ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 8551

ЗИНОВЬЕВ
Геннадий Михайлович

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД В ТЕОРИИ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ И ВОПРОСЫ ДУАЛЬНОСТИ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Институте теоретической физики Академии Наук УССР.

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР	Е.Л.Фейнберг,
доктор физико-математических наук	Б.М.Барбашов,
доктор физико-математических наук	О.А.Хрусталев.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Математический институт им. В.А.Стеклова АН СССР, Москва.

Автореферат разослан "   " __________ 1975г.

Защита диссертации состоится "   " __________ 1975г. на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета Р.А.АСАНОВ

2 - 8551

ЗИНОВЬЕВ
Геннадий Михайлович

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД В ТЕОРИИ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ И ВОПРОСЫ ДУАЛЬНОСТИ

Специальность 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Рост энергий современных ускорителей и повышение точности измерений в экспериментах с космическими лучами делают все более и более актуальной задачу теоретического описания процессов множественного рождения частиц, которые являются доминирующими в адронных столкновениях при высоких энергиях [I]. Независимо от того, в каком направлении в дальнейшем будет развиваться динамическая теория сильных взаимодействий, уже сейчас с достаточной степенью уверенности можно утверждать, что для процессов множественного рождения частиц необходимо будет использовать также в некоторой форме и статистическое или коллективное описание. Характерной чертой такого описания является использование "макроскопических" или термодинамических понятий - плотности энергии, давления, температуры и т.п. Эти понятия, однако, никогда не определяют микроструктуру многочастичной системы, а задают, как известно, лишь некоторые измеримые параметры, характеризующие систему в целом. Поэтому их можно ассоциировать с любым ансамблем, о котором имеется соответствующая информация. Подобное описание, в частности, имеет место при изучении различных инклюзивных распределений в адронной физике высоких энергий, когда измеряются всего лишь несколько из большого числа многочастичных переменных, а по большому числу оставшихся переменных проводится усреднение [2].

В пользу статистического подхода говорят не только интуитивные соображения и внешние аналогии, но, прежде всего, успехи статистических моделей в феноменологическом анализе экспериментальных данных по неупругим взаимодействиям адронов [I,3]. При этом критичными для статистического подхода являются не результаты, следующие из статистических предположений о конечной стадии неупругих процессов, а результаты, опирающиеся на статистические предположения о начальной стадии. Так, например, исключительно важны для выяснения механизма адронных реакций появившиеся в последнее время сообщения о наблюдении эриксоновских флуктуаций в упругом $\pi^+ p$ -рассеянии на большие углы [4] . Эти флуктуации, приводящие к резкой и нерегулярной зависимости сечений рассеяния от энергии и угла рассеяния, можно рассматривать как специфическое проявление статистической природы взаимодействия [5,6] . Вместе с тем возможность достичь согласия с экспериментальными данными не может служить единственным критерием истинности статистического рассмотрения. Последнее, несомненно, нуждается еще и в обосновании принципиальных вопросов, а здесь успехи пока весьма незначительны.

Исторически теория процессов множественного рождения появилась в виде классического термодинамического описания, данного Гайзенбергом практически еще до экспериментального обнаружения этого явления [7] . В дальнейшем предположение о том, что вероятность процесса определяется фазовым объемом конечного состояния, получило наиболее последовательное развитие в работах Ферми [8] . В предложенной им картине, в результате столкновения двух нуклонов, в системе центра масс образуется единая статистическая система в некотором объеме взаимодействия V_F . Размер этого объема определяется радиусом действия ядерных сил, а его зависимость от начальной энергии сводится лишь к учету соответствующего лоренцевского фактора, поэтому V_F имеет вид:

$$V_F = V_0 \frac{2M}{E_c} = \frac{4}{3}\pi \frac{1}{m_\pi^3} \frac{2M}{E_c}, \qquad (I)$$

где m_π – масса π -мезона, M – масса начального нуклона, E_c – его энергия в системе центра масс. В этом объеме сразу

же устанавливается статистическое равновесие между различными степенями свободы всех образовавшихся в результате столкновения частиц. Предположение об определяющей роли фазового объема конечного состояния эквивалентно в классической статистической физике предположению о микроканоническом распределении, поэтому для изучения различных характеристик множественного процесса можно использовать термодинамические формулы. Проводя дальнейшие расчеты по формулам черного излучения, (конечно, с учетом того, что у π -мезонов три внутренние степени свободы) можно, в частности, получить для множественности образовавшихся частиц результат, который не противоречит существующим экспериментальным данным. Последующее изучение процессов множественного рождения на основе модели Ферми показало, что этот результат является практически единственным согласующимся с экспериментом, а сама модель в ее первоначальной формулировке чрезвычайно ограниченна.

