

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

С 323.5

3-635

3309

Г.М. Зиновьев

УНИТАРНО-СИММЕТРИЧНАЯ  
СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ  
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук

В.С. Барашенков

Дубна 1987

3309

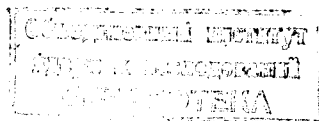
Г.М. Зиновьев

УНИТАРНО-СИММЕТРИЧНАЯ  
СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ  
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук

В.С. Барашенков



Достижения последних лет в экспериментальном изучении взаимодействий адронов при высоких энергиях не всегда сопровождались столь же успешным развитием теории сильных взаимодействий<sup>/1/</sup>. В настоящее время по-прежнему существует мало надежд, что в ближайшем будущем будет построена удовлетворительная, основанная на фундаментальных принципах количественная теория неупругих взаимодействий адронов при высоких энергиях. Поэтому единственной основой для интерпретации экспериментальных данных по множественному рождению частиц при высоких энергиях пока остаются различные модели, смысл которых, как известно, состоит в том, что отдельные черты взаимодействия считаются играющими главную роль, все же остальные считаются несущественными.

Настоящая диссертация посвящена изучению и дальнейшему развитию статистической теории множественного рождения частиц и интерпретации на ее основе известных экспериментальных данных по неупругим взаимодействиям адронов при высоких энергиях. Эту модель, которая основана на идее, высказанной Э.Ферми в 1950 году<sup>/2/</sup>, от всех других существующих моделей множественного рождения<sup>/3,4,5/</sup> выгодно отличают прежде всего три момента:

1) модель является достаточно общей, поскольку статистическое приближение можно сформулировать с точки зрения  $S$ -матричной теории рассеяния, предполагая, что основные черты взаимодействий при высоких энергиях определяются плотностью конечных состояний (допустимых всеми законами сохранения) в фазовом пространстве;

2) эта модель может быть использована для оценок различных характеристик неупругих взаимодействий в довольно широкой области энергий, от 1-2 Гэв до максимальных энергий, достижимых на современных ускорителях и выше;

3) модель может быть применена к изучению различных процессов неупругих взаимодействий адронов; без принципиальных изменений в формулировке модели с ее помощью можно интерпретировать экспериментальные данные как по неупругим  $\pi N$  - и  $NN$  -взаимодействиям, так и по  $NN$  -аннигиляции.

В смысле общего содержания затронутых в работе вопросов ее можно считать состоящей из двух частей. Одна часть, включающая главу 1, посвящена расчетам различных характеристик неупругих столкновений в рамках статистической модели, учитывающей взаимодействие вторичных частиц в конечном состоянии, путем введения каналов с изобарой  $N^*(I=3/2, J=3/2, M=1236 \text{ Мэв})$ . Вторая же часть, включающая главы II и III, посвящена изложению унитарно-симметричной статистической модели множественного рождения частиц и рассмотрению на основе этой модели неупругих  $\pi^{\pm} p$  -взаимодействий и  $NN$  -аннигиляции в покое.

Одним из основных динамических предположений при анализе статистической модели с помощью  $S$  -матричного формализма является предположение о статистической независимости вторичных частиц, которое состоит в том, что в выражении для квадрата  $S$  - матрицы нет никаких интерференционных членов. И даже более того, каждый матричный элемент  $S$  -матрицы, приводящий к образованию  $n$  -частиц в конечном состоянии, факторизуется на ряд сомножителей, среди которых выделяются факторы, учитывающие различные законы сохранения. Известно, что учет различных законов сохранения сводится к требованиям инвариантности амплитуд процессов относительно различных групп преобразования. Так, например, последовательный учет  $SU(2)$ -симметрии элементарных частиц и вышеупомянутого предположения о статистической независимости приводит к тому, что вероятность неупругого взаимодействия с образованием  $n$  -частиц будет равна сумме вероятностей ряда каналов, вклад которых определяется не только фазовым объемом, но и "изотопическим весом"  $P_n(I)$ . Другими словами, квадрат матричного элемента приближаем своим весовым средним, взятым по всему фазовому пространству. А это среднее зависит только от числа частиц в конечном состоянии и от характеристик начального состояния (которое

фиксировано), т.е. детали взаимодействия не оказывают на него сильного влияния.

