

К СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ

А. А. Тюткин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан критический обзор основных работ по статистической теории множественного рождения частиц. Поставлен вопрос об однозначности общего решения проблемы на основе принципов статистической физики. Доказана необходимость учета одномерного и теплового расширения системы, и на этой основе получено общее соотношение по множественности процесса.

The basic investigations on the statistical theory of multiple particle production are surveyed. The problem is raised on the unambiguity of the general solution of the problem by basing on the principles of statistical physics. The necessity to take into account the one-dimensional and thermal expansion of a hadron cluster is proved. As a result, a general relation for multiplicity has been obtained.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы при обсуждении более точных экспериментальных данных по множественному рождению частиц вновь обращено внимание на статистическую модель описания этого процесса. Вопреки ожиданиям термодинамический подход удовлетворительно отражает весьма общие свойства процессов даже при сравнительно невысокой множественности частиц в области энергий 10^{10} — $5 \cdot 10^{11}$ эв, достигнутой на современных ускорителях [1, 2]. Некоторые систематические расхождения с экспериментальными данными обычно пытаются устранять разнообразными видоизменениями первоначально возникших вариантов статистической модели. Однако от статистической теории множественного рождения вряд ли следует требовать высокой точности описания всех деталей сложного процесса. Гораздо важнее сделать однозначные и убедительные выводы на основе простейшей статистической модели, чем усложнением модели пытаться конкурировать с современными квантовополевыми теориями описания неупругих взаимодействий адронов. Вместо противопоставления здесь требуется совместный анализ, который позволил бы выделить определенные проблемы квантовой теории поля, допускающие

статистическую трактовку, и тем самым продвинуться вперед в решении принципиального вопроса о соотношении динамических и статистических начал в элементарном акте взаимодействия адронов.

Однако решению этой важнейшей задачи не способствует существующее в настоящее время разнообразие вариантов статистического описания множественного процесса. Как можно убедиться на материале написанных в разные годы обзоров [4—5], прошедшая за двадцать последних лет эволюция статистической модели взаимодействия элементарных частиц привела к явному возрастанию энтропии самой системы исходных положений. Расхождение предсказаний, сделанных на основе различных равноправных вариантов статистического подхода, вносит определенные трудности в получение однозначных выводов о свойствах элементарного акта взаимодействия частиц, допускающих статистическую и гидродинамическую трактовку. Очевидно, получению однозначных выводов о таких свойствах взаимодействия должно предшествовать проведение большой работы по выяснению причин расхождения различных подходов и выработке затем единой статистической концепции описания возникающего при столкновениях возбужденного состояния адронного вещества. Немалый интерес в связи с этим представляют рассматриваемые в настоящей статье расхождения, возникшие уже на раннем этапе построения статистической теории множественной генерации частиц.

Прежде всего, исходя из анализа первых работ этого направления, следует наметить стержневую линию общих физических положений для вполне определенного и ограниченного применения принципов статистической физики к возбужденным сгусткам адронного вещества, возникающим при столкновении двух адронов. Статистическая физика едина, и она должна давать только одно общее решение поставленной задачи описания множественного рождения частиц в приближении статистически равновесного излучения. Как будет видно из дальнейшего анализа, работы, положившие начало статистической теории множественного рождения, не привели к достаточно общей и строгой формулировке задачи статистического описания этого процесса. В то же время проблема приложения принципов статистической физики к этой новой задаче должна получить однозначное решение внутри самой теории еще до обращения к эксперименту. И только окончательно сформулированное внутри статистической теории решение должно обладать полным правом представлять эту теорию на строгий суд экспериментальной проверки. Но даже и в этом случае следует проявлять большую осторожность с выводами.

Если, как это было до сих пор, проверяемое решение кроме общих принципов статистики основывается также и на определенных модельных соображениях об описываемом процессе рождения

частиц, то необходимо выяснить причастность конкретных свойств модели к полученному согласию с определенными экспериментальными найденными характеристиками процесса. В противном случае согласие с экспериментом, обусловленное использованием общего принципа статистической физики, можно ошибочно принять и за подтверждение модели в целом. Как будет показано ниже, такого рода выводы делались при проверке гидродинамической модели множественного рождения частиц.