Многочисленные усовершенствования, которым модель Ферми подверглась с момента своего появления, помимо того, что являются во многом непоследовательными, еще и не приводят в полной мере к желаемым результатам. Наиболее принципиальными, на наш взгляд, были предложения, выдвинутые в работах С.З.Беленького [9] и И.Я.Померанчука [IO] , определившие по сути дела два направления в развитии статистических моделей в последующие годы. Основная идея первого из них [9] состоит в утверждении о необходимости учета резонансов в качестве возможных вторичных частиц. Эта идея подробно обсуждается в первой главе диссертации, где на примере $N\bar{N}$ - аннигиляции в покое показано, что модифицированная с учетом резонансов, модель Ферми может быть использована для описания неупругих реакций вблизи порога, т.е. вплоть до энергий, при которых в сечениях начинают проявляться пики в направлениях вперед или назад. Такие пики, как известно, предполагают когерентность вкладов различных резонансов прямого канала, что лежит уже за пределами возможностей чисто статистического описания.

Замечание Померанчука [10] касается возможности преодоления достаточно очевидного противоречия, присущего модели Ферми и состоящего в том, что, с одной стороны, для быстрого установления статистического равновесия в объеме взаимодействия V_0 образовавшиеся частицы должны взаимодействовать между собой (тем более, что они находятся друг от друга на расстоянии в пределах радиуса действия ядерных сил), а с другой стороны, для описания такой системы используется статистика невзаимодействующих частиц. Для преодоления этого противоречия было предложено рассматривать статистическую систему в другом объеме

$$V_p = n V_0 , \qquad (2)$$

в котором частицы уже не будут взаимодействовать. Это, естественно, приводит к иному поведению множественности и, что более важно, к иному поведению температуры, которая, в отличие от растущей с энергией температуры в модели Ферми, теперь постоянна и невелика. Предпринятое в последние годы детальное изучение экспериментальных данных по множественному рождению адронов на основе модели с расширяющимся объемом при энергиях до 30 Гэв показало, что модель Померанчука, при условии введения нового феноменологического параметра - коэффициента неупругости $K \sim 0,4$ имеет область применимости [11] .

Идея Померанчука о необходимости статистического описания системы адронов в объеме (3) подробно обсуждается в диссертации в связи с изучением физического содержания статистической бутстрап -

теории [12] , которая, на наш взгляд, показывает важность задачи выяснения некоторой динамической основы для построения статистических моделей. Как известно, роль динамического описания достаточно велика и в обычной статистической механике, где часто расчет различных макроскопических характеристик производится на основе использования информации о микроскопических взаимодействиях частиц, составляющих систему.

Результаты первых двух глав диссертации убедительно демонстрируют, что проблема статистического описания процессов множественного рождения адронов связана с необходимостью решения двух фундаментальных задач: с одной стороны, построить статистическую теорию адронного газа, т.е. научиться вычислять статистическую сумму систем сильновзаимодействующих частиц, а с другой стороны, зная статистические свойства адронного газа, описать процесс рассеяния адронов. Ясно, что эти задачи взаимосвязаны, и принципиально невозможно решить одну из них, не решив другой, поскольку статистическая сумма системы адронов существенно зависит от характеристик процессов рассеяния, которые мы, в свою очередь, намереваемся описать на основе знания статистической суммы. Такое положение требует одновременного рассмотрения обеих задач, и провести его в принципе можно было бы на основе S -матричной теории сильных взаимодействий, если считать, что резонансные состояния, дающие вклад в S -матрицу при высоких энергиях, и энергетические уровни, определяющие статистическую сумму $Z(T)$, асимптотически совпадают. Точное осуществление этой программы встречается, однако, с весьма серьезными трудностями, поэтому на первых порах имеет смысл рассмотреть возможности статистического описания взаимодействия адронов на основе конкретных динамических моделей для амплитуды рассеяния. В настоящей диссертации впервые рассмотрена такая задача -

статистический подход к проблеме множественного рождения адронов развивается здесь на основе дуальной резонансной модели, которая, как известно, позволяет записать выражение для многочастичной амплитуды в замкнутой форме (естественно, в определенном приближении). Диссертация состоит из шести глав, пять из которых посвящены развитию статистического подхода в теории множественного рождения адронов, а одна – вопросам дуальности в электромагнитных взаимодействиях адронов, введения и заключения.

В первой главе диссертации развивается статистическая модель для описания нуклон-антинуклонной аннигиляции в покое. В этом процессе статистическая система реализуется, по-видимому, в наиболее чистом виде, поскольку он сопровождается выделением количества энергии достаточного для образования довольно большого числа частиц и идет со стопроцентной неупругостью (рождаются только бозоны). Эти факты, а также то, что для аннигиляции в покое не приходится учитывать состояния с большими орбитальными моментами, позволяют надеяться на возможность описания процесса в рамках простейшей статистической модели, включающей в качестве конечных частиц также различные мезонные резонансы. При этом, правда, число фазовых интегралов, которые необходимо вычислять, становится огромным, поэтому для преодоления всех трудностей имеет смысл рассматривать частицы и резонансы принадлежащими соответствующим представлениям группы $SU(3)$.

