

МНОЖЕСТВЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ И ОПИСАНИЕ СОСТАВНОЙ СТРУКТУРЫ АДРОНОВ В ТРЕХМЕРНОЙ ФОРМУЛИРОВКЕ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

1. Основные закономерности множественного рождения частиц при высоких энергиях
2. Представление для инклюзивных сечений в трехмерной формулировке квантовой теории поля. Область больших p_T . Струйный механизм
3. Описание структурных функций адронов в рамках ковариантного одновременного формализма
4. Автомодельное поведение сечений полуинклюзивных реакций
5. Процессы с большой множественностью. Многокомпонентное описание экспериментальных данных

Заключение

МНОЖЕСТВЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ И ОПИСАНИЕ СОСТАВНОЙ СТРУКТУРЫ АДРОНОВ В ТРЕХМЕРНОЙ ФОРМУЛИРОВКЕ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ*

1. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

За 50 лет своего развития (с основополагающих работ Г. В. Ватагина и Д. В. Скобельцына) физика множественного рождения частиц обогатила наши представления о микромире рядом фундаментальных открытий.

Охарактеризуем некоторые основные закономерности множественного рождения при высоких энергиях.

1. Подтвердился предсказанный Г. В. Ватагиным теоретически еще в 1934 г. рост с энергией относительного числа неупругих каналов.

Адронные столкновения в основном (около 80 %) имеют неупругий характер.

2. Большинство вторичных частиц — пионы, при этом их доля по сравнению с другими частицами убывает с ростом энергии, так как открываются каналы рождения более тяжелых мезонов и барионов.

3. Большинство вторичных частиц рождается с малыми поперечными импульсами p_T . Среднее значение поперечного импульса вторичных частиц слабо зависит от энергии и лежит в интервале 0,2–0,4 ГэВ/с.

4. С ростом p_T вероятность рождения частиц падает экспоненциально до $p_T < 1,5-2,0$ ГэВ/с, после чего зависимость вероятности рождения частиц от p_T становится степенной: p_T^{-N} . Здесь мы сталкиваемся с качественно новой областью — физикой больших поперечных импульсов, где проявляется так называемый струйный механизм генерации вторичных частиц.

* Научное сотрудничество социалистических стран в ядерной физике / Под ред. Н. Н. Боголюбова. М., 1986. С. 56–67. Совместно с Н. Б. Скачковым. (Статья написана на базе лекций, прочитанных в 70–80-х годах на школах молодых ученых ОИЯИ (Дубна, Сухуми, Баку и др.).)

5. Измерение полных сечений является простейшим многочастичным экспериментом. Открытый в энергетическом интервале 30–70 ГэВ рост полных сечений («серпуховской эффект») и рост наклона дифференциального сечения продолжается вплоть до энергий коллайдера. Достигнут максимальный рост, определяемый границей Фруассара: $\sigma^{\text{tot}} \leq A \ln^2 s$, $\sigma^{\text{tot}} \approx (66 \pm 7) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ ($\sqrt{s} = 540 \text{ ГэВ}$).

6. Распределение заряженных частиц по множественности свидетельствует о корреляционных явлениях в процессе генерации, отвечающих одновременному действию двух или более механизмов образования частиц («многокомпонентное описание»). Средняя множественность (первый корреляционный момент распределения) растет с энергией: $\langle n_C \rangle \sim A \ln^2 s + B \ln s + C$. Приблизительно выполняется КНО-скейлинг, характер отклонений говорит о наличии (при энергии коллайдера) сильных дальнедействующих корреляций. Множественные характеристики (особенно в области малых p_T) слабо зависят от типов сталкивающихся частиц.