1. РАЗВИТИЕ СТАТИСТИЧЕСКОГО ПОДХОДА

Как известно, основополагающее значение для развития всего термодинамического направления в теории множественного рождения частиц сыграла работа Ферми [6] *. В $Ц$ -системе до момента столкновения нуклоны представляют собой два движущихся навстречу друг другу лоренцево сжатых диска. Объем каждого такого диска равен $V_0 M/E_c$, где V_0 и M — объем и масса покоящегося нуклона, E_c — полная энергия нуклона в $Ц$ -системе. Согласно Ферми, сильное взаимодействие между нуклонами в момент столкновения делает их взаимно непроницаемыми, поэтому «лобовое» столкновение ведет к остановке в $Ц$ -системе всего вещества нуклонов и выделению всей энергии сталкивающихся нуклонов в малом объеме, который Ферми принял следующим: $V_F = V_0 M/E_c$. Приравнивая этот объем двух остановившихся нуклонов к объему одного нуклона до столкновения, Ферми помимо начального лоренцева сжатия фактически учитывает дополнительное сжатие нуклонов, происходящее в процессе самого столкновения частиц. Действительно, после соприкосновения и остановки вещества передних плоскостей нуклонных дисков, нуклонное вещество, ограниченное задними плоскостями нуклонов, продолжает движение с прежней скоростью навстречу друг другу, что и должно не менее чем в два раза сократить первоначальный объем лоренцево сжатых нуклонов. Далее Ферми делает предположение, что вся энергия столкновения, выделившаяся в объеме V_F , переходит в излучение ядерно-активных частиц.

Принципиальные трудности квантовой теории сильного взаимодействия не позволяют получить основные характеристики этого излучения: среднее число частиц, их состав и спектральное распределение. Основная физическая идея работы Ферми состоит

* Следует отметить, что вопрос о множественном образовании мезонов первоначально был поставлен Гейзенбергом [7] в 1936 г. Ценное замечание о преобладающем значении статистического веса состояния для многочастичных процессов было сделано Ватагиным в 1943 г. [8]. Как отмечено в работе [6], зачатки термодинамического подхода содержались в работе Гейзенберга [9], в которой вводилось понятие о турбулентности возбужденной ядерной материи.

в предположении возможности предсказания этих характеристик возникающего излучения на основе общих принципов статистической физики, так как из-за большой интенсивности ядерного взаимодействия есть основания ожидать установления статистического равновесия по всем степеням свободы рассматриваемого сгустка ядерной материи.

Идея о равновесности ожидаемого излучения легла в основу всех остальных работ этого направления. Конкретные же соображения Ферми об определяющей роли статистического равновесия, возникающего уже в начальном объеме возбужденной системы, а также его предположение о превращении всей энергии столкновения в энергию хаотического движения излученных частиц вполне обоснованно были отвергнуты уже на следующих этапах развития статистической теории множественного рождения.

Именно большая константа взаимодействия, исключая возможность расчета множественного акта рождения частиц по теории возмущений, дает основание при вычислении вероятности рождения N адронов пренебречь влиянием константы взаимодействия и ограничиться учетом только статистических факторов. Здесь следует подчеркнуть, что сама исходная идея Ферми о достижении статистического равновесия в возбужденном сгустке ядерной материи вовсе не предполагает обязательного рождения большого числа частиц *. Учет статистических факторов всегда входит составной частью в квантовомеханический расчет процесса взаимодействия нуклонов. Весь вопрос в том, достаточно ли учета только равновесного распределения по степеням свободы системы или же в статистическом ансамбле независимых наблюдений актов генерации частиц проявятся и другие факторы. Например, дополнительный учет зависимости матричного элемента перехода от кинетической энергии образующегося пиона необходим для того, чтобы правильно описать возрастание сечений вблизи порога мезообразования. Деление энергии на несколько вновь образующихся пионов уменьшает влияние подобных факторов, повышает обоснованность учета только статистических весов различных конечных состояний системы.

Следующий раздел работы Ферми был посвящен статистической теории сравнительно умеренных энергий, при которых образуются всего несколько частиц. Вычисление соответствующих

* По этой причине в работе Ферми статистический подход рассматривается сначала применительно к малой энергии, достаточной для рождения лишь одного пиона. На основе проведенного расчета Ферми удалось дать удовлетворительную оценку соотношения вероятностей упругого и неупругого взаимодействия протонов с нуклонами при энергии 345 Мэв. Хорошее согласие с экспериментом было получено для предсказанного относительного выхода положительных и отрицательных пионов при бомбардировке ядер углерода протонами.