Предполагая, что система, образовавшаяся в результате $N\bar{N}$ – аннигиляции в покое, распадается затем в различные допустимые законами сохранения конечные состояния с вероятностью, пропорциональной занимаемому ими фазовому объему, мы находим для вероятности образования n частиц следующее выражение:

$$W_n = V_0^{n-1} S_n G_n U_n(p,q)\, \sigma(E,n). \qquad (3)$$

Здесь V_0 определяется согласно (I), множитель S_n учитывает вырождение частиц по спину, $\sigma(E,n)$ – плотность уровней в конечном состоянии, а множитель G_n учитывает больцмановскую статистику частиц, причем тождественными считаются мультиплеты, обладающие одинаковым спином и пространственной четностью. Появление множителя $U_n(p,q)$ связано с требованием $SU(3)$ – инвариантности рассматриваемой амплитуды. Он представляет собой кратность, с которой данное $SU(3)$ – представление, задаваемое двумя числами (p,q), встречается в ряде Клебша – Гордана для произведения n соответствующих представлений [I3].

Вычисления, проведенные для случаев $p\bar{p}$ и $n\bar{p}$ – аннигиляции, приводят к результатам, хорошо согласующимся с существующими экспериментальными данными для средней множественности π -мезонов, для распределений по числу заряженных частиц и для относительных вероятностей различных каналов реакций [I4]. Обычная для моделей с фиксированным объемом трудность со слишком высокой относительной вероятностью рождения K -мезонов требует рассмотрения нарушения симметрии для соответствующих каналов. Дополнительный параметр, который появляется при этом, имеет вполне прозрачную интерпретацию, поскольку оказывается связанным с константой среднесильного взаимодействия, нарушающего $SU(3)$ – симметрию. Сравнение с результатами кварковой [I5] и статистической бутстрап-моделей [I6] показывает, что для основной массы характеристик процессов $p\bar{p}$ и $n\bar{p}$ – аннигиляции полученные в диссертации результаты лучше согласуются с экспериментальными данными.

Во второй главе диссертации исследованы физические основы важнейших результатов статистической бутстрап-модели [12] - о линейном по массе экспоненциальном росте адронного спектра и об ограниченности средних энергий вторичных частиц и показано, что они могут быть получены в моделях, вовсе не **удовлетворяющих** основным постулатам статистической бутстрап-теории. Выводы эти основаны на детальном анализе распадных и составных свойств адронных систем - файрболов, описываемых бутстрап - уравнением.

Изучено, в частности, поведение плотности уровней вида

$$\tau_p(P^2)=\sum_{n=2}^{\infty}\frac{(m_\pi)^n(nV_0)^{n-1}}{n!}\int\prod_{i=1}^{n}\frac{d^3p_i}{2p_{0i}}\,\delta^4\Big(P-\sum_{i=1}^{n}p_i\Big);\quad P^2=M^2;\ p_i^2=m_\pi^2 \qquad (4)$$

и найдено, что при $M\to\infty$ оно будет как в бутстрап-модели

$$\tau_p(M)\sim const\, M^{-3}\exp(cM), \qquad (5)$$

где c - некоторая константа. Это позволяет указать на класс моделей, в которых файрболы могут рассматриваться как газ свободных составляющих в импульсном пространстве аналогично модели Ферми с той лишь разницей, что для получения спектра вида (5) следует использовать расширяющийся объем (2), как в модели Померанчука [17]. При этом нет никакой необходимости в бутстрап - условии, а в качестве составляющих файрбола, которые появляются при распаде, рассматриваются только стабильные частицы.

В этой же главе исследовано точное решение статистического бутстрап-уравнения и показано, что конечные продукты распада файрболов, описываемых этим уравнением, образуют систему, эквивалентную идеальному газу π -мезонов в объеме взаимодействия, пропорциональном числу вторичных частиц [18]. Это замечание привело нас к формулировке обобщенной статистической бутстрап-модели как модели распадов файрболов, свободной от противоречий. Постулируя, что 1) любая адронная система в покое, распадающаяся на n составляющих, может быть представлена как свободный газ в объеме nV_0; 2) число степеней свободы сохраняется при переходе от одной системы (файрбол с объемом V_0) к другой (свободному газу адронов в объеме nV_0), мы приходим к уравнению для плотности уровней [19]

$$\tau(P^2)=\delta(P^2-m_\pi^2)+\sum_{n=2}^{\infty}\left(\frac{nV_0}{8\pi^3}\right)^{n-1}\frac{1}{n!}\int\prod_{i=1}^{n}d^4p_i\,\tau(p_i^2)\,\delta^4\Big(P-\sum_{i=1}^{n}p_i\Big). \qquad (6)$$