Следует отметить, что изучение множественных процессов, в особенности в связи с развитием представлений о составной (кварковой) структуре адронов, стало традиционным направлением исследований дубненских теоретиков. Сюда в первую очередь относятся фундаментальные исследования Н. Н. Боголюбова с учениками по кварковым моделям элементарных частиц, введение нового понятия — квантового числа, названного впоследствии цветом (Н. Н. Боголюбов, Б. В. Струминский, А. Н. Тавхелидзе). Именно это понятие в сочетании с принципом локальной калибровочной инвариантности легло в основу современной квантово-полевой теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики (КХД).

Большая серия работ была выполнена А. А. Логуновым с сотрудниками по обнаружению на основе общих принципов квантовой теории поля строгих соотношений между характеристиками процессов при высоких энергиях, включая множественные [1]. Эти работы положили начало принципиально новому направлению в физике высоких энергий, названному в дальнейшем инклюзивным подходом.

Экспериментальное изучение инклюзивных процессов привело к открытию почти скейлингового, или автомодельного, поведения структурных функций адронов. Сочетание принципа автомодельности с анализом размерностей и предположением о кварковой структуре адронов позволило В. А. Матвееву, Р. М. Мурадян и А. Н. Тавхелидзе [2] получить правила размерного кваркового счета, устанавливающие связь между показателем степени убывания дифференциальных инклюзивных сечений (см. п. 4) в области больших углов, показателем степени убывания упругих адронных формфакторов и числом кварков, входящих в состав этих адронов.

2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ДЛЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ В ТРЕХМЕРНОЙ ФОРМУЛИРОВКЕ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ. ОБЛАСТЬ БОЛЬШИХ p_T . СТРУЙНЫЙ МЕХАНИЗМ

Как известно, исключительно важную роль в феноменологическом описании инклюзивных процессов играет партонная модель элементарных частиц. Существенно новым элементом, внесенным этой моделью, явилось введение универсальных функций распределения, описывающих вероятности нахождения в адроне кварков разных сортов, которые несут определенные доли импульса всего адрона. В рамках самой партонной модели эти структурные функции нельзя рассчитать, поэтому они определяются феноменологическим путем. С их помощью сечения взаимодействия адронов выражаются через сечения индивидуальных кварк-кварковых или кварк-лептонных взаимодействий, «взвешенные» с функциями распределения.

Обобщение кварк-партонной модели на основе аппарата квантовой теории поля представляет собой задачу исключительной важности. Значительный вклад в это направление внесли теоретики Объединенного института ядерных исследований. Задачу теоретико-полевого обобщения кварк-партонной модели можно представить себе как бы состоящей из двух частей. Первая связана с выбором такого лагранжиана взаимодействия между кварками, который приводил бы к выключению взаимодействия на малых расстояниях. Как известно, лагранжиан КХД дает решение этой задачи и позволяет применить теорию возмущений на малых расстояниях*. Вторая задача, в значительной мере не связанная непосредственно с конкретным видом лагранжиана, состоит в развитии в рамках квантовой теории поля формализма для описания адронов как *связанных* состояний кварков и использования его для описания инклюзивных адрон-адронных реакций.

Для изучения связанных состояний в рамках квантовой теории поля А. А. Логунов и А. Н. Тавхелидзе предложили метод одновременного описания составных систем. Уравнения Логунова-Тавхелидзе получили широкое применение в задачах, связанных с адронной и кварковой физикой, что объясняется наличием четкого физического смысла и вероятностной интерпретации релятивистской волновой

* На больших же расстояниях считается, что силы взаимодействия между кварками возрастают, что и обуславливает удержание кварков внутри адрона в связанном состоянии. В этой области, описание которой остается пока на феноменологическом уровне, необходимо обращение к методам, выходящим за рамки теории возмущений, и к аппарату теории связанных состояний.

функции в их подходе. Существенным преимуществом одновременного подхода является также его большая приемственность по отношению к аппарату трехмерного потенциального описания, применяемому в нерелятивистской квантовой механике (по этой причине уравнение Логонова–Тавхелидзе также называют квазипотенциальным уравнением).