статистических весов позволило автору получить распределение по числу образующихся пионов и определить вероятность образования нуклон-антинуклонных пар.

Однако при крайне высоких энергиях большая плотность энергии приводит к высокой множественности процесса образования адронов и определение соответствующих статистических весов превращается в сложную вычислительную задачу. Рассматривая этот случай в заключительной части статьи, Ферми предлагает обойти эти технические затруднения, используя термодинамические методы вычисления средних величин*.

Ультрарелятивистские скорости образующихся частиц позволяют пренебречь массой покоя частиц и после введения статистических множителей, учитывающих число зарядовых и спиновых состояний частиц одного типа, применить соотношения для излучения черного тела. В частности, статистический вес для пионов равен 3, а для нуклонов и антинуклонов он равен 8, что и привело при высокой температуре к преобладанию нуклон-антинуклонных пар. Температура пропорциональна корню четвертой степени из плотности энергии

$$T \sim (2E_c/V_F)^{1/4}.$$

В свою очередь, плотность энтропии пропорциональна T^3 . Поэтому среднее число образующихся частиц, определяемое полной энтропией системы, пропорционально

$$N \sim (2E_c)^{3/4} V_F^{1/4} = (V_0 M)^{1/4} E_c^{1/2}.$$

Объем нуклона V_0 был принят равным объему шара с радиусом $R = 1/m$, где m — масса пиона. Соответственно средняя множественность

$$N \approx g (2E_c/M)^{1/2},$$

где постоянная g зависит от статистических весов образующихся частиц. Однако Ферми подчеркивал некоторую произвольность сделанного выбора и считал радиус нуклона единственным свободным параметром, который должен быть определен из анализа экспериментальных результатов.

В то же время не вызывавший сомнений автора выбор лоренцево сжатого нуклона в качестве объема равновесной системы излучения предопределял высокую температуру и соответственно преобладание нуклон-антинуклонных пар в составе частиц,

* На самом же деле переход к термодинамическому описанию означал и изменение принципиальной стороны проблемы. Описание с помощью статистических весов в рамках квантовой механики подразумевало сохранение энтропии замкнутой системы. Термодинамическое же приближение исходит из скачка энтропии системы в момент соударения частиц. Эти вопросы обсуждаются в работах [1, 10].

рожденных при сверхвысоких энергиях. Но именно в этом пункте предложенное Ферми решение термодинамической задачи множественного рождения оказалось неверным.

В 1951 г. И. Я. Померанчук [11] обратил внимание на неправомерность использования лоренцево сжатого объема для определения термодинамически равновесной системы образующихся в столкновении частиц. В последующей стадии расширения первоначального объема должно происходить дальнейшее возрастание числа вторичных частиц. Поэтому теоретическое предсказание наблюдаемого числа частиц должно, по мнению автора, исходить из термодинамического равновесия в достаточно большом объеме, когда вторичное взаимодействие с образованием новых частиц становится пренебрежимо малым. В качестве такого критического объема И. Я. Померанчук вполне обоснованно выбрал объем $V_k = V_0 N$, при котором среднее расстояние между частицами становится порядка радиуса взаимодействия частиц $1/m$. Выбранной критической плотности частиц отвечали низкая температура разлета $T_k \approx m$ и соответственно линейный рост множественности от энергии в системе центра масс $2E_c$, постоянство средней энергии частиц в ливне, а также значительное преобладание пионной компоненты в спектре масс частиц при любых сколь угодно больших энергиях. Иначе говоря, по всем наблюдаемым параметрам ливня предсказания работы И. Я. Померанчука самым кардинальным образом расходились с результатами расчетов Ферми.

После этой работы стала очевидной неполнота решенной Ферми задачи. Действительно, нет никаких оснований пренебрегать взаимодействием частиц в стадии расширения первоначального объема возбужденной системы адронного вещества. Однако следует отметить, что в работе Ферми по этому вопросу не содержалось каких-либо явно противоположных утверждений или высказываний предположительного характера о незначительности вторичного взаимодействия разлетающихся частиц. Формулируя постановку задачи, Ферми следующим образом отметил сам факт существования стадии расширения рассматриваемого сгустка ядерного вещества:

«Так как в пионном поле взаимодействие велико, то можно ожидать, что энергия быстро распределится по присущим данному объему степеням свободы согласно статистическим законам. Тогда вероятность рождения в этом малом объеме определенного числа пионов с данным энергетическим распределением может быть вычислена статистически. При этом предполагается, что область концентрации энергии будет быстро расплываться и частицы, в которые преобразовалась энергия, будут вылетать по всем направлениям» [6а, с. 466].