Если использовать известное определение статистической суммы $Z(\beta)$ как преобразования Лапласа плотности уровней $\tau(P^2)$, то уравнение (6) можно свести к алгебраическому уравнению, решение которого приводит также к экспоненциальному поведению $\tau(P^2)$ вида (5). Такое поведение плотности уровней определяется сингулярностью $Z(\beta)$ в комплексной плоскости β [20]. Однако здесь имеется ряд отличий от бутстрап-модели, которые подробно обсуждаются. Подчеркнем, что предложенное уравнение устанавливает законность описания системы вторичных адронов после их достаточного разлета, как микроканонического ансамбля свободных частиц. Другими словами, оно является исходным для чисто статистического описания, и любое отклонение от него на самом деле будет связано с выходом за рамки такого описания распадов.

Рассмотрение структурных свойств файрболов показало, что получить поведение плотности уровней вида (5) можно также, исходя из модели Ферми, если $\tau(P^2)$ записать в переменных линейной, каскадной распадной цепочки $P_i=\sum_{\ell=1}^{i}p_\ell\ (i=1,2,\dots,n)\ P_i^2=M_i^2$ и сделать предположение о равнораспределении по квадрированным кластерным массам M_i^2, а не по их первым степеням. При этом составляющие, импульсы которых - p_ℓ, будут уже не свободными, а взаимодействующими. Мы вводим между ними сильные корреляции в импульсном пространстве. Причем корреляции должны быть как раз такими, которые имеют место в процессах рождения адронов через промежуточные резонансы, лежащие на линейных по переменной S траекториях Редже [17] . В противоположность модели Померанчука статистическая модель в Редже-пространстве не нуждается в концепции объема взаимодействия в координатном пространстве. Процесс рождения частиц в такой модели полностью определяется законом композиции файрбола в терминах составляющих, связанных с резонансами, спектр которых задается линейными траекториями Редже.

Третья глава диссертации посвящена изложению статистического метода изучения свойств дуальных резонансов. Известно, что при исследовании свойств многочастичных дуальных амплитуд удобно использовать операторный формализм, основанный на введении бесконечного набора осцилляторных операторов [21] . С помощью этих операторов определяются вершинный оператор $\bar{V}(p)$ и пропагатор $\mathcal{D}(\alpha(s))$, а сама n -частичная амплитуда записывается тогда как

$$B_n(p_1,\dots,p_n)=\langle 0|\bar{V}(p_2)\mathcal{D}\bar{V}(p_3)\dots\mathcal{D}\bar{V}(p_{n-1})|0\rangle\,, \qquad (7)$$

где вакуумное состояние $|0\rangle$ соответствует нижайшей скалярной частице, а возбужденные резонансные состояния $|R_i\rangle$ с массой M такой, что $\alpha(M^2)=\alpha(0)+\alpha' M^2=N$, строятся действием на основное состояние соответствующего числа операторов рождения. Резонансные состояния являются собственными состояниями оператора H , который играет роль гамильтониана,

$$H|R_i\rangle=N|R_i\rangle\,;\quad i=1,2,\dots,d(N)\,, \qquad (8)$$

причем они являются вырожденными, т.е. одному и тому же собственному значению N соответствует $d(N)$ различных резонансов. Предварительные оценки показали, что вырождение при больших значениях N растет экспоненциально [22] . Такая огромная вырожденность

резонансного спектра в дуальных моделях делает естественным и даже необходимым использование методов статистической механики для изучения свойств дуальных резонансов и средних характеристик процессов рассеяния.

Исходным моментом нашего статистического описания будет выражение (8). Систему из $d(N)$ – резонансов, для которой фиксированное значение $\alpha(s)=N$ играет (согласно (8)) роль энергии, будем предполагать образующей микроканонический ансамбль. Тогда простая термодинамическая модель для осцилляторных возбуждений позволяет решить интересную задачу о распределении спинов дуальных резонансов [23] . То, что этот вопрос требует специального изучения, ясно уже хотя бы из того, что полное число состояний растет с N экспоненциально, а число различных спиновых состояний только линейно, значит, спиновые состояния являются также сильно вырожденными. Вычисления показывают, что средний спин резонансов данной массы ведет себя как $\bar{\ell}\sim\sqrt{N}\approx\sqrt{S}$. Этот результат является достаточно неожиданным, поскольку оказалось, что вместо бесконечной последовательности линейных траекторий, определяющих амплитуду при получении усредненных результатов, "работает эффективная" нелинейная траектория.