В этой связи отметим также, что в настоящее время квазипотенциальный подход стал основным инструментом для сверхточной (до членов порядка $\alpha^6 \ln \alpha$) проверки предсказаний квантовой электродинамики (КЭД) для расщепления уровней водородоподобных атомов, позитрония и мюония [3, 4]. Достигнутое при этом рекордное (до седьмого знака) совпадение рассчитанного теоретически значения энергетического сдвига с измеренным экспериментально позволяет проверить основные принципы построения КЭД как локальной релятивистской квантовой теории поля. Это совпадение подтверждает справедливость процедуры перенормировок и свидетельствует о высокой эффективности квазипотенциального подхода.

При описании адрон-адронных и лептон-адронных реакций весьма удобен формализм функций Грина для многочастичных систем. Если в теоретико-полевых выражениях для функций Грина приравнять времена всех частиц (кварков), то вблизи полюсов, отвечающих связанным состояниям составляющих адрон кварков, такие функции Грина можно выразить через релятивистские одновременные волновые функции и амплитуды взаимодействия адронов [5, 6].

В результате амплитуды инклюзивных реакций типа $A + B \rightarrow 1 + 2 + \dots + n$ удастся выразить через одновременные волновые функции, описывающие адроны A и B как связанные состояния кварков, а также через матричные элементы амплитуд подпроцессов с участием кварков или других подсистем [5, 6]. Волновые функции и амплитуды подпроцессов находят из соответствующих им квазипотенциальных уравнений (наиболее удобной формой для этих целей является запись уравнений в переменных светового фронта). Ядра таких уравнений, отвечающие взаимодействию на малых расстояниях, могут быть построены с использованием теории возмущений КХД. Наличие вероятностной интерпретации квазипотенциальных волновых функций позволяет построить из них плотности вероятности, имеющие смысл функций распределения импульсов кварков внутри адронов, т. е. структурных функций [5–7]. При этом весьма эффективным инструментом для исследования свойств широкого круга инклюзивных процессов оказался аппарат матрицы плотности, развитый в работах теоретиков Института физики высоких энергий (ИФВЭ, Протвино).

Таким образом, в одновременном трехмерном подходе к описанию составных объектов в квантовой теории поля возникает ясный по

своему физическому смыслу аппарат описания взаимодействия при высоких энергиях, который представляет собой теоретико-полевое обобщение партонной модели.

Отметим, что при описании связанных систем наиболее ясно проявилось основное преимущество одновременного формализма над многовременным, поскольку, как известно, волновые функции уравнения Бете–Солпитера не имеют однозначной вероятностной интерпретации именно в силу присущей им зависимости от индивидуальных времен составляющих систему частиц. Переход к одновременному описанию отвечает физической сути слияния индивидуальных частиц в связанное состояние.

В этой связи интересно также подчеркнуть, что анализ трудностей, возникающих при описании связанных состояний частиц в рамках специальной теории относительности (см. подробнее, например, [8, 9]), еще раньше привел исследователей к мысли о необходимости отказа от многовременного формализма при описании таких систем, ибо согласно образному выражению Эддингтона «... атом водорода состоит из протона и электрона, но протон сегодня, а электрон вчера не составляют атома водорода». Можно сказать, что уравнение Логунова–Тавхелидзе представляет собой динамическую реализацию идеи одновременного описания в рамках квантовой теории поля. Ковариантное обобщение квазипотенциальных уравнений осуществляется путем перехода к описанию в терминах единого инвариантного собственного времени системы, к которому приравниваются инвариантные собственные времена составляющих частиц [10].

В настоящее время сложился ряд направлений, устанавливающих глубокую связь одновременного квазипотенциального подхода с ковариантной гамильтоновой формулировкой квантовой теории поля [11], методом одновременной редукции [12] и методом Фока–Подольского [13]. Все эти направления получили широкое развитие и применение для описания бинарных реакций [14, 15] (особо отметим успешное предсказание местонахождения дифракционного минимума в сечении упругого pr -рассеяния), поведения поляризаций, спектра масс и ширин распадов радиальных и орбитальных возбуждений чармония, боттомония и легких мезонов [16] (включая и недавно открытые радиальные возбуждения π -мезона), а также для описания других физических процессов, интенсивно исследуемых на ускорителях.