Из этого имеющегося в работе единственного высказывания относительно стадии расширения следует, что автор просто не

предполагал возможности изменения на стадии расширения объема первоначально возникшего статистически равновесного распределения частиц. В другой работе Ферми более определенно высказывается, что в основе его расчета лежит предположение о том, «что для реакции является существенным только то время, когда концентрация энергии наиболее высока, и что достигнутое на этой стадии равновесие будет «заморожено» прежде, чем произойдет заметное увеличение объема» [6а, с. 482].

Отмеченное упущение устранялось в работе И. Я. Померанчука в полном соответствии с исходными положениями поставленной Ферми задачи и принципами статистической физики. Так, в соответствии с работой Ферми предполагалось, что вся энергия сталкивающихся частиц претерпевает превращение в энергию хаотического движения образующихся частиц. По этой причине и расширение объема системы принималось равномерным по всем направлениям в \mathcal{C} -системе.

Таким образом, только предложенное И. Я. Померанчуком последовательное решение поставленной Ферми задачи, казалось бы, могло претендовать на право представлять термодинамический подход на суд экспериментальной проверки, а результаты проведенных Ферми расчетов должны быть отвергнуты по отмеченным выше теоретическим соображениям без всякой апелляции к эксперименту.

Однако и решение И. Я. Померанчука, оказалось, не имеет всех оснований представлять термодинамическую теорию множественного образования адронов. И в этом можно убедиться, также не обращаясь к эксперименту, теоретически установив физическую неосуществимость принятой Ферми и И. Я. Померанчуком начальной стадии термодинамической системы [12]. Действительно, сконцентрированная в одномерно сжатом объеме $V_F = V_0 M/E_c$ энергия не может перейти в несколько хаотически движущихся адронов, так как в начальном объеме V_F невозможно разместить и одну движущуюся в произвольном направлении частицу. Совершенно очевидно, что существенный вклад должно вносить одномерное расширение системы в направлении первоначального движения сталкивающихся нуклонов. Следовательно, определенная часть энергии должна оставаться в обратимом процессе. В момент столкновения при сжатии нуклонов эта часть энергии соударения переходит в потенциальную энергию упругих свойств адронного вещества.

Приняв же тезис о включении всей энергии соударения в необратимый процесс излучения адронов, И. Я. Померанчук получил завышенную зависимость множественности от энергии. Обсуждая явно противоречащий предсказанной множественности случай регистрации ливня в эмульсии (звезда Шайна с энергией 30 $G\text{эв}$), он объяснял это расхождение нецентральностью соударе-

ния*. Ту же звезду Ферми рассматривал как подтверждение своего расчета множественности, основанного на предположении о «замораживании» термодинамического равновесия в лоренцево сжатом объеме V_F .

Таким образом, эксперимент противоречил выводу о линейной зависимости полного числа частиц от энергии и в то же время подтверждал все остальные следствия проведенного учета расширения системы и охлаждения ее до критической температуры $T_R \sim m$. С другой стороны, эти следствия, казалось бы, невозможно соединить в одной теоретической схеме с находящимся в согласии с экспериментом результатом Ферми по зависимости множественности от энергии. Но именно с такого рода теорией, объединяющей результаты работ Ферми и И. Я. Померанчука, в 1953 г. выступил Л. Д. Ландау [13]. Его работе суждено было положить начало целому направлению — гидродинамической теории множественного рождения частиц. Содержание работы Л. Д. Ландау неоднократно излагалось как в специальных исследованиях, посвященных дальнейшему развитию гидродинамического подхода, так и во всех обзорах по множественному рождению частиц. Однако в литературе, как это ни странно, остался не отраженным факт противоречивой и непоследовательной формулировки самих основ поставленной в работе Л. Д. Ландау задачи.