Число состояний на уровне N в рамках развиваемого подхода будет определяться выражением [24]

$$d(N)=\frac{1}{2\pi i}\oint dz\, z^{-N-1}\,\mathrm{Sp}\, z^H\,, \qquad (9)$$

где след берется по фоковскому пространству осцилляторных возбуждений, а интегрирование ведется в комплексной плоскости z по замкнутому контуру, охватывающему точку $z=0$. Вычисление интеграла в (9) по методу перевала приводит к более точному, по сравнению с результатами [22] , выражению для $d(N)$, которое имеет вид, подобный (3). Такое специфическое поведение числа состояний в дуальной резонансной модели оказывается тесно связанным со свойствами дуальности и не зависит от конкретной формы дуальной амплитуды. Изучение поведения числа состояний в более реалистической дуальной модели Невё-Шварца приводит к такому же результату [25].

Проведенное в этой главе подробное рассмотрение системы дуальных резонансов данного уровня N показывает, что для произвольной физической величины, характеризуемой оператором A, можно ввести средние по всем состояниям такого уровня, которые будут определяться как

$$\langle A\rangle_N = \frac{\sum_{R\in N}\langle R|A|R\rangle}{\sum_{R\in N}\langle R|R\rangle} = \frac{1}{2\pi i\, d(N)}\oint dz\, z^{-N-1}\, Sp(z^H A). \qquad (10)$$

Это выражение является обычным определением средних в микроканоническом ансамбле. Однако для некоторых операторов A вычисление средних (10) можно проводить, используя метод перевала, т.е. переходя тем самым к каноническому описанию. В частности, такой переход удобно осуществить при нахождении функции распределения по спинам дуальных резонансов [26]. Отметим также, что вычисление среднего числа осцилляторных возбуждений, согласно (10), приводит к обычному распределению Бозе-Эйнштейна [24].

Результаты третьей главы диссертации свидетельствуют о том, что в рамках дуальной резонансной модели существует объект, который можно рассматривать как статистическую систему, причем плотность уровней этой системы ведет себя также как плотность уровней, вычисленная в статистической бутстрап-модели. Однако в противоположность последней она устанавливает просто точки в импульсном пространстве, на которых определена дуальная амплитуда, и не определяет всех физических следствий. Так, например, для вычисления свойств распада

адронных систем в дуальной модели необходимо использовать вершинный оператор. Кроме того, динамическая информация, содержащаяся в дуальных моделях, проявляет себя при вычислении различных средних характеристик систем дуальных резонансов еще и в том, по каким состояниям дуальной модели проводится статистическое усреднение.

Проведенное в четвертой главе изучение свойств распада тяжелых резонансов в дуальной модели показывает, что эта модель дает такое динамическое описание, которое при высоких энергиях может быть естественным образом сформулировано на языке статистической механики и может послужить основой для развития статистического подхода к проблеме множественного рождения адронов. Вероятность распада резонансов уровня N_1 на резонансы уровня N_2 и низшую скалярную частицу (условно π -мезон) задается в таком подходе выражением [27]

$$W \sim \frac{1}{(2\pi i)^2 d(N_1)}\oint\oint dx\, dy\, x^{-N_1-1} y^{-N_2-1}\, Sp\left(x^H V(p)\, y^H V^+(p)\right). \qquad (11)$$

Вычисление интегралов в (11) по методу перевала при $N_1, N_2 \to \infty$ приводит к больцмановскому распределению для энергий вторичных π -мезонов с некоторой эффективной температурой. Непосредственными следствиями такого распределения являются: а) ограниченность средних значений энергии вторичных π -мезонов, вылетающих при распаде; б) ограниченность полной ширины распадов тяжелых резонансов массы M с испусканием π -мезонов при $M \to \infty$; в) рост полного числа вторичных π -мезонов пропорционально массе распадающегося тяжелого резонанса. Подобные свойства распада являются характерными для статистически равновесных адронных кластеров-файрболов.

Процедура усреднения, которую мы используем в развиваемом статистическом подходе, позволяет легко понять, что рассмотрение вероятности распада $R_1 \to R_2 + \pi$ связано с изучением вклада однопетлевой дуальной диаграммы с двумя невозбужденными концами. При этом один из пропагаторов содержит состояния, соответствующие начальному резонансу, а другой – конечному. С этой точки зрения представляет интерес вычисление вероятности распада, соответствующего вкладу неплоских однопетлевых графиков. Выражение, которое при этом приходится рассматривать, отличается от (II) наличием твистинг-операторов [21] . Вычисления, однако, показывают, что и в этом случае основные свойства спектра мезонов распада полностью определяются множителем $d(N_2)/d(N_1)$, приводящим к появлению больцмановского фактора с той же, что и при вычислении (II), эффективной температурой [28] .