Возвращаясь к проблеме описания инклюзивных реакций, отметим, что при определенных асимптотических условиях, которые легко находятся (степенное убывание волновых функций, ограниченность поперечной составляющей импульса кварков в адроне), полученные в одновременном подходе формулы переходят в формулы партонной модели. Так, для случая, когда в конечном состоянии выделена одна частица C для сечения процесса $A+B \rightarrow C+X$, в [5, 6] была получена формула, которая в пределе $s \rightarrow \infty$ при фиксированном t/s принимает

вид

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^3k/E_k} = \frac{s}{\pi} \int dx dy dz xyz^{-2} \rho_A^{A'}(x, Q^2) \rho_B^{B'}(y, Q^2) \times \\ \times \rho_{C'}^C(z, Q^2) \frac{d\tilde{\sigma}^{A'B' \rightarrow C'D'}}{dt'} \delta(s' + t' + u') \quad (1)$$

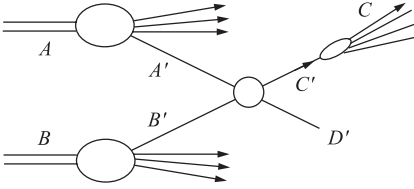


Рис. 1. Образование адрона C через подпроцесс $A' + B' \rightarrow C' + D'$

и выражает инклюзивное сечение образования адрона C через дифференциальное сечение рассеяния подсистем $A'B' \rightarrow C'D'$ (рис. 1) и функции распределения $\rho_A^{A'}$, $\rho_B^{B'}$ и $\rho_{C'}^C$, построенные из соответствующих релятивистских квазипотенциальных волновых функций. В частном случае, когда A' , B' , C' и

D' являются кварковыми состояниями, соответствующие величины $\rho_A^{A'}$ и $\rho_B^{B'}$ переходят в структурные функции ρ_A^a и ρ_B^b , $d\tilde{\sigma}/dt'$ — в дифференциальное сечение упругого рассеяния кварков, а формула (1) — в известную в партонной модели формулу жестких соударений.

Из (1) в предположении о справедливости правил кваркового счета для сечения $d\tilde{\sigma}/dt'(s', t')$ легко получить степенной закон убывания инклюзивных сечений [5, 6]

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^3p/E_p} \sim p_T^{-N} \varphi(x, \theta), \quad (2)$$

где степень N связана с числом составляющих состояний A' , B' , C' и D' формулой

$$N = 2[(n_{A'} + n_{B'} + n_{C'} + n_{D'}) - 2], \quad (3)$$

а функция $\phi(x, \theta)$ выражается через интеграл от структурных функций, описывающих распределение частиц A' , B' и C в адронах A , B и состоянии C' . Информация о виде этих структурных функций может быть получена с помощью использования принципа автомодельности и правил размерного кваркового счета, а также представления структурных функций через релятивистские квазипотенциальные волновые функции, на чем мы подробнее остановимся ниже.

Как видно из формул (2) и (3), минимальная степень убывания инклюзивного сечения (как p_T^{-4}) осуществляется, когда подпроцесс $A' + B' \rightarrow C' + D'$ происходит за счет упругого рассеяния двух кварков (жесткое рассеяние). Процессам, обусловленным рассеянием составных подсистем $q\pi \rightarrow q\pi$, $qd \rightarrow qd$ (d — дикварк (qq)), соответствует

более быстрое убывание сечения [5, 6]

$$\frac{d\sigma}{d^3p/E_p}(AB \rightarrow \pi) \sim A(x_\perp \dots)p_T^{-8} + B(x_\perp \dots)p_T^{-12}, \quad (4)$$

где $x_\perp = 2p_T/\sqrt{s}$.