Развитый в работе гидродинамический подход — один из частных вариантов учета упругих свойств адронной материи, которые, как уже отмечалось выше, должны приводить к обратимому расширению лоренцево сжатого ступка возбужденного вещества. Однако стремление получить в этом подходе также и результат Ферми по множественности не могло не привести к явной непоследовательности в постановке и решении задачи. Далее подробно обсудим эти вопросы и покажем, что работа Л. Д. Ландау, так же как и рассмотренные выше работы Ферми и И. Я. Померанчука, не содержит общей формулировки статистической теории множественного рождения частиц.

Работа Л. Д. Ландау начинается с критики статьи Ферми по поводу недооценки в ней важности рассмотрения стадии расширения объема. В частности, предполагая, что «часть процесса расширения должна иметь гидродинамический характер», автор делает утверждение о том, что «полное число частиц в системе отнюдь не остается постоянным в течение гидродинамической стадии расширения [13, с. 154]. Но уже на следующей странице делается противоположное утверждение о постоянстве полной энтропии системы и связанного с ней полного числа частиц на

* Позднее Л. Д. Ландау отметил, что в силу принципа неопределенности для периферических соударений будет уменьшаться вероятность взаимодействия, а не средняя множественность [13].

всей стадии гидродинамического расширения. Непоследовательность автора не сводится только к этим противоположным утверждениям при формулировке задачи. И в ходе решения самой задачи, предполагая обратимый процесс одномерного расширения, автор не приводит какого-либо обоснования для сделанного выбора энтропии системы, равной энтропии рассмотренной Ферми стадии перехода всей энергии в тепловое излучение в виде ядерно-активных частиц. Без специального обоснования или особого предположения такой выбор выглядит элементарной ошибкой термодинамического расчета. Предположение же об изэнтропийности процесса расширения, вопреки мнению автора, вовсе не может быть обосновано в рамках гидродинамического подхода * и поэтому оно не может служить основанием для выбора энтропии $S_F \sim (2E_c)^{3/4} V_F^{1/4}$.

Действительно, если расширение объема рассматривается как полностью обратимый процесс, то ему предшествует также обратимый процесс начальной стадии соударения, состоящий в дополнительном сжатии объемов нуклонов. Следовательно, в этом случае сохраняющееся в процессе расширения значение энтропии может быть равно только начальной энтропии $S_0 \ll S_F$ системы из двух движущихся навстречу нуклонов. Если же при сжатии и остановке вещества сталкивающихся нуклонов происходит, как это считал Ферми, возрастание энтропии до значения S_F , то в буквальном смысле это означает переход всей энергии в хаотическое движение образующихся частиц, и, следовательно, в этом случае невозможна рассматриваемая Л. Д. Ландау стадия одномерного расширения. Здесь, согласно обычным принципам термодинамики, можно выбрать только одну из двух возможностей: или обратимый процесс сжатия сопровождается затем обратимым процессом одномерного расширения, и тогда энтропия системы в течение всего процесса остается равной S_0 , или сжатие нуклонов приводит к возрастанию энтропии до значения S_F , и тогда нет одномерного процесса расширения.

В то же время рассмотренная И. Я. Померанчуком альтернатива равномерного расширения объема по всем направлениям, по соображениям, связанным со спецификой адронного излучения, не может начаться сразу с фермиевского объема V_F . Следовательно, действительно, вначале должно происходить одномерное расширение начального объема V_F , но в силу обратимости всех предшествующих стадий процесса энтропия системы при этом может быть равной только начальному значению S_0 . Предполагаемый Ферми переход энергии в адронное излучение может произойти только на более поздней стадии в большем объеме

* Ошибочность допущенного Л. Д. Ландау пренебрежения вязкостью среды была выяснена в последующих работах, которые обсуждаются ниже.

$V'_0 > V_F$ и при меньшей энергии, так как часть энергии соударения будет израсходована в процессе одномерного расширения. Нетрудно догадаться, что эта задержка начала рассмотренной И. Я. Померанчуком стадии равномерного расширения объема неминуемо приведет к зависимости полного числа частиц от энергии, промежуточной между результатами, полученными Ферми и И. Я. Померанчуком.