Адронные системы, обладающие свойствами, аналогичными усредненному дуальному резонансу, вводятся во многих моделях множественного рождения частиц. Однако вопрос о механизме образования таких систем решается в этих моделях в основном феноменологически. Дуальная резонансная модель имеет в этом вопросе несомненное преимущество. В рамках статистического подхода она позволяет дать ответ на вопросы: как описать системы, возникающие в адронных реакциях непосредственно после столкновения, и как могли бы появляться файрболы в адронных реакциях? Решение этих вопросов, как и объяснение, например, наблюдаемого экспериментально факта выделенности оси соударений, оказывается связанным с одним обстоятельством, присущим именно дуальным моделям, и неучитывавшимся в предыдущих вычислениях. Все усреднения мы проводили, используя полный (экспоненциальный) спектр состояний, который возникает

при факторизации дуальных амплитуд с помощью бесконечного набора осцилляторных операторов. Однако в дуальных амплитудах с фиксированным числом внешних линий вырождение существенно меньше экспоненциального и растет только степенным образом (причем степень определяется числом внешних линий). Этот важный факт, отмеченный впервые в работе [29] , в принципе означает, что в дуальной резонансной модели существуют некоторые динамические правила отбора, которые необходимо учитывать и в статистическом подходе.

Основываясь на этом замечании, мы вводим новый тип средних характеристик в дуальной модели – динамические средние [30] , которые для физической величины, характеризуемой оператором A , определяются в виде

$$\langle\langle A \rangle\rangle_N = \frac{(1/2\pi i)^2 \oint\oint dx\,dy\, x^{-N-1} y^{-N-1} \langle 0 | \bar{V}(p)\, x^{H} A\, y^{H}\, V^{+}(p) | 0 \rangle}{(1/2\pi i) \oint dx\, x^{-N-1} \langle 0 | \bar{V}(p)\, x^{H}\, V^{+}(p) | 0 \rangle} . \tag{I2}$$

Средние (I2) отличаются от средних (I0), при вычислении которых каждое резонансное состояние входит с одинаковым весом, тем, что при динамическом усреднении появляются те резонансные состояния данного уровня, которые могут связываться с двумя нижайшими состояниями. Это приводит к тому, что усреднение (I2) проводится с весом, пропорциональным квадрату константы связи возбужденного состояния с двумя нижайшими состояниями. Динамические средние позволяют находить средние характеристики адронных систем, образующихся непосредственно в результате столкновения двух начальных частиц. Характеристики таких систем существенно отличаются от свойств файрболов. В частности, распределение по энергии вылетающего при распаде таких систем π -мезона не имеет больцмановского обрезания, его средняя энергия, естественно, не ограничена и растет с увеличением начальной энергии, а распределение по импульсам - существенно анизотропно. Характерной чертой средних чисел заполнения при таком усреднении является неравномерность распределения их по осцилляторным модам.

Экспоненциальный рост плотности адронных состояний в дуальной резонансной модели заставляет нас в пятой главе рассмотреть термодинамическое содержание этой модели, поскольку подобный рост является фактически быстрейшим из всех возможных, еще совместных с термодинамическим описанием. Если в природе действительно реализуется подобное свойство адронного спектра, то с точки зрения статистической бутстрап-модели оно, как известно, ведет к существованию абсолютной предельной температуры [I2] . Развитый в предыдущих главах статистический подход показывает, что в дуальной резонансной модели с термодинамической точки зрения существуют два типа адронных систем: I) файрболы-объекты с ограниченной температурой распада; 2) динамические адронные системы-объекты,имеющие неограниченную температуру распада и некоторые свойства,характерные для неравновесных статистических систем. При последовательном излучении вторичных частиц динамическая система, которая генерируется непосредственно после столкновения, может, изменяя свои свойства, перейти в файрбол.

Различные оценки, сделанные в этой главе, позволяют заключить, что при статистическом описании дуальных резонансных моделей предельная температура, несмотря на общность некоторых результатов с результатами статистической бутстрап-модели, отсутствует. Параметр T_0 , появляющийся в выражении для плотности дуальных уровней, играет роль некоторой критической температуры, которая является максимальной температурой для файрболов и минимальной для динамических систем. Подобная картина имеет место в модели Померанчука

[I0] и в гидродинамической модели Ландау [3I] , где адронная система, находящаяся на пороге образования конечных частиц, характеризуется фиксированной температурой, не зависящей от начальной энергии и являющейся температурой распада системы. В этих моделях также непосредственно после взаимодействия адронов возникает система, температура которой может быть сколь угодно большой с ростом начальной энергии, а затем эта система остывает до"критической" температуры. Правда, в отличие от моделей Ландау и Померанчука,процесс "остывания" динамической системы в картине, основанной на дуальной резонансной модели, сопровождается испусканием конечных частиц [I7] .