С этой точки зрения вероятность того, что какая-либо из вторичных частиц неупругого взаимодействия будет иметь в системе центра масс импульс в интервале  $\vec{q}, \vec{q} + d\vec{q}$ , в статистической модели определяется усреднением весовой функции еще и по всем направлениям  $\vec{q}$ . Таким образом, считается, что влияние динамических аспектов процесса на множественное рождение части становится тем менее важным, чем больше область интегрирования в фазовом пространстве.

В первой главе на основе статистической теории множественного рождения частиц, учитывающей в качестве промежуточного состояния нуклонную изобару  $N^*$ , получены импульсные и угловые распределения вторичных частиц неупругого протон-протонного взаимодействия при энергиях  $T=40$  Гэв,  $T=60$  Гэв и  $T=80$  Гэв, где  $T$  — кинетическая энергия налетающей частицы. Сравнение полученных распределений с существующими эмпирическими зависимостями, основанными на экстраполяции экспериментальных данных при энергии  $T=30$  Гэв в область высоких энергий, позволяет заключить, что статистическую теорию вполне можно использовать для оценок угловых и энергетических распределений частиц в лабораторной системе координат. Хотя статистическая теория дает неправильный характер угловых распределений в системе центра масс, однако вследствие эффекта релятивистского сжатия углов при переходе к лабораторной системе координат средние угловые и энергетические распределения в последней оказываются довольно близкими к экспериментальным и могут использоваться для различных оценок (если только не интересоваться областью далеких "хвостов").

Подробное изучение существующих экспериментальных данных по неупругим взаимодействиям частиц как в области ускорительных энергий, так и в области космических лучей, позволяет установить ряд фактов, связанных с поведением средних характеристик неупругих процессов, с которыми полученные в работе результаты также находятся в хорошем согласии.

В этой же главе сделана попытка изучения неупругого  $\pi^+p$ -взаимодействия в области энергий  $T=1-4$  Гэв в рамках статистической модели, учитывающей в качестве промежуточных состояний известные барионные и мезонные резонансы<sup>171</sup>. Хотя нельзя ожидать, что неупругий процесс в целом может

быть удовлетворительно рассчитан в статистической модели, показано, что для отдельных парциальных каналов можно, однако, получить зависимости сечений этих каналов от импульса падающей частицы, неплохо согласующиеся с экспериментальными данными. С использованием известных экспериментально вероятностей различных каналов распада резонансов, которые учитывались в вычислениях, получена и сравнивается с экспериментом также зависимость числа многочечных реакций от импульса падающей частицы. Но подобное рассмотрение неупругого  $\pi^+p$ -взаимодействия приводит к значению средней множественности рождающихся частиц  $\bar{n}$ , заметно превышающему экспериментальное значение. Так, например, при кинетической энергии налетающего  $\pi^+$ -мезона  $T=3$  Гэв, учитывая в качестве промежуточных состояний только  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ -мезонные резонансы и  $N^*$ -барионный резонанс, получаем  $\bar{n}=4,6$ , что заметно выше  $\bar{n}=3,6$ , получаемого из экспериментов. Этот результат приводит, казалось бы, к заключению, что учет большого числа резонансов совсем не является обязательным для того, чтобы привести в согласие с экспериментом рассчитанные характеристики неупругих  $\pi N$ - и  $NN$ -взаимодействий в рамках статистической теории множественного рождения частиц. Однако учет большого числа мезонных резонансов оказывается совершенно необходимым для согласования с экспериментальными результатами расчетов различных характеристик  $NN$ -аннигиляции в рамках статистической теории. И прежде всего, учет мезонных резонансов необходим для того, чтобы согласовать рассчитанную среднюю множественность с экспериментальной, которая для аннигиляции в покое и при малых энергиях является очень высокой  $\bar{n}=5$ . Заметим, также, что аннигиляция в покое и при низкой кинетической энергии является процессом, очень подходящим для проверки основных предположений статистической теории множественного рождения частиц, в первую очередь, по двум причинам:

- а) в процессе выделяется такое количество энергии, которого достаточно для образования довольно большого числа частиц;
- б) процесс является полностью неупругим, так как могут рождаться в нем только бозоны.

Учет в качестве промежуточных состояний большого числа барионных и мезонных резонансов связан со значительными вычислительными трудностями, которые возникают из-за необходимости рассмотрения большого числа возможных

каналов неупругой реакции; естественно, эти трудности сильно возрастут, если попытаться учесть в рассмотрении также рождение странных частиц.