Полученный же Л. Д. Ландау результат, совпадающий с результатом Ферми, основан на ошибочности полного исключения рассмотренной И. Я. Померанчуком стадии расширения и неравномерности выбора фермиевского значения энтропии системы. В одном из своих обзоров Е. Л. Фейнберг так писал о полученной Л. Д. Ландау формуле для множественности частиц: «По случайным причинам она совпадает с результатом статистической теории Ферми, в которой вообще не учитывалось взаимодействие рождающихся частиц между собой» [5, с. 339]. Из изложенного выше должно быть ясно, что эти «случайные причины» лежат за рамками действия законов статистической физики, когда возрастание энтропии системы до фермиевского значения S_F сменяется затем обратимым процессом одномерного расширения. Правильно включив в рассмотрение процесс одномерного расширения, Л. Д. Ландау без всякого обоснования распространил его на весь процесс расширения до размеров системы, при которых начинается стадия свободного разлета частиц. По Ландау, стадия одномерного расширения продолжается до тех пор, пока размер в этом направлении в N раз не превысит поперечные размеры системы. Только после этого рассматривается процесс разлета частиц по всем направлениям, и, строго говоря, только в этот момент оставшаяся после гидродинамического ускорения энергия переходит в энергию теплового движения адронов. Таким образом, оказался полностью исключен рассмотренный И. Я. Померанчуком процесс динамического расширения, который отличается от заключительной стадии свободного разлета частиц наличием сильного взаимодействия частиц, изменяющего равновесное состояние всей системы.

В работе Л. Д. Ландау [13] содержится ссылка на статью И. Я. Померанчука только в связи с критикой предложенного Ферми решения термодинамической задачи. Л. Д. Ландау не обсуждает предложенный И. Я. Померанчуком путь решения задачи и не отмечает совпадение с выводами Померанчука тех результатов, которые обусловлены общей причиной — выбором достаточно низкой температуры системы в конечной стадии расширения, переходящей в свободный разлет частиц. Это обстоятельство, видимо, не в малой степени способствовало забвению на долгие годы работы И. Я. Померанчука *. Оно также затрудняло выявление

* Лишь в 1971 г. в обзоре Е. Л. Фейнберга [1] было обращено должное внимание на эту работу И. Я. Померанчука.

ние отсутствия в работе Л. Д. Ландау должного обоснования для принятого распространения одномерного расширения на весь процесс динамического расширения.

2. ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ РАСШИРЕНИЕ ОБЪЕМА

Теперь остановимся на гидродинамическом методе расчета множественного рождения частиц. В первые же годы после создания специальной теории относительности ее принципы были применены для описания механических явлений в сплошных средах, что привело к созданию изящных в математическом отношении новых физических теорий гидродинамики и теории упругости. Однако построение релятивистской гидродинамики имело лишь теоретическое значение как доказательство возможности непротиворечивой релятивистской формулировки механики сплошных сред. Какого-либо практического значения для описания наблюдаемых физических явлений эти теории не имели, так как в реальных средах, включая звездное вещество, не ожидалось скоростей, соизмеримых со скоростью света [14, с. 195].

Применив релятивистскую гидродинамику для описания одномерной стадии расширения объема ядерно-активного вещества, Л. Д. Ландау тем самым сделал интереснейшее физическое явление множественного образования частиц областью приложения этой изящной теории. Данная сторона релятивистской строгости решения задачи, безусловно, сыграла определенную роль в привлечении внимания к работе Л. Д. Ландау и в создании целого направления развития гидродинамической теории множественного рождения. Отметим здесь работы первых последователей Л. Д. Ландау [15—18].

Действительно, для описания околосветовых скоростей расширения сгустков адронной материи требуется лоренц-инвариантная теория, а сильное взаимодействие частиц в системе указывает на гидродинамический характер этой теории. Релятивистская гидродинамика самым непосредственным образом удовлетворяет данным условиям. И все же этого еще не достаточно, чтобы применять релятивистскую гидродинамику для описания подобных процессов внутри микросистемы. Необходимо, чтобы на всех стадиях рассматриваемого процесса микросистема удовлетворяла условию квазиклассичности в смысле допустимости пренебрежения квантовыми эффектами.

В работе [19], посвященной гидродинамической теории множественного рождения, Л. Д. Ландау писал о совпадении условий применимости термодинамики и гидродинамики, сводя эти условия только к требованию малости длины пробега частиц по сравнению с размером системы [19, с. 261]. Многими последователями Л. Д. Ландау старательно цитировалось это утверждение, поскольку

ку в нем вопрос о правомерности гидродинамического подхода сводился к обоснованности термодинамического подхода Ферми. А между тем в этом утверждении о тождественности условий применимости термодинамики и гидродинамики игнорируется микроскопичность рассматриваемой системы.