В этой же главе обсуждается качественная картина процессов множественного рождения, которая следует из статистического рассмотрения дуальных резонансных моделей. Мы приходим к возможности существования двух стадий в процессах множественного рождения: неизотропного распада, соответствующего стадии формирования файрбола,и изотропного распада самого файрбола. Проводится сравнение с другими моделями множественного рождения и делаются оценки поведения некоторых физических характеристик для таких процессов в предлагаемой картине.

Экспериментальные данные по неупругим взаимодействиям при высоких энергиях показали в последнее время [32] , что вероятность рождения частиц с большими поперечными импульсами намного больше, чем можно было бы ожидать из простой экстраполяции данных, полученных при низких энергиях. Экспоненциальная функция линейная или квадратичная по $P_\perp$, хорошо работающая в области низких $P_\perp$, оказывается не в состоянии описать наблюдаемые сечения во всем интервале $P_\perp$, получаемых в последних экспериментах. В пятой главе диссертации предлагается механизм в гидродинамической модели, позволяющий качественно объяснить экспериментальные данные о распределении вторичных частиц по поперечным импульсам. Обобщение гидродинамической модели при этом состоит в допущении, что частицы могут появляться не только на стадии разлета при $T=T_{кр}$, но и благодаря излучению (по крайней мере, небольшой доли) частиц на стадии гидродинамического расширения при температурах $T_{кр}<T\leq T_{in}$.

В рамках одномерного приближения распределение вторичных частиц (π -мезонов) в поперечном направлении по энергиям $E_\pi = \sqrt{p_\perp^2+m_\pi^2}$ будет тогда иметь следующий вид [33]:

$$f(E_\pi)=f_{разл}(E_\pi)+f_{исп}(E_\pi)=C_1 \exp(-E_\pi/T_{кр})+C_2\int_{T_{кр}}^{T_{in}}\varphi(T)\exp(-E_\pi/T)\,dT. \quad (13)$$

Первое слагаемое в (13) соответствует частицам, образовавшимся на стадии разлета при $T=T_{кр}\simeq m_\pi$, и, как известно, хорошо описывает экспериментальные данные для $p_\perp<2$ ГэВ/с. Второе слагаемое отвечает испарению, и хотя число испарившихся частиц мало по сравнению с общим числом вторичных частиц, т.е. эксперимент показывает, что $C_1\gg C_2$, они будут иметь большие тепловые импульсы, и при больших поперечных импульсах могут давать доминирующий вклад в распределение по $p_\perp$.

Аналогия с обычным процессом испарения приводит к тому, что весовая функция $\varphi(T)$ будет пропорциональна суммарной площади свободной поверхности всех гидродинамических элементов, имеющих в разных точках пространства x в моменты времени t температуру T. Находя таким путем $\varphi(T)$, мы для случая обобщенного уравнения состояния $p=c_0^2\varepsilon$ [34] получаем асимптотическое выражение для испарительной части (13) в виде

$$f_{исп}(p_\perp)\sim p_\perp^{-\frac{2}{c_0^2}+1}\exp\left[-\mathrm{const}\, p_\perp/s^{c_0^2/(1+c_0^2)}\right]. \quad (14)$$

Выполненное в пятой главе сравнение с экспериментальными данными показывает, что подобный учет эффекта испарения приводит к вполне удовлетворительным результатам.

Материал шестой главы диссертации не связан с результатами предшествующих глав, он посвящен рассмотрению некоторых вопросов дуальности для амплитуд виртуального комптоновского рассеяния. Примечательным результатом этой главы нам представляется вывод об эквивалентности описаний масштабно-инвариантного поведения комптоновских амплитуд рассеяния на языке партонной модели и на языке модели обобщенной векторной доминантности. Этот вывод следует из анализа предложенного в [35] дуального механизма генерации фиксированных полюсов в "слабых" амплитудах. Дуальный механизм позволяет получить также ряд интересных указаний о q^2 -зависимости вычетов фиксированных полюсов. Так, например, при учете дуального механизма не будет уже известных корреляций [36] между полиномиальным по q^2 поведением вычетов фиксированных полюсов комптоновских амплитуд и их отсутствием в амплитудах фоторождения. Кроме того, в этой же главе на основе правил сумм для амплитуд виртуального комптоновского рассеяния выясняется роль фиксированных полюсов в генерации масштабно-инвариантного поведения у этих амплитуд [37]. Заметим, что заключение о существовании эквивалентности описания в рамках модели обобщенной векторной доминантности и партонной модели в последнее время неоднократно обсуждалось в связи с идеей дуальности по переменной q^2 в электромагнитных взаимодействиях адронов [38].