Все эти противоречия и затруднения можно в значительной степени ослабить, если при анализе существующих экспериментальных данных по неупругим взаимодействиям при высоких энергиях использовать унитарно-симметричную статистическую теорию множественного рождения частиц <sup>/8,9,10/</sup>, изложению которой посвящена глава II.

Сохраняя основное предположение теории Ферми об установлении статистического равновесия в лоренцовски сжатой области сильного взаимодействия, будем рассматривать рождающиеся частицы как члены мультиплетов группы  $SU(3)$ . Тогда требование  $SU(3)$ -инвариантности для амплитуд реакции приводит к тому, что становятся возможными лишь те переходы между начальными и конечными состояниями, которые соответствуют одинаковым неприводимым  $SU(3)$ -представлениям  $(p, q)$ . Если число различных возможностей получить определенное неприводимое представление  $(p, q)$  из прямого произведения  $n$  соответствующих  $(p, q)$ -представлений назвать "унитарным весом"  $U_n(p, q; n_1, n_2, n_3)$ , где  $n_1, n_2, n_3$  и  $n_1$  - соответственно, число декуплетных, октетных и синглетных "частиц" ( $n = n_1 + n_2 + n_3$ ), то выражение для вероятности перехода из начального состояния, отвечающего представлению  $(p, q)$ , в конечное состояние, содержащее  $n$  мультиплетов, будет иметь вид:

$$W_n(T; p, q) = V_n(T) \mathcal{M}_n(T) \frac{S_n}{G_n} U_n(p, q; n_1, n_2, n_3),$$

где  $V_n(T)$ ,  $\mathcal{M}_n(T)$ ,  $S_n$  - известные выражения для пространственного, энергетического и спинного весов,  $G_n$  - множитель, учитывающий тождественность  $SU(3)$ -мультиплетов в конечном состоянии, а  $T$  - кинетическая энергия налетающей частицы (в лабораторной системе координат). Поскольку при вычислениях "энергетического веса"  $\mathcal{M}_n(T)$  (т.е. фазово-пространственного фактора) в качестве масс частиц берутся средние массы мультиплетов, то, естественно, предлагаемая модель будет лучше всего применима в области, где полная энергия, которая затрачивается на образование новых частиц, значительно превосходит экспериментальные разности масс частиц в мультиплетах. Ясно, что почти для всех мультиплетов это условие практически достаточно хорошо выполняется уже при энергиях  $T > 3$  Гэв.

Так как реальная динамика процессов неупругого взаимодействия значительно сложнее той, которая следует из чисто статистических соображений и свойств симметрии сильных взаимодействий, попытаемся учесть известное из предыдущих расчетов <sup>/3/</sup> различие эффективных постоянных связи  $\pi$ - и  $K$ -мезонов, т.е. учтем в феноменологической статистической теории зависимость постоянных, аппроксимирующих неизвестную нам часть в матричных элементах, от сорта частиц. Для этого, как и в прежней статистической модели, вводим для каналов с участием странных частиц множитель  $\lambda^{n_k}$ , где  $n_k$  - число  $K$ -мезонов, рождающихся в данном канале, а величина  $\lambda$  подбирается из сравнения с экспериментом рассчитанной величины полного сечения рождения странных частиц. Так как учитывавшийся в вычислениях  $\phi$ -мезон распадается в основном на пару  $K\bar{K}$ , то его рождение также характеризуем постоянной  $\lambda$ . То, что каналы со странными частицами учитываются специфическим образом, заставляет нас рассмотреть вопрос об учете в вычислениях  $\phi$ - $\omega$ -смешивания. Влияние этого эффекта на рассматривавшиеся характеристики неупругих взаимодействий оказалось незначительным.

Во второй главе подробно рассмотрены также некоторые вопросы, связанные с техникой вычислений в рамках унитарно-симметричной статистической модели. Показано, как с помощью техники весовых диаграмм и схемы Шпайзера или с помощью диаграмм Юнга, находя ряд Клебша-Гордана для прямого произведения представлений  $SU(3)$ , вычислить "унитарный вес"  $U_n(p, q)$  для любого представления  $(p, q)$ . Здесь же приведены таблицы значений "унитарных весов" для практически наиболее интересных процессов неупругих взаимодействий частиц вплоть до  $n = 10$ , при  $n_{i0} = 0, 1, 2$ .

