждение различных оценок этой величины, полученных из экспериментальных данных на основе кварковой модели, можно найти в лекциях 71 . В заключение этого раздела приведем отношения выходов

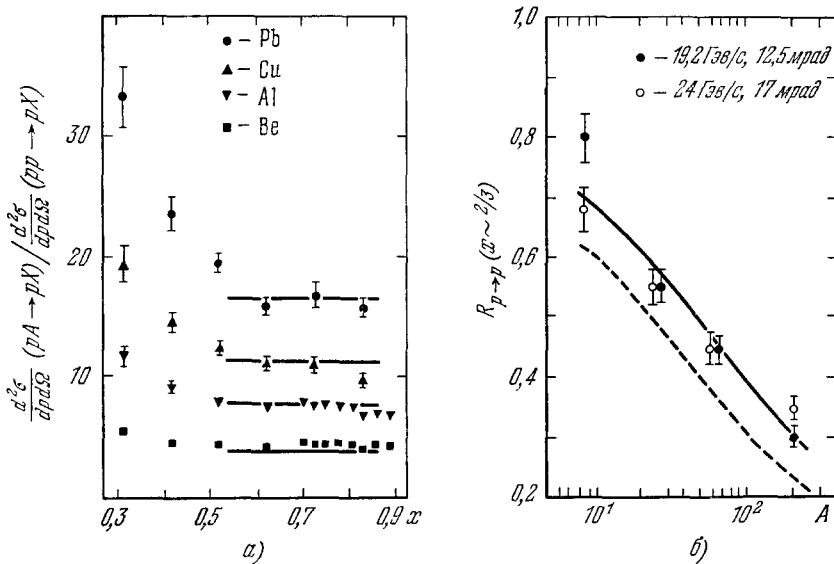


Рис. 27. Выходы вторичных протонов в pA -взаимодействиях при $p_0 = 19,2 \text{ Гэв/с}$ и $\phi = 12,5 \text{ мрад}$ в зависимости от x (а) и A (б).

Сплошные и штриховая кривые — расчеты по модели с формированием вторичного протона соответственно вне и внутри ядра.

вторичных π^- -мезонов для $\pi^- (vp)$ и $\pi^- p$ -взаимодействий при $p = 40 \text{ Гэв/с}$ в зависимости от продольного импульса в ЛС-координат (рис. 28); здесь v — число протонов ядра углерода, которые участвовали в неупругих взаимодействиях 75 . Из рисунка хорошо видны области фрагментации $\pi^- \rightarrow \pi^-$ ($x \geq 1/6$) и центральная область ($x \leq 1/6$), в которой число пионов примерно в два раза больше, чем в $\pi^- p$ -соударениях **). Область фрагментации ядра ($x \leq 0$) характеризуется еще большим ростом множественности π^- -мезонов, что может быть связано с увеличением фазового объема за счет фермиевского движения ядерных нуклонов.

Таким образом, кварковая модель успешно описывает имеющиеся данные по адрон-ядерным взаимодействиям. С другой стороны, эти взаимодействия дают уникальную возможность проверить основы АКМ,

$^{*)}$ В расчетах по АКМ можно не учитывать поглощение вторичных быстрых адронов внутри ядра при $p \geq 6 \text{ Гэв/с}$.

$^{**})$ Значения $v \geq 2$ означают, что оба составляющих кварка пиона участвовали во взаимодействиях.

изучая взаимодействия одного, двух и трех кварков с ядрами. На основе этой же модели получена оценка эффективной массы (μ), характеризующей время формирования адрона ($\mu^2 \lesssim 0,25-0,3 \text{ Гэв}^2$), что очень важно для всех схем сильных взаимодействий⁸. Однако экспериментальных данных по адрон-ядерным взаимодействиям значительно меньше, чем по адронным соударениям. И это в первую очередь было связано со сложностью их теоретической интерпретации. Распространение кваркового описания на взаимодействия с ядрами, несомненно, будет стимулировать новые эксперименты в этой области физики высоких энергий.

5) **Обсуждение результатов.** Аддитивная кварковая модель удовлетворительно описывает основные черты множественных процессов при высоких энергиях: зависимость $\langle n_{ch} \rangle = f(s)$ и КНО-скейлинг, относительные множественности вторичных адронов и их энергетическую зависимость, корреляции по множественности и т. д.^{13, 59, 68-71}. Однако основные ее предсказания фактически были связаны с двухступенчатым (или многоступенчатым) характером рождения вторичных пионов и каонов. Доля «прямых» пионов в рамках АКМ мала и составляет $\approx 6,5\%$ ⁵⁹. Продукты распадов резонансов, как правило, имеют значения импульсов, весьма далекие от импульсов самих резонансов*). Поэтому их распределения сильно отличаются от (4.11) и (4.14). Например, при распаде $\Delta \rightarrow N + \pi$ ¹³:

$$0 \lesssim \frac{x_\pi}{x_\Delta} \lesssim 1 - \left(\frac{m_N}{m_\Delta} \right)^2 \quad (4.29)$$

и

$$\left(\frac{m_N}{m_\Delta} \right)^2 \lesssim \frac{x_N}{x_\Delta} \lesssim 1, \quad (4.30)$$

если $p_\perp(\Delta) \approx 0$ и $x_\Delta \lesssim 1$. Таким образом, даже самые быстрые пионы имеют $x_\pi \approx 0,4x_\Delta$.