В Заключении кратко перечисляются основные результаты диссертации. Они неоднократно докладывались на всесоюзных и международных конференциях, совещаниях, проблемных семинарах и школах и опубликованы в работах [I3,I4,I7-I9,23-25,27,28,30,33,35,37] .

Литература:

1. E.L. Feinberg, Phys.Lett., 5C, 238 (1972)
2. A.A. Logunov, M.A. Mestvirishvili, Nguyen Van Hien, Phys.Lett., 25B, 611 (1967)
3. Р.М.Мурадян, препринт ОИЯИ Р2-6762, Дубна, 1972
4. F. Schmidt et.al., Phys.Lett., 45B, 157 (1974)
5. S. Frautschi, Nuovo Cim., 12A, 133 (1972)
6. T. Ericson, T.Mayer-Kuckuk, Ann.Rev.Nucl.Sci., 16.183 (1966)
7. W. Heisenberg, Zs.Phys., 101,533 (1936)
8. E. Fermi, Progr.Theor.Phys., 5, 570 (1950) Phys.Rev., 92,452 (1953) 93, 1434 (1954)
9. S.Belenky, Nucl.Phys. 2, 259 (1956)
10. И.Я.Померанчук, ДАН СССР, 78, 889 (I95I)
11. Е.Л.Фейнберг, УФН, I04, 529 (I97I)
12. R.Hagedorn, Nuovo Cim. Suppl., 3, 147 (1965) S.Frautschi, Phys.Rev., 3D, 2821 (1971)
13. V.Barashenkov, G. Zinovjev, Fortsch. der Phys., 16,719 (1968)
14. V.Barashenkov, V. Maltsev, G. Zinovjev, Acta Phys.Pol, 33 315 (1968)
15. H. Rubinstein, J.Stern, Phys.Lett. 21,447 (1966)
16. C.Hamer, Nuovo Cim., 12A, 162 (1972)
17. M.Gorenstein, V. Miransky, H.Satz, V.Shelest, G. Zinovjev, Nucl.Phys. B76, 453 (1974)

18. М.И.Горенштейн, Г.М.Зиновьев, В.А.Миранский, В.П.Шелест, Письма в ЖЭТФ, I7, 637 (1973).
19. M. Gorenstein, V.Miransky, V.Shelest, G.Zinovjev, Phys.Lett 45B, 475 (1973)
20. W. Nahm, Nucl.Phys., B45, 525 (1972)
21. V. Alessandrini, D.Amati, M. Le Bellac, D Olive, Phys.Lett. 1C, 272 (1971)
22. S. Fubini, G. Veneziano, Nuovo Cim. 64A, 811 (1969)
23. K. Bardakci, I. Mandelstam, Phys.Rev., 184, 1640 (1969)
23. M. Gorenstein, V. Makarov, V. Miransky, V. Shelest G. Zinovjev, Lett. Nuovo Cim. 3, 347 (1972)
24. М.И.Горенштейн, Г.М.Зиновьев, В.А.Миранский, Б.В.Струминский, В.П.Шелест, ЯФ, I8, II22 (1973)
25. M. Gorenstein, V. Shelest, Yu. Sitenko, G. Zinovjev, preprint ITP, 73-62E, Kiev (1973)
26. B. Struminsky, Lett. Nuovo Cim. 3, 666 (1972)
27. V. Miransky, V. Shelest, B. Struminsky, G. Zinovjev, Phys. Lett. 43B, 73 (1973)
28. V. Makarov, M. Miransky, V. Shelest, G. Zinovjev, Lett Nuovo Cim. 8, 151 (1973)
29. А.Н.Квинихидзе, Б.Марковски, Д.Стоянов, А.Н.Тавхелидзе, ТМФ, 6, I66 (I97I)
30. M. Gorenstein, V. Miransky, V. Shelest, B. Struminsky, G. Zinovjev, Lett. Nuovo Cim., 6, 325 (1973)
31. Л.Д.Ландау, Изв. АН СССР, сер.физ. I7, 5I (I953)
32. S. Ellis, preprint CERN TH-1874 (1974)
33. M. Gorenstein, G. Zinovjev, O. Pavlenko, preprint ITP 74-48E

34. Г.А.Милехин.Труды Межд.конф.по косм.лучам.,т.I,223, М.,I960.
35. V. Miransky, V. Shelest, G. Zinovjev, Nucl.Phys. B44, 460 (1972)
36. T. Cheng. W. Tung, Phys.Rev.Lett., 24, 1141 (1970)
37. V. Miransky, V. Shelest, G. Zinovjev, Phys.Lett. 35B, 222 (1971)
38. J. Sakurai, preprint UCLA/73/TEP/90, 1973

Рукопись поступила в издательский отдел
23 января I975 года.