Кратко обсуждается также вопрос о вычислении коэффициентов распределения конечных частиц по изотопическому спину и гиперзаряду (квадраты соответствующих изоскалярных факторов). На примере прямого произведения трех октетов показано, как можно различать получающиеся в этом случае в редукции неприводимые представления одинаковой размерности (что очень важно при вычислении изоскалярных факторов). Обсуждается также вопрос о возможности применения техники проекционных операторов для вычисления коэффициентов Клебша-Гордана.

Из приведенных в этой главе результатов нетрудно видеть, что вероятности каналов, в которых рождаются частицы, принадлежащие к  $SU(3)$ -мультиплетам одинаковой размерности, различаются лишь квадратами соответствующих коэффициентов Клебша-Гордана, что по сравнению с общепринятой статистической моделью значительно упрощает численные расчеты.

В главе III диссертации излагаются результаты применения новой модели к изучению множественного рождения частиц в неупругих  $\pi^{\pm} p$ -взаимодействиях в области энергий  $T = 2-10$  Гэв и в процессах  $p\bar{p}$ - и  $p\bar{p}$ -аннигиляции в покое. Все необходимые численные расчеты проводились на электронно-счетных машинах ВЦ ОИЯИ.

Проведенное рассмотрение неупругих  $\pi^{\pm} p$ -взаимодействий показывает, что наилучшее согласие расчетных характеристик с экспериментальными наблюдается для средней множественности заряженных частиц  $\bar{n}^{\pm}$  для вероятности образования звезд с различным числом лучей и при  $\lambda = 0,06$  для полного сечения рождения странных частиц и полного сечения рождения пар  $K\bar{K}$  в области энергии  $T > 4$  Гэв. Что касается сечений отдельных каналов, то в случае большого числа рождающихся частиц и в области энергий больших нескольких Гэв отмечается хорошее согласие с опытом. Заметное расхождение наблюдается лишь для каналов с малым числом вторичных частиц <sup>/11/</sup>.

Для случая  $p\bar{p}$ - и  $p\bar{p}$ -аннигиляции в покое при  $\lambda = 0,034$  для большинства характеристик согласие расчетов с экспериментом хорошее, исключая опять-таки каналы с малым числом вторичных частиц. Проведено также сравнение для случая  $p\bar{p}$ -аннигиляции наших расчетов с аналогичными результатами, полученными в рамках широко обсуждаемой в настоящее время в литературе модели кварков <sup>/12/</sup>. Из приведенных в диссертации таблиц результатов видно, что наши результаты заметно лучше согласуются с экспериментом.

Диссертация содержит также Заключение, где подведены краткие итоги рассмотрений, проведенных в работе, и Приложение, содержащее квадраты изоскалярных факторов для ряда состояний  $(I, Y)$  в отдельных представлениях  $(p, q)$  для случаев прямого произведения нескольких представлений группы  $SU(3)$ .

Основные результаты диссертации опубликованы в работах <sup>/7-11/</sup> и докладывались на Всесоюзном совещании по физике космических лучей (Алма-Ата, 1966 год) и на сессии Отделения ядерной физики АН СССР (Москва, январь 1967 г.).

## Л и т е р а т у р а

- L. 1. L. Van Hove, Rapporteur's Talk at the XIII International Conference on High Energy Physics, Berkeley, 1966..
2. E. Fermi. Progr. of Theor. Phys., 15, 570 (1950).
3. V.S. Barashenkov, Fortschr. der Phys., 9, 29 (1961).
4. Z. Koba, S. Takagi, Fortschr. der Phys., 7, 1 (1959).
5. Е.Л. Фейнберг, Д.С. Чернавский. УФН, 82, 1 (1984).
6. С.З. Беленький, В.И. Максименко, А.И. Никишов, И.Л. Розенталь. УФН, 62, 1 (1957).
7. Г.М. Зиновьев. Ядерная физика 5, 883 (1967).
8. В.С. Барашенков, Г.М. Зиновьев, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ P2-2956, Дубна 1966.
9. В.С. Барашенков, Г.М. Зиновьев, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ P2-3001, Дубна 1966.
10. В.С. Барашенков, Г.М. Зиновьев, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ P2-3007, Дубна 1966.
11. В.С. Барашенков, Г.М. Зиновьев, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ P2-3182, Дубна 1967. Nucl. Phys. (в печати).
12. Z.R. Rubinstein, H. Stern, Phys. Letters, 21, 447 (1966). J. Harte, R. H. Socolow, J. Vandermeulen, preprint CERN, 66/1109/ В/ ТИ/, 697/ р. 3та р. 3 ет.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 апреля 1967 г.