Отклонение от чисто степенного автомодельного поведения в рамках КХД описывается с помощью так называемых аномальных размерностей, которые могут быть вычислены по теории возмущений. В [17] были сформулированы универсальные правила кваркового счета для аномальных размерностей, описывающих логарифмическое отклонение от степенной зависимости в глубоконеупругих адрон-адронных и лептон-адронных реакциях с большими переданными импульсами и частицами разных сортов в конечных состояниях. Полученные формулы позволяют провести всестороннюю проверку предсказаний КХД, что представляет собой интересную задачу для будущих экспериментов при высоких энергиях.

3. ОПИСАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ АДРОНОВ В РАМКАХ КОВАРИАНТНОГО ОДНОВРЕМЕННОГО ФОРМАЛИЗМА

Как было отмечено ранее, знание ковариантных одновременных волновых функций как решений соответствующих квазипотенциальных уравнений позволяет в принципе рассчитать вид структурных функций. Эта задача решалась в работах ряда авторов [5–7]. В них было показано, что входящий в адронный тензор матричный элемент тока перехода адрона A в конечное состояние $|X, a\rangle$ в импульсном приближении может быть выражен через квазипотенциальную волновую функцию $\psi_{M\varphi}^A$ связанного состояния N частиц, образующих адрон A (рис. 2).

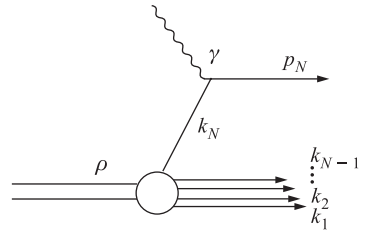


Рис. 2. Схематическое изображение матричного элемента тока перехода адрона в кварки

В импульсном приближении, соответствующем учету лишь тех глюонов, обмен которыми создает входящий в уравнение для волновой функции связанного состояния кварков квазипотенциал, структурную функцию можно представить в виде [18]

$$\rho_i(\xi, W^2) = \rho_i^{\text{ск}}(\xi) + \rho_i^{\text{предск}}(\xi, W^2), \quad (5)$$

где $\rho_i^{\text{ск}}(\xi)$ — скейлинговая (по переменной Нахтмана ξ) часть структурной функции.

На рис. 3 изображены графики зависимости $\rho(x, Q^2)$ (при фиксированном значении Q^2) в случае выбора $\psi_{M\phi}^A$ в виде точного решения

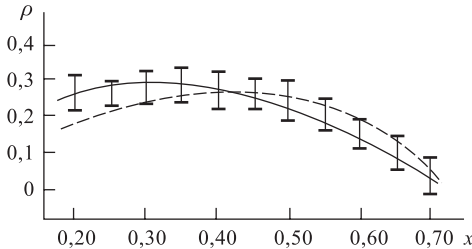


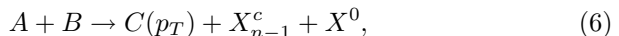
Рис. 3. Сравнение x -зависимости рассчитанной структурной функции пиона $\rho(x, Q^2)$ с экспериментальными данными

предасимптотического члена $\rho^{\text{предск}}(\xi, Q^2)$ в Q^2 -зависимость показало, что эффекты связанности приводят в области $x > 0,35$ к убыванию структурной функции при изменении Q^2 в интервале $0,5 \leq Q^2 \leq 10$ (ГэВ/с)², а далее их вклад практически исчезает. Рост же структурной функции при малых x с увеличением Q^2 будет осуществляться лишь при определенных условиях, налагаемых на массу кварка.

4. АВТОМОДЕЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ

Интересной особенностью инклюзивных процессов в области больших p_T является зависимость средней ассоциативной множественности от поперечного импульса частицы-триггера. Для понимания этой зависимости весьма плодотворен многокомпонентный подход к описанию инклюзивных и полуинклюзивных спектров.