При распаде $\rho \rightarrow 2\pi$.

$$0 \lesssim \frac{x_\pi}{x_\rho} \lesssim 1. \quad (4.31)$$

В результате при существующих энергиях, когда $\langle n_{ch} \rangle$ относительно невелико, пионы и каоны от распадов резонансов с $x > 1/2$ дают заметный вклад в центральную область и существенно меняют распределения типа (4.11). В связи с этим, настоящая проверка АКМ началась в 1976 г. после экспериментального выделения короткоживущих частиц. Приве-

*) Это менее существенно для адрон-ядерных взаимодействий, так как обычно они сравниваются с адронными соударениями.

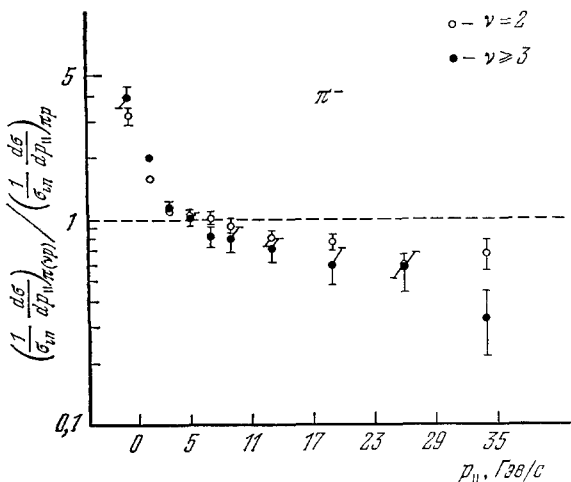


Рис. 28. Отношение выходов π^- -мезонов в $\pi^-(vp)$ -соударениях к π^-p -взаимодействиям в зависимости от $p_{||}$ в лабораторной системе координат ($p_0 = 40 \text{ Гэв}/c$).

денные в разделах б) и в) этой главы основные закономерности образования резонансов удовлетворительно согласуются с предсказаниями АКМ, сделанными еще в 1973 г.¹³ Следующим этапом является изучение образования тяжелых резонансов, которые, по АКМ, составляют не менее 25 % от всех мезонов, непосредственно образующихся в адронных взаимодействиях⁵⁹. Необходимо также исследовать рождение барионных резонансов, особенно во фрагментационных областях. Новые возможности изучения как структуры адронов, так и пространственно-временной картины сильных взаимодействий открывают адрон-ядерные взаимодействия. Особая привлекательность кварковых моделей заключается в возможности единого описания слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий при высоких энергиях^{8, 75}. На этом пути уже есть первые успехи в описании так называемых «жестких» соударений, в которых существенную роль играют малые расстояния по сравнению с размерами адронов^{77, 78}. Поэтому возможность кваркового описания «мягких» процессов, которые составляют $\approx 80\%$ полного сечения взаимодействия адронов, представляет несомненный интерес.

Рассмотренная выше модель является первым шагом на пути динамического описания множественных процессов. В ней в основном были заложены только грубые оценки импульсов составляющих кварков, которые и дали возможность рассмотрения рождения адронов в центральной и фрагментационных областях. Основные ее предсказания имели отношение к свойствам симметрии сильных взаимодействий кварков, т. е., например, к относительной множественности частиц разного сорта при различных типах взаимодействий (hh , hA). Установление этих свойств само по себе представляет одну из главных задач физики. Однако и вопросы, связанные с зависимостью сечений от компонент импульса регистрируемой частицы, с поведением полной множественности, с увеличением энергии и т. п., также являются основным предметом рассмотрения теории сильных взаимодействий. В этой связи отметим важность в первую очередь, экспериментального изучения распределений резонансов и пионов в центральной области (см. (4.9) и (4.10)). Является ли термодинамическое описание случайным сложением характеристик рождения и распадов резонансов в данной области энергий 10—24 Гэв или такова природа взаимодействий кварков? Рассмотрение кварковой структуры сильных взаимодействий позволяет объяснить существование лидирующих (фрагментационных) частиц, которые уносят большую долю импульса первичных адронов ($\approx 1/2 - 1/3$), что представляло известные трудности статистико-гидродинамических моделей^{18-20, 75 *}). Дальнейшее обобщение кварковых моделей связано с использованием единых функций распределения кварков и глюонов в нуклонах, которые обычно берутся из опытов по глубокому неупругому рассеянию лептонов^{8, 20, 22, 23, 75}. В этом случае, если с экспериментальной стороны нам не хватает информации (см. разделы б) — г) этой главы), то теоретическая ситуация характеризуется многообразием моделей и схем, каждая из которых воспроизводит некоторые черты экспериментальных данных. Поэтому в настоящем обзоре мы остановились только на «симметричных» чертах кварковой модели и ее предсказаниях в двух областях фазового пространства (центральной и фрагментационной). Для ее развития необходимо существенное увеличение экспериментальных данных как по сильным, так и по электромагнитным взаимодействиям частиц, особенно в области высоких энергий ($E \gtrsim 100$ Гэв).

*) Периферический характер соударений и возникновение лидирующих частиц являются основой мультипериферических моделей^{20, 23}.

5. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ И РАЗМЕРЫ ОБЛАСТИ ИХ ИЗЛУЧЕНИЯ¹

В связи со сложностью интерпретации многочастичных реакций при высоких энергиях особое значение приобретают методы их анализа, основанные на общих принципах квантовой механики. К ним относятся исследования интерференции тождественных частиц в инклюзивных процессах

$$a + b \rightarrow c(p_1) + c(p_2) + X, \quad (5.1)$$

которые позволяют получить информацию о пространственных и временных «размерах» области излучения вторичных частиц. В различных вариантах статистико-гидродинамического подхода эти характеристики существенно различаются. Например, в статистической модели с расширяющимся объемом область излучения — сфера с радиусом $R \sim (V\bar{s})^{1/3}$, в гидродинамической теории для медленных частиц — $R \sim 1/m_\pi$, в теории Ферми — эллипсоид с $R_\perp \sim 1/m_\pi$ и $R_\parallel \sim M_N/m_\pi \sqrt{s}^{20}$. В мультипериферических схемах эти корреляции связаны как с характерными расстояниями между узлами одной гребенки, так и корреляциями адронов из разных гребенок. В партонных моделях область формирования адронов определяется импульсом партона (см. (4.28)), и поэтому она будет различной для медленных и быстрых частиц. С другой стороны, в центральной области распределения адронов, по-видимому, имеют статистический характер (раздел в) гл. 4). Кроме того, во всех случаях размеры области излучения пионов и каонов определяются также и временами жизни резонансов (см. раздел б)). Обилие возможных форм области образования адронов в современных моделях говорит о необходимости ее экспериментального изучения.

В оптике давно уже установлено существование угловых корреляций фотонов, испускаемых двумя независимыми возбужденными атомами. Вероятность регистрации двухфотонных событий повышается, если угол между импульсами фотонов ϑ , длина волны λ и расстояние между излучателями R связаны условием

$$\vartheta \leq \frac{\lambda}{R}. \quad (5.2)$$

Излучения независимых источников оказываются в этом смысле когерентными. Соотношение (5.2) лежит в основе известного метода измерения диаметра звезд по Брауну — Твиссу⁷⁹.

При высоких энергиях, когда рождается много частиц, аналогичный метод применим и для процессов множественного рождения частиц. Причем оказалось, что, дополняя угловые корреляции энергетическими, можно также определить и длительность процесса генерации. В отличие от общепринятого подхода, акцент здесь делается не на импульсно-энергетические, а на пространственно-временные характеристики процесса генерации.

Возможность корреляционного измерения размеров источника впервые была продемонстрирована в связи с так называемым GGLP-эффектом, в котором наблюдался избыток пар тождественных пионов с относительно малыми углами разлета⁸⁰. Это явление было обнаружено в $p\bar{p}$ -аннигиляции и объяснено в рамках статистической теории как результат бозе-симметризации волновой функции пионов. Затем оно многократно изучалось в различных взаимодействиях и при различных энергиях. Ситуация оказалась очень сложной и запутанной.

Основы современного корреляционного метода были разработаны в течение последних шести лет⁸¹⁻⁸⁶. Они позволили существенно прояснить картину. Речь идет о симметризации амплитуды регистрации, например, двух тождественных пионов, испущенных в разные моменты времени и из разных мест излучающего объема. В результате возникают интерференционные корреляции, повышающие вероятность регистрации тождественных пионов с близкими импульсами.

Соответствующие формулы модельно зависимы, но имеют общую структуру. Если, например, источники «включаются» одновременно и расположены на поверхности сферы радиуса R , а их время жизни τ ,

то вероятность наблюдения пионов с импульсами $\mathbf{p}_1$ и $\mathbf{p}_2$ ⁸²⁻⁸⁵:

$$W = W_0 (1 + \Delta)$$

и

$$\Delta = \frac{[2J_1(q_\perp R)/q_\perp R]^2}{1 + (q_0 \tau)^2} \approx \frac{\exp[-(1/4) q_\perp^2 R^2]}{1 + (q_0 \tau)^2}, \quad (5.3)$$

где $q_0 = E_1 - E_2$, $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$, $q_\perp$ — проекция $\mathbf{q}$ на плоскость, перпендикулярную к $\mathbf{P} = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)/2$, $J_1(q_\perp R)$ — функция Бесселя первого порядка. Множитель W_0 соответствует фоновому распределению без интерференции. Обычно для определения W_0 используют пары $\pi^+\pi^-$, хотя и в них, в принципе, может иметь место интерференция⁸¹⁻⁸⁵. В качестве фона также используют комбинации пионов из разных событий.

Наблюдая корреляции пар $(\pi^\pm \pi^\pm)$, можно с помощью (5.3) измерить параметры R и τ . В общем случае физический смысл величины τ довольно сложен⁸⁴. Она состоит из среднего времени жизни источников

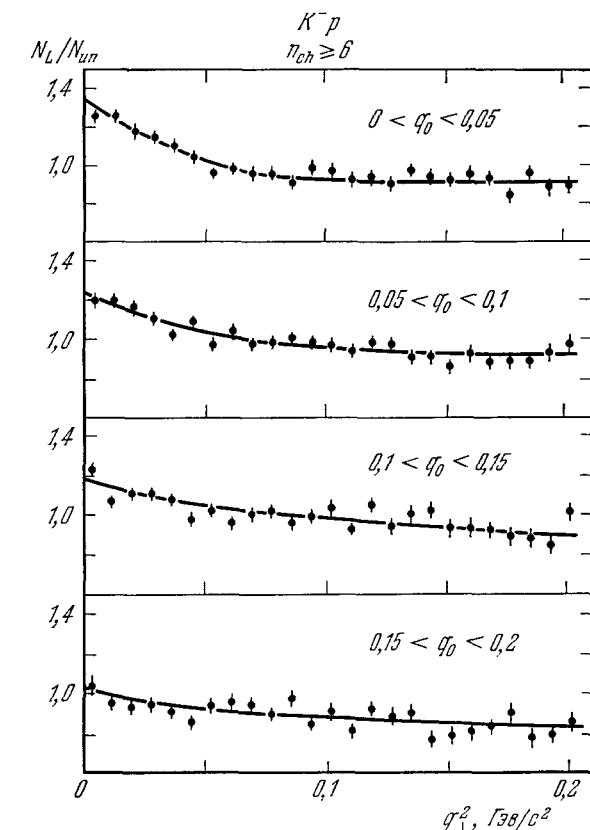


Рис. 29. Отношение выходов пар тождественных пионов к нетождественным в зависимости от $q_\perp^2$ для K^-p -взаимодействий при $p = 16$ ГэВ/с.