Учитывая эту особенность, Ферми рассматривал термодинамику квантового излучения. Следовательно, для множественного рождения адронов на равных правах с термодинамикой излучения «абсолютно черного» тела может выступать лишь квантовая релятивистская гидродинамика. Но такой теории не существует, а ее создание, конечно, несоизмеримо сложнее выбранного Л. Д. Ландау пути использования готовой релятивистской гидродинамики *. Однако это вынужденное использование заведомо несовместимой с принципом неопределенности теории не может быть обосновано. Математическая изящность и строгость релятивистской гидродинамики не могут служить основанием для применения этой теории к действительным свойствам расширяющегося адронного сгустка в нарушение фундаментального физического принципа. Казалось бы, в подобных случаях имеет смысл проводить исследования лишь для получения негативных результатов, дающих дополнительное доказательство необходимости поиска других путей решения поставленной задачи. К сожалению, этой скромной программой вовсе не ограничиваются сторонники применения классической гидродинамики к сгусткам адронного вещества.

Еще в 1956 г. Д. И. Блохинцев обратил внимание на нарушение принципа неопределенности в гидродинамической теории множественного рождения частиц **. Так что все дальнейшее раз-

* Поиск согласующегося с квантовой механикой квазиклассического описания эффектов гидродинамического характера в процессах множественного рождения частиц был предпринят таким выдающимся ученым, как Гейзенберг. Развитое им приближение [9] исходило непосредственно из квантовой механики, в которой постулировалось существование сильной нелинейности. Стадия расширения ядерно-активного сгустка рассматривалась как описываемое нелинейным уравнением распыливание волнового пакета. При этом плотный волновой пакет представлял собой квантовую суперпозицию состояний многих частиц, постепенно переходящую в статистический ансамбль образованных в одном соударении частиц. Расчеты Гейзенберга привели к той же самой сильной зависимости множественности от энергии, к которой пришел И. Я. Померанчук. Линейную зависимость от энергии автору удалось лишь незначительно уменьшить за счет учета периферичности соударений, но это достигалось нарушением принципа неопределенности [13]. Таким образом, наиболее интересный вариант описания множественного процесса, основанный на полевой теории, также далек от завершения.

** Действительно, гидродинамическое описание подразумевает рассмотрение движения и взаимодействия множества отдельных элементов системы, к каждому из которых локально применяется понятие термодинамического равновесия составляющих его частиц. Но с точки зрения квантовой теории такое разбиение исходной системы лоренцево сжатого сгустка на отдельные движущиеся слои допустимо только в том случае, если квантовая неопределен-

витие этой теории происходило фактически при явном игнорировании требований фундаментального принципа современной физики. Этим обстоятельством и объясняется скептическое отношение большинства теоретиков к результатам гидродинамической теории множественного рождения. В обзоре [2], демонстрирующем успехи гидродинамической теории в объяснении экспериментальных данных по множественному рождению частиц, обсуждению замечания Д. И. Блохинцева был посвящен отдельный параграф. Однако автор обзора постарался уйти от уяснения самой сути обсуждаемого замечания, от уяснения того факта, что гидродинамический вариант теории множественного рождения самым тесным образом связан с нарушением фундаментального принципа современной физики. Назвав полученное Д. И. Блохинцевым ограничение на использование классического описания парадоксом и тем самым отнеся его к разряду кажущихся противоречий, автор [2] затем заявил о существовании нескольких путей его решения. Конкретно же в статье отмечен лишь один путь устранения противоречия с квантовой механикой — отказ от гидродинамического описания начальной стадии расширения лоренцево сжатой системы сталкивающихся нуклонов.

Эта возможность применения классической гидродинамики к предварительно уже расширившейся системе адронного сгустка обсуждалась и ранее [5, 22], но по довольно очевидным причинам не была до сих пор реализована в каком-либо конкретном варианте теоретического расчета. Чтобы устранить противоречия с прин-

пость в импульсе окажется существенно меньше импульса отдельного слоя. Это требование, как показал Д. И. Блохинцев [20], налагает жесткое ограничение на допустимое число слоев $n \ll \sqrt{M/m} \approx 2,6$, что не оставляет никаких оснований для использования дифференциальных уравнений классической гидродинамики.