Рассмотрим полуинклюзивный процесс



т.е. в данном случае в реакции инклюзивным образом выделяется одна из заряженных вторичных частиц, которая получила в результате взаимодействия большой поперечный импульс ($C(p_T)$ — частица-триггер).

Процесс (6) характеризуется так называемым полуинклюзивным сечением $d\sigma^n/d^3\mathbf{p}_c$, которое, будучи просуммировано по числу всех заряженных частиц n , приводит к одночастичному инклюзивному распределению $d\sigma/d^3\mathbf{p}_c = \sum_n d\sigma^n/d^3\mathbf{p}_c$. В [5, 19] подробно исследовались полуинклюзивные распределения в рамках отмеченной выше трехмерной формулировки квантовой теории поля, а также связь

моментов полуинклюзивного распределения со структурными функциями.

Проиллюстрируем корреляционный характер ассоциативной множественности рассмотрением закона подобия для полуинклюзивных процессов [19]. Ассоциативная множественность реакции (6) определяется следующим образом:

$$\langle n(p_T) \rangle = \frac{\sum (n-1)F(n, p_T)}{\sum_n F(n, p_T)}, \quad (7)$$

где $F(n, p_T)$ — полуинклюзивное распределение.

Предположим, что это распределение может быть разбито на компоненты в соответствии с силой корреляций между множественностью и поперечным импульсом триггера:

$$F^{\text{tot}}(n, p_T) = F^0(n, p_T) + F'(n, p_T).$$

Используя только слагаемое, отвечающее слабой корреляции, придем к известному KNO-скейлингу

$$\langle n \rangle \sigma_n / \sum_n \sigma_n = \Psi(n / \langle n \rangle). \quad (8)$$

В то же время корреляционный член средней ассоциативной множественности и соответствующее ему распределение дают закон подобия для полуинклюзивных сечений [19]

$$\langle n(p_T) \rangle \frac{d\sigma_n}{d^3p_T} \bigg/ \sum_n \frac{d\sigma_n}{d^3p_T} = \Psi \left(\frac{n}{\langle n(p_T) \rangle} \right), \quad (9)$$

который получил экспериментальное подтверждение на ускорителях Серпухова и ЦЕРН. Такой закон следует, в частности, из представлений о когерентном возбуждении нуклона и моделей множественного рождения в приближении прямолинейных путей, которые предсказывают зависимость

$$\langle n(p_T) \rangle = a + bp_T^2, \quad (10)$$

близкую к наблюдаемой на опыте.

Таким образом, KNO-скейлинг отвечает нулевым (или пренебрежимо малым) корреляциям $\langle n \rangle$ и p_T . В случае сильных корреляций можно ожидать выполнения соотношения (8). Это соотношение позволяет получить также формулу скейлинга в среднем. При сверхвысоких энергиях, когда доля вторичных частиц, рожденных в струе, увеличивается (корреляции $\langle n \rangle$ и p_T значительные), следует ожидать специфических отклонений от KNO-распределения.

Следует отметить, что автомодельная функция $\Psi(z)$ (8) может быть найдена как решение уравнения ренормгруппы для полуинклюзивных сечений [5, 19]. При этом закон дисперсии

$$D(p_T) = \frac{1}{\sqrt{a}} \langle n(p_T) \rangle \quad (11)$$

и отклонения от него, которые были изучены в рамках уравнения ренормгруппы, имеют аналогию с соотношением Вроблевского–Мальхотры для полных средних множественностей

$$D = A \langle n \rangle - B. \quad (12)$$

Экспериментальное подтверждение закономерности (8) явно свидетельствует о сильных корреляциях $\langle n \rangle$ и p_T .

5. ПРОЦЕССЫ С БОЛЬШОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ. МНОГОКОМПОНЕНТНОЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Как уже отмечалось выше, процессы с большой множественностью главным образом происходят на больших расстояниях (при малых p_T). Здесь существенны иные механизмы генерации частиц, нежели в области больших p_T .