Кривые — результаты аппроксимации данных по формуле

$$\frac{N_L}{N_{un}} = C(1 + \lambda \Delta);$$

N_L/N_{un} — отношение $N(\pi^\pm \pi^\pm)$ к $N(\pi^+ \pi^-)$.

— τ_1 , разброса моментов «включения» источников — τ_2 и «продольного времени» — $\tau_3 = R/v$, где v — скорость пионов. Величина R связана с расстоянием между источниками, излучающими тождественные пионы с близкими импульсами. В статистических схемах она совпадает с полными размерами излучающей области, в мультипериферических моделях R , вероятно, характеризует расстояние между соседними узлами диаграммы.

Если пионы рождаются не непосредственно, а в результате распада долгоживущих резонансов, то величины R и τ определяются средним пробегом и временем жизни этих резонансов⁸⁷.

Корреляционный метод позволяет получить сведения о пространственно-временных характеристиках области генерации частиц, что существенно для изучения динамики сильных взаимодействий.

Экспериментальные результаты получены для $\pi^\pm p$ -, $K^\pm p$ -, $\bar{p}N$ -, pp - и пион-углеродных взаимодействий в интервале импульсов 0—1400 Гэв/с^{25, 26, 88-91}. Параметры R и τ измерялись путем сопоставления как двумерных распределений по $q_\perp^2$ и q_0 с выражением типа (5.3), так и одномерных распределений по $q_\perp^2$ или q_0 с ограничениями по q_0 или $q_\perp^2$ соответственно. Для иллюстрации на рис. 29 приведено отношение $N(\pi^\pm\pi^\pm)/N(\pi^+\pi^-)$ в зависимости от $q_\perp^2$ при $q_0 \leq 0,2$ Гэв для K^-p -взаимодействий при $p = 16$ Гэв/с. Кривая — результат аппроксимации по формуле (5.3) при $q_0 \leq 0,2$ Гэв/с с $R \approx 1,8 \cdot 10^{-13}$ см (статистика — 70 тыс. событий!). В табл. VII приведены значения параметров R и τ , полученные в экспериментах^{25, 26, 88-90}.

Таблица VII
Размеры области излучения вторичных пионов

Реакция	Импульс, Гэв/с	R , 10^{-13} см	τ , 10^{-13} см
1. $\bar{p}n \rightarrow 3\pi^-2\pi^+n$	1,0—1,6	$1,29 \pm 0,06$	$1,47 \pm 0,16$
2. $K^+p \rightarrow K^+p2\pi^+2\pi^-$	8,25	$0,80 \pm 0,08$	$\sim 1,0$
3. $pp \rightarrow pr\pi\pi X$ ($n_\pm \geq 6$)	28,5	$R_\parallel = 0,73 \pm 0,11$ $R_\perp = 1,65^{+3,6}_{-1,0}$	$0,6 \pm 0,2$
4. $\pi^-p \rightarrow \pi\pi X$ ($n_\pm \geq 6$)	40	$R_\parallel = 1,1 \pm 0,4$ $R_\perp = 2,3 \pm 0,5$	$0,7 \pm 0,5$
5. $\pi^-C \rightarrow \pi\pi X$ ($n_\pm \geq 6$)	40	$4,5 \pm 1,0$	$5,1 \pm 2,1$
6. $\pi^-p \rightarrow \pi\pi X$	11,2	$1,04 \pm 0,1$	$0,41 \pm 0,15$
7. $\pi^-C \rightarrow p2\pi^-\pi^+X$	3,7	$2,6 \pm 1,2$	$0,76 \pm 0,47$
8. $\bar{p}p \rightarrow \pi\pi X$ ($n_\pm \geq 6$)	22,4	$R_\parallel = 4,4 \pm 1,4$ $R_\perp = 1,7 \pm 0,4$	$\begin{cases} \tau_1 = 1,4 \pm 0,5 \\ \tau_2 = 3,1 \pm 1,6 \end{cases}$
9. $\pi^+p \rightarrow \pi\pi X$ ($n_\pm \geq 6$)	16	$1,84 \pm 0,06$	$1,1 \pm 0,2$
10. $K^-p \rightarrow \pi\pi X$ ($n_\pm \geq 6$)	16	$1,84 \pm 0,09$	$1,0 \pm 0,2$
11. $\bar{p}p \rightarrow \pi\pi X$ ($n_\pm = 4$)	0,0	$1,89 \pm 0,06$	$1,5 \pm 0,2$
12. $\bar{p}p \rightarrow \pi\pi X$ ($n_\pm = 4$)	5,7	$2,2 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,6$
13. $K^-p \rightarrow \pi\pi X$ ($n_\pm = 6,8$)	12,0	$1,9 \pm 0,3$	—
14. $pp \rightarrow \pi\pi X$	$\sqrt{s} = 53$ Гэв	$1,34 \pm 0,31$	$1,38 \pm 0,60$

Из совокупности указанных работ следует как само существование эффекта, так и его двумерный характер. Однако конкретные величины R и τ являются предварительными по следующим причинам. Во-первых, в большинстве случаев отношение W/W_0 при $q_\perp^2 \rightarrow 0$ и $q_0 \rightarrow 0$ меньше двух, что не согласуется с ожидаемой величиной из формулы (5.3). Это может быть связано со многими причинами, например, с использованием $\pi^+\pi^-$ -комбинаций в качестве фона. Для них интерференционные корреляции отсутствуют в рамках простейших статистических моделей, но в случае мультипериферических схем или инклюзивного рождения резонансов корреляции имеют место. Во всех работах величина τ оказалась довольно малой. Поскольку одна из компонент τ имеет геометрическую природу⁸⁴, истинное время жизни еще меньше, что плохо согласуется со статистиче-

скими представлениями. Кроме того, при вычислении ошибок в определении R и τ не учитывались неопределенности в выборе фонового распределения.

Несмотря на эти замечания, величина R , по-видимому, слабо зависит от типа и энергии первичных частиц *).

Корреляционный анализ в принципе позволяет получить представление и о форме излучающей области, по анализу, например, пар пионов, летящих вперед ($|\cos \vartheta| \geq 0,5$) и под большим углом ($|\cos \vartheta| \leq 0,5$) в системе центра инерции. Такие попытки были предприняты при изучении π^-p - и pp -взаимодействий и $\bar{p}p$ -соударений^{26, 88, 89}. В обоих случаях были получены указания на отступление от сферы, однако в первом случае речь идет об эллипсоиде, сжатом в направлении движения первичных частиц, а во втором случае — о вытянутом эллипсоиде (см. табл. VII). Дальнейшее изучение этого вопроса представляет несомненный интерес.

Таким образом, интерференция тождественных частиц экспериментально обнаружена во множественных процессах. Размеры области излучения вторичных пионов оказались равными $(1-2) \cdot 10^{-13}$ см, а время жизни возбужденных состояний — $\tau \sim 10^{-23}$ сек. Однако эти «средние» характеристики определяются сложением многих механизмов рождения адронов в сильных взаимодействиях. Существенную роль при этом играет образование резонансов (см. гл. 4)^{87, 89}. Поэтому следующим этапом является изучение их интерференции, например, pp , $\omega\omega$ и т. п., что представляет собой сложную методическую задачу (см. раздел а) гл. 4). С точки зрения кварк-партоновых моделей следует изучать размеры области излучения адронов в зависимости от их импульсов (см. раздел г) гл. 4). Особенно интересным является исследование интерференции тождественных частиц для процессов с образованием частиц с большими поперечными импульсами, где ожидается доминирующая роль кварк-кваркового взаимодействия. Для решения этих вопросов необходимо проведение экспериментов по корреляциям с разным «набором» первичных частиц в ускорительной области энергий для вторичных долгоживущих частиц (π , K , N , $\bar{N}$, Λ и т. п.) и резонансов. Из имеющихся данных также ясно, что необходимо увеличить статистику событий на один-два порядка. Поэтому здесь необходимо широкое использование электронных методик специально «настроенных» на поиск интерференции.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях изучаются уже в течение 30 лет. Сначала это были эксперименты, выполненные с космическими лучами (1948—1968 гг.), в которых были наблюдаены первые общие закономерности множественных процессов^{16, 19}. Среди них отметим ограниченность поперечных импульсов вторичных частиц и связанную с ней периферичность столкновений адронов, которые сыграли существенную роль в понимании природы сильных взаимодействий. Новый период в этой области физики связан с появлением ускорителей с $E = 70-2000$ Гэв (Серпухов, Женева, Батавия), благодаря которым стало возможным детальное изучение множественных процессов при высоких энергиях, которые составляют $\approx 80\%$ всех взаимодействий адронов. Появление новых способов изучения многочастичных реакций (инклюзивный подход)^{14, 15} и новых идей относительно структуры адронов⁸ позволило существенно продвинуться на пути выяснения природы сильных взаимодействий.

*) Исключение составляют $\bar{p}p$ - и $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействия.

Суммируем кратко итоги изучения инклюзивных процессов в адронных взаимодействиях на ускорителях за десятилетний период (1968—1978 гг.). Начнем с экспериментальной информации:

1) В интервале энергий 10—2000 Гэв изучены зависимости средней множественности вторичных частиц от энергии (см. гл. 2). Оказалось, что их рост является медленным ($\langle n_{\pm} \rangle \sim (\ln s)^n$ с $n = 1-2$ или слабый степенной рост).

2) Обнаружено, что распределения по множественности имеют скейлинговый характер по переменной $n/\langle n \rangle$, причем эти распределения слабо зависят от энергии и типа первичных адронов (см. раздел б) гл. 2).

3) Наблюдены корреляции по множественности различного типа адронов (пионов и каонов; см. раздел б) гл. 2).

4) Изучение одночастичных инклюзивных спектров адронов в реакциях $ab \rightarrow cX$ показало, что имеются две области множественного рождения частиц (центральная и фрагментационная), в которых действуют различные механизмы рождения частиц (см. гл. 3).