Для описания таких процессов весьма плодотворным является многокомпонентный подход [5, 19]. Рассмотрим одну из его конкретных реализаций. Отправным моментом модели является предположение, что в наблюдаемую множественность основной вклад вносят области фазового пространства, выделяемые следующим образом:

а) область, соответствующая вторичным частицам, образованным благодаря диссоциации сталкивающихся (лидирующих) частиц;

б) область, отвечающая независимому испусканию разного сорта нейтральных адронных ассоциаций (кластеров) с нулевым изоспином.

При этом вероятность распределения по числу кластеров имеет вид

$$W_{n_1, n_2, \dots}^{ij} = \alpha_i \beta_j P_{n_1}(\langle n_1 \rangle) P_{n_2}(\langle n_2 \rangle) \dots, \quad (13)$$

где α_i, β_j — вероятности i -го и j -го каналов диссоциации налетающей частицы и частицы мишени соответственно; n_l ($\langle n_l \rangle$) — множественность (средняя множественность) кластеров типа l ; $P_n(\langle n \rangle)$ — пуассоновское распределение. Феноменологический анализ показывает, что сталкивающиеся адроны диссоциируют в среднем не более чем на три частицы и что диссоциация равновероятна для налетающей частицы и мишени. Если при этом ограничиться, например, рассмотрением кластеров с модами распада не более чем в четыре заряженные частицы, то распределение заряженных частиц по множественности в

процессах $ap \rightarrow n + X$ ($a = p, \bar{p}, K^\pm, \pi^\pm$) будет иметь вид

$$\begin{aligned}
 W_{n_c} = \alpha^2 \sum_{n=0}^{[(n_c-2)/4]} P_n(b) P_{(n_c-2-4n)/2}(a) + \\
 + 2\alpha(1-\alpha) \sum_{n=0}^{[(n_c-4)/4]} P_n(b) P_{(n_c-4-4n)/2}(a) + \\
 + (1-\alpha)^2 \sum_{n=0}^{[(n_c-6)/2]} P_n(b) P_{(n_c-6-4n)/2}(a), \quad (14)
 \end{aligned}$$

где α — вероятность диссоциации не более чем на одну заряженную частицу; a и b — средние числа кластеров, распадающихся на две и четыре заряженные частицы соответственно.

Зная топологическое сечение W_n , можно вычислить среднюю множественность и остальные корреляционные моменты и распределения.

Например, средняя множественность заряженных частиц определяется выражением

$$\langle n \rangle = 2a + 4b + 2 + 4(1 - \alpha), \quad (15)$$

а второй корреляционный момент

$$f_2 = \langle n \rangle + 8b - 8\beta^2 - 4. \quad (16)$$

На основе этой модели [20] было проведено описание экспериментальных данных по топологическим характеристикам для pp -, $p\bar{p}$ -, πp -, Kp -взаимодействий в области энергий $s \approx 100\text{--}4000$ ГэВ². Было получено вполне удовлетворительное описание распределения по множественности с $\chi^2 = 1,6$ и, кроме того, сделаны предсказания для энергий SPS-коллайдера. Предсказания согласуются с экспериментальными результатами, полученными в pp -соударениях при энергии $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Так, для средней множественности теоретическое значение $\langle n^{\text{теор}} \rangle = 27,7$, а экспериментальное $\langle n^{\text{эксп}} \rangle = 27,4 \pm 2,0$.

Модель использовалась для изучения зарядово-нейтральных корреляций и корреляций вперед-назад, для которых также были получены предсказания, подтвердившиеся экспериментально (на ускорителях ИФВЭ, FNAL, ЦЕРН) [21, 22].

Были изучены свойства адронных ассоциаций (кластеров, резонансов) и механизмов образования вторичных частиц, в частности, показано возрастание при высоких энергиях вклада многочастичных адронных кластеров. Это можно рассматривать как объяснение событий с большой множественностью, обнаруженных в космических лучах. Более детально такие явления предстоит исследовать на ускорителях будущего.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Физика множественного рождения адронов — бурно развивающаяся область, без которой невозможно построить будущую теорию элементарных частиц. Следует подчеркнуть, что есть все основания считать множественные характеристики неразрывно связанными с внутренней структурой сталкивающихся частиц. Здесь важным фактором является установление универсальности структурной функции адрона.