5) В области фрагментации для экзотических реакций установлено выполнение нового типа симметрии сильных взаимодействий — масштабной инвариантности при $E \gtrsim 20$ Гэв. С другой стороны, обнаружено сильное нарушение масштабной инвариантности для образования таких частиц, как π , K , $\bar{p}$, в центральной области ($x \approx 0$) вплоть до $E = 2000$ Гэв (см. гл. 3).

6) Изучение двухчастичных корреляций в процессах $ab \rightarrow c_1 c_2 X$ показало существование «ближних корреляций» между вторичными адронами ($L \approx 2$) (см. гл. 3). В этих же реакциях была впервые обнаружена интерференция тождественных частиц с близкими импульсами, которая сейчас широко используется для получения данных о размерах области излучения вторичных адронов (см. гл. 5).

7) Основным достижением последних лет является обнаружение большой доли резонансов во множественных процессах ($\approx 80-90\%$). Доля пионов, которые непосредственно образуются в адронных взаимодействиях, оценивается на уровне 6—20% (см. гл. 4).

8) Обнаружено, что распределения резонансов по продольным и поперечным импульсам в центральной области, в первом приближении, не зависят от типа резонансов и первичных частиц в области энергий $E = 10-24$ Гэв. Их распределения по поперечным импульсам описываются функцией $\exp(-Bp_{\perp}^2)$ с $B \approx 3,4$ (Гэв/с) $^{-2}$ для $p_{\perp}^2 = 0-2$ (Гэв/с) 2 и $M = 0,5-1,4$ Гэв (см. раздел в) гл. 4).

Такую же зависимость от $p_{\perp}^2$ имеют и пионы, которые не являются продуктами распадов резонансов. В связи с этим стала ясна природа роста $\langle p_{\perp} \rangle$ с увеличением M , обнаруженного в 50-х годах. Эта зависимость сейчас объясняется кинематикой распадов резонансов (см. раздел в) гл. 4).

9) Новым, удивительным фактом является удовлетворительное описание распределений частиц (p , π , K , Λ), резонансов (ρ , ω) при $|y| \lesssim 1,0$ и систем некоррелированных пионов (2π , 3π , 4π) зависимостью типа $\exp(-E_{\perp}/T)$, где T — эффективная температура адронной материи, которая в широком интервале энергий (10—2000 Гэв) практически постоянна и $T \sim m_{\pi}$ ($1/T \sim 7$ Гэв $^{-1}$) (см. раздел в) гл. 4).

Весьма вероятно, что зависимости (4.9) и (4.10) не противоречат друг другу из-за относительно больших экспериментальных ошибок в определении $d\sigma(R)/dp_{\perp}^2$, так как $Bp_{\perp}^2 = B[E_{\perp} - M(R)][E_{\perp} + M(R)] \approx \approx 7(E_{\perp} - M)$. Однако для каонов и особенно для пионов, которые в основном являются продуктами распадов резонансов, термодинамическое описание представляется удивительным. Разрешение этой проблемы

следует ожидать после уточнения экспериментальных данных (раздел в) гл. 4).

10) Обнаружено, что характеристики множественных процессов в центральной области практически не зависят от типа первичных адронов. Более того, зависимость $\langle n(s) \rangle$ для слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий определяется в основном полной энергией, идущей на образование адронов, а не типом взаимодействия ($\sqrt{s} \lesssim 10 - 20 \text{ Гэв}$). Однако экспериментальное изучение множественных процессов на существующих ускорителях далеко от завершения. Отсутствуют полные данные о $\langle n_i \rangle = f(s)$, $\langle n_i^h \rangle = f(s)$ для различных типов первичных и вторичных частиц. Нет также данных во всем энергетическом интервале об одночастичных и двухчастичных инклюзивных процессах. Наконец, информация о рождении резонансов ограничивается лишь отдельными энергиями ($E \gtrsim 20 \text{ Гэв}$). Обнаружение двухступенчатого (или многоступенчатого) характера множественных процессов ($ab \rightarrow RX$, $R \rightarrow cd$), несомненно, приведет к новому интенсивному изучению многочастичных реакций с выделением адронов, которые непосредственно образуются в столкновениях первичных частиц.

Теоретическая интерпретация множественных процессов включает в себя целый класс моделей от гидродинамических до кварк-партоновых^{17-20, 23}. Каждая из них описывает некоторые черты инклюзивных процессов. Наиболее разработанными и доведенными до количественного сравнения с экспериментом являются статистико-гидродинамические и мультипериферические модели, обзор которых дан в работе²³. В связи с этим мы подчеркнем только новую тенденцию в развитии кварковых моделей, которая связана с обнаружением интенсивного рождения резонансов. Привлекательность этого подхода заключается в возможности единого описания спектра масс адронов и их статических свойств, динамики множественных процессов в слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях на основе кварковой структуры адронов^{8, 13}. Подтверждение предсказанных в 1973 г. универсального поведения спектров резонансов и их доминирующей роли в сильных взаимодействиях¹³ позволяет надеяться на правильность выбранного пути. С другой стороны, статистический характер распределений вторичных адронов в центральной области показывает, что статистические модели также отражают некоторые черты множественных процессов^{17, 18, 20}, но, может быть, их следует применять на «кварковом уровне». Мультипериферические схемы сильных взаимодействий, которые дали много количественных предсказаний для инклюзивных процессов (см. обзоры^{20, 23}), несомненно, отражают и основные черты кварк-партонового описания.

Поэтому создание теории сильных взаимодействий связано с синтезом наиболее существенных черт этих трех направлений. Для этой цели в первую очередь необходимы новые экспериментальные данные по множественным процессам в слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях при $\sqrt{s} \lesssim 60 \text{ Гэв}$. Особенно важно получить информацию об адронах, которые не являются продуктами распадов резонансов или кластеров. Из имеющихся данных также видно, что существенным продвижением вперед будет освоение ускорителями новой области энергии ($1-10^3 \text{ Тэв}$), которое ожидается в 1981—1985 гг.

Таким образом, десятилетний период изучения инклюзивных процессов на ускорителях был весьма плодотворным. Впервые наметились реальные пути создания теории сильных взаимодействий и ее связи с электромагнитными и слабыми взаимодействиями^{8, 76, 77, 78}. Теоретические представления о кварк-партоновой структуре адронов получили

экспериментальное подтверждение. Ожидается, что с увеличением энергии первичных частиц кварковая структура адронов проявится более отчетливо. Поэтому создание нового поколения ускорителей на сверхвысокие энергии, несомненно, даст возможность физикам узнать много интересного о структуре адронов и о природе сильных взаимодействий.

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна (Московская обл.)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Марков М. А.— УФН, 1973, т. 111, с. 719.
2. Блохинцев Д. И. и др.— УФН, 1973, т. 109, с. 1259.
3. Бьёркен Дж. Д.— Физ. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 704.
4. Джэкив Р.— УФН, 1973, т. 109, с. 743.
5. Ни Т. Д.— Физ. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 689.
6. Матвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавхелидзе А. Н.— Ibid., 1971, т. 2, с. 7. Мурадян Р. М. Препринт ОИЯИ Р2-6762.— Дубна: 1972.
7. Боголюбов Н. Н., Владимиров В. С., Тавхелидзе А. Н.— ТМФ, 1972, т. 12, р. 305.
8. Фейнман Р.— Взаимодействия фотонов с адронами.— М.: Мир, 1975.
9. Феулман Р.— Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 1415.
10. Венеске J. et al.— Phys. Rev., 1969, v. 188, p. 2159; Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 1072.
11. Фелд Б.— Модели элементарных частиц.— М.: Мир, 1971. Де Альфаров В., Фубини С., Фурлан Г., Росети К.— Токи в физике адронов.— М.: Мир., 1976.
12. Кендал Г., Пановский В.— УФН, 1972, т. 106, с. 315. Дрелл С.— Ibid., с. 331.
13. Anisovich V. V., Shekhter V. M.— Nucl. Phys. Ser. B, 1973, v. 55, p. 455. Левин Е. М., Рыский М. Г.— ЯФ, 1973, т. 17, с. 388; Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 41, p. 626.
14. Логунов А. А., Мествиришвили М. А. Препринт ОИЯИ Д1, 2-7411.— Дубна: 1973.— С. 376.
15. Logunov A. A., et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1967, v. 25, p. 611.
16. Мурзин В. М., Сарычева Л. И. Космические лучи и их взаимодействие.— М.: Атомиздат, 1968.
17. Feinberg E. L.— Phys. Rept., 1972, v. C5, p. 237.
18. Фейнберг Е. Л.— УФН, 1971, т. 104, с. 539.
19. Мурзин В. С., Сарычев Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях.— М.: Атомиздат, 1974.
20. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Теория множественных процессов.— М.: Атомиздат, 1976. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л., Сергеев Ф. М.— УФН, 1977, т. 121, с. 3.
21. Гришин В. Г.— Физ. ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 595. Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий (Тбилиси-76).— Дубна: ОИЯИ. Д1-2-10400, 1977.— А2-6.
22. Лиходед А. К., Шляпников П. В., УФН, 1978, т. 124, с. 3.
23. Андреев И. В., Дремин И. М.— УФН, 1977, т. 122, с. 37. Дремин И. М., Квигг К.— УФН, 1978, т. 124, с. 535.
24. Кайдалов А. Б.— Цитир. в ²¹ сб.— А1-27.
25. Wroblewski A.— In: Proc. of 8th Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics.— Kaysersberg, France: 1977.— А-1.
26. Zieminski A.— In: Proc. of the 1977 European Conference on Particle Physics.— Budapest: 1977.— Р. 163.
27. Thóme W. et al.— Nucl. Phys. Ser. B., 1977, v. 129, p. 365.
28. Koba Z., Nielsen H., Olesen P.— Ibid., 1972, v. 40, p. 317, 633.
29. Wroblewski A.— Acta Phys. Polonica. Ser. B, 1973, v. 4, p. 857. Вугас А., Коба З.— Nuovo Cimento Lett., 1973, v. 6, p. 629.
30. Buras A. et al.— Phys. Lett., Ser. B., 1973, v. 47, p. 251.
31. Левин Е. М., Рыский М. Г.— ЯФ, 1974, т. 19, с. 669.
32. Van Hove L., Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 43, p. 64.
33. Ангелов Н. С. и др.— ЯФ, 1975, т. 21, с. 166, 1298.
34. Гришин В. Г., Керачев П. П.— Ibid. т. 22, с. 579.
35. Абдурахимов А. и др.— ЯФ, 1972, т. 16, с. 689; 1973, т. 17, с. 1235.
36. Jaeger K. et al.— Phys. Rev. Ser. D., 1975, v. 11, p. 2405.