Бесспорным на сегодняшний день представляется наличие не одного, а ряда механизмов множественной генерации частиц, хотя выделение их в эксперименте — непростая задача.

Детальное исследование процессов множественного рождения на ускорителях частиц и релятивистских ядер, анализ корреляционных явлений в этих процессах [23] позволяет открыть немало нового и интересного.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Петров В. А.* Общие принципы квантовой теории поля и их следствия. М.: Наука, 1977.
2. *Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.* // *Nuovo Cimento Lett.* 1973. V. 5. P. 907–911.
3. *Нюнько Н. Е., Тохтяев Ю. Н., Фаустов Р. Н.* // Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля: IV междунар. семинар. Протвино, 1983. С. 104–115.
4. *Lepage G. P.* // *Phys. Rev. A.* 1977. V. 16. P. 863–876.
5. *Квинихидзе А. Н. и др.* // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8, вып. 3. С. 478–543.
6. *Sivers D., Brodsky S. J., Blankenbeckler R.* // *Phys. Rev.* 1976. V. 23, No. 1. P. 1–121.
7. *Faustov R. N.* // Proc. V Intern. Symp. on Many-Particle Hydrodynamics. Eisenach; Leipzig, 1974. P. 769–774.
8. *Черников Н. А.* // ЭЧАЯ. 1973. Т. 4, вып. 3. С. 773–810.
9. *Шуриков Ю. М.* // ЖЭТФ. 1951. Т. 21. С. 748–760.
10. *Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.* JINR Preprint E2-3498. Dubna, 1967. 24 p.;
Faustov R. N. // *Ann. Phys.* 1973. V. 78, No. 1. P. 176–187.
11. *Kadyshevsky V. G.* // *Nucl. Phys. B.* 1968. V. 6. P. 125–148.
12. *Логунов А. А. и др.* // ТМФ. 1971. Т. 6. С. 157–165.
13. *Ризов В. А., Тодоров И. Т.* // ЭЧАЯ. 1975. Т. 6, вып. 3. С. 669–742.
14. *Кулешов С. П., Матвеев В. А., Сисакян А. Н.* // ЭЧАЯ. 1974. Т. 5, вып. 1. С. 3–62.
15. *Саврин В. И., Тюрин Н. Е., Хрусталева О. А.* // ЭЧАЯ. 1976. Т. 7, вып. 1. С. 21–54.

16. *Savrin V. I., Sidorov A. V., Skachkov N. B.* // *Hadronic J.* (Garward Univ.). 1981. V. 4, No. 5. P. 1642–1680.
17. *Matveev V. A., Slepchenko L. A., Tavkhelidze A. N.* // *Phys. Lett. B.* 1981. V. 100. P. 75–78.
18. *Savrin V. I., Skachkov N. B.* // *Nuovo Cimento A.* 1981. V. 65, No. 1. P. 1–14.
19. *Матвеев В. А., Сисакян А. Н., Слеченко Л. А.* // *ЯФ.* 1976. Т. 23, вып. 2. С. 432–437.
20. *Drenska S., Mavrodiev S. Cht., Sissakian A. N.* // *JINR Rapid Commun.* 1984. No. 1. P. 7–12.
21. *Мавродиев С. Ш., Сисакян А. Н., Торосян Г. Т.* Препринт ОИЯИ Р2-12570. Дубна, 1979. 18 с.
22. *Мавродиев С. Ш. и др.* // *ЯФ.* 1979. Т. 30, вып. 1. С. 245–252.
23. *Baldin A. M.* // *Nucl. Phys. A.* 1985. V. 434. P. 695;
Балдин А. М., Диденко Л. А. // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1985. № 8. С. 5–17.