37. Гришин В. Г. и др.— ЯФ, 1973, т. 17, с. 1281. Сисакян А. Н., Слепченко Л. А. Препринт ОИЯИ Р2-10651.— Дубна: 1977.
38. Левин Е. М., Рыскин М. Г.— ЯФ, 1974, т. 20, с. 519.
39. Derrick M. et al.— Phys. Rev., Ser. D., 1978, v. 17, p. 1.
40. Guettler K. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 116, p. 77.
41. Дремин И. М. и др.— ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 592; УФН, 1975, т. 101, с. 381.
42. Волков Е. И. и др.— ЯФ, 1973, т. 18, с. 437; 1975, т. 20, с. 149.
43. Волков Е. И. и др.— ЯФ, 1976, т. 24, с. 2212.
44. Derre J. et al.— Phys. Lett., Ser. B, 1974, v. 50, p. 358.
45. Singer K. et al.— Ibid., v. 49, p. 481.
46. R anft J.— In.: Proc. of the 5th Intern. Symposium on Many Particle Hidroddgnamics.— Leipzig: 1974.— P. 210.
47. Le Bellack M.— In: Proc. of the 7th Intern. Colloquium on Multiparticle Reaction.— München: 1976.— P. 1.
48. Ангелов Н. и др.— ЯФ, 1975, т. 22, с. 122; 1976, т. 24, с. 83; Препринт ОИЯИ Р1-10177.— Дубна: 1976.
49. Shepard W. D.— Цитир. в ⁴⁷ сб.— P. 42.
50. Erwin A. R. et al.— Phys. Rev. Ser. D., 1976, v. 14, p. 14.
51. Biswas N. N. et al.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 175.
52. Adamovich M. I. et al.— Nuovo Cimento, Ser. A, 1976, v. 33, p. 183.
53. Беляков В. А., Векслер В. И. и др.— ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 1968.
54. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ Р1-9536.— Дубна: 1976.
55. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ Р1-9810.— Дубна: 1977; ЯФ, 1977, т. 25, с. 117.
56. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ Р1-10616.— Дубна: 1977.
57. Jancso G. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 124, p. 1.
58. Kittel W.— Цитир. в ²⁵ сб.— А-81.
59. Shekhter V. M., Shcheglova L. M. Preprint LNPI 381.— Leningrad: 1977.
60. Antipov Yu. M. et al. Preprint IHEP 76-42.— Serpukhov: 1976.
61. Binkley M. et al.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 571, 574.
62. Bartke J. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 120, p. 14.
63. Deutschmann M. et al.— Ibid., 1974, v. 70, p. 189.
64. Alper B. et al.— Ibid., 1975, v. 87, p. 19.
65. Ta-Chung M., Moeller E.— Phys. Rev. Ser. D., 1976, v. 14, p. 1449.
66. Feinberg E. L. Preprint Lebedev Institute 172.— Moscow: 1976.
67. Померанчук И. Я.— ДАН СССР, 1951, т. 78, с. 889. Фейнберг Е. Л.— УФН, 1971, т. 104, с. 540.
68. Шехтер В. М.— В кн. Материалы XII зимней школы ЛИЯФ.— Ленинград: ЛИЯФ АН СССР, 1977.— С. 3.
69. Анисович В. В., Шехтер В. М. Препринт ОИЯИ Д1, 2-7411.— Дубна: 1973.— С. 428.
70. Шехтер В. М. Препринт ОИЯИ Д1, 2-9224.— Дубна: 1975.— С. 277.
71. Шабельский Ю. И.— В кн. Материалы XIII зимней школы ЛИЯФ.— Ленинград: ЛИЯФ АН СССР, 1978.— С. 90. Anisovich V. V. et al. Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 133, p. 477.
72. Левин Е. М., Франкфурт Л. Л.— Письма ЖЭТФ, 1965, т. 2, с. 105.
73. Kokkedee J. J., Van Hove L.— Nuovo Cimento, 1966, v. 42, p. 711.
74. Elbert J. W. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1971, v. 3, p. 2042.
75. Ван-Хов Л.— УФН, 1978, т. 124, с. 509.
76. Ангелов Н. С. и др.— ЯФ, 1977, т. 26, с. 811.
77. Вайнштейн А. И. и др.— УФН, 1977, т. 123, с. 217.
78. Докшицер Ю. Л. и др.— Цитир. в ¹ сб.— С. 3.
79. Hurlburg Brown R., Twiss R. Q.— Phil. Mag., 1954, v. 45, p. 633.
80. Goldhaber G. et al.— Phys. Rev., 1960, v. 120, p. 300.
81. Гришин В. Г., Копылов Г. И., Подгорецкий М. И.— ЯФ, 1971, т. 13, с. 116; т. 14, с. 600.
82. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 414.
83. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. Препринт ОИЯИ Д1, 2-7411.— Дубна: 1973, С. 483.
84. Подгорецкий М. И. Препринт ОИЯИ Д1, 2-10400.— Дубна: 1977.— А2-27.
85. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И.— ЯФ, 1972, т. 15, с. 392; 1973, т. 18, с. 565; 1974, т. 19, с. 435.
86. Sossioni G.— Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 49, p. 459.
87. Grossberger P.— Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 120, p. 231.
88. Ангелов Н. и др.— ЯФ, 1977, т. 26, с. 796; 1978, т. 27, с. 675.
89. Filorova V. V. et al. Preprint JINR E1-11073.— Dubna: 1977.
90. Баюков Ю. Д. и др. Препринт ИТЭФ-70.— Москва: 1976.
91. Арефьев А. В. и др.— ЯФ, 1978, т. 27, с. 716.