В работе японских теоретиков [21] было дополнительно учтено взаимодействие соседних слоев системы и был также подтвержден вывод о неприменимости гидродинамического подхода к описанию начального состояния возбужденной системы сталкивающихся нуклонов. Из общих соображений очевидно, что учет взаимодействия соседних слоев системы должен привести к еще более жесткому ограничению на классическое описание по сравнению с ограничением, полученным Д. И. Блохинцевым. Действительно, такое описание будет допустимо, если квантовая неопределенность в импульсе отдельного слоя будет мала по сравнению не только с полным импульсом, но и с импульсом, передаваемым от одного слоя к другому.

Таким образом, классическое описание расширения адронного сгустка в качестве непрерывной среды, к которой применимо классическое представление о распространении звуковых колебаний, как и описание предшествующей стадии сжатия этой микросистемы, использующее классические представления о распространении ударных волн, явно несовместимы с законами квантовой механики. Принцип неопределенности полностью исключает рассмотрение микросистемы сжатого адронного сгустка в качестве непрерывной среды, поскольку даже разбиение этой системы на две дискретные части не удовлетворяет условию квазиклассического рассмотрения.

ципом неопределенности, потребовалось целиком исключить из гидродинамического рассмотрения наиболее качественную стадию расширения лоренцево сжатого продольного размера системы, определяющую энергетическую зависимость средней множественности. Применение же релятивистской гидродинамики, для описания расширения возбужденного сгустка от нормальных размеров адронной системы до критического объема может привести лишь к незначительным изменениям энергетических спектров частиц, предсказываемых в статистической модели Померанчука.

Собственно такого рода поправками, связанными с учетом гидродинамических эффектов на более поздней стадии расширения адронного сгустка, и должно бы ограничиться обоснованное использование релятивистской гидродинамики в теории множественного рождения частиц. Однако вместе с отказом от противоречащего принципу неопределенности описания начальной стадии расширения лоренцево сжатого объема эта теория утрачивает основную претензию гидродинамического подхода Ландау на совмещение важнейших результатов статистической модели Померанчука с полученной в работе Ферми зависимостью средней множественности от энергии.

Уже из простых соображений энергетического баланса следует, что, приняв основной вывод Померанчука $T_h \approx m$, можно уйти от противоречащей эксперименту линейной зависимости множественности от энергии только за счет учета не тепловой, одномерной стадии расширения возбужденной системы. Курьезность ситуации состоит лишь в том, что эта цель в гидродинамическом подходе Ландау была достигнута ценой нарушения принципа неопределенности. Чтобы получить именно фермиевский результат для множественности, потребовалось, отступая от принципов классической физики, необоснованно пренебречь диссипативными членами гидродинамических уравнений. Пренебрежение вязкостью рассматриваемой среды Л. Д. Ландау мотивировал ошибочным нерелятивистским расчетом числа Рейнольдса [22]. В дальнейшем это отступление от принципов классической физики было устранено в других работах, посвященных исследованию уравнений гидродинамики с учетом вязкости мезонной среды [21, 23, 24] *.

Исправленные варианты теории привели, однако, к различным зависимостям множественности от энергии, определяемым выбором закона изменения коэффициента вязкости от температуры. Другое расширение многообразия вариантов гидродинамической тео-

* К сожалению, авторы этих работ представили свои результаты в качестве новых вариантов гидродинамической теории, не подчеркнув, что ими решается задача исправления ошибки, допущенной в исходной работе. Видимо, по этой причине первоначальный вариант гидродинамической теории продолжает рассматриваться наравне с моделями, учитывающими вязкость среды и соответствующий вклад трехмерного расширения системы.

рии было вызвано изменением квадрата скорости звука в уравнении состояния, связывающем плотность энергии с давлением в каждой точке системы. Но все эти достаточно полно разработанные варианты гидродинамической теории базируются вопреки принципу неопределенности на применении уравнений классической гидродинамики к лоренцево сжатому мезонному облаку.

Таким образом, во всех появившихся за двадцать с лишним лет видоизменениях гидродинамической теории множественного рождения не удалось преодолеть принципиальный недостаток первоначального варианта теории. С другой стороны, проведение разработок вопреки фундаментальному принципу микрофизики объясняется некоторыми обнадеживающими результатами сопоставления теоретических предсказаний с экспериментом. Однако проводимых до сих пор глобальных сравнений вовсе недостаточно для вывода о подтверждении гидродинамического характера расширения адронного сгустка. Не следует забывать, что большинство полученных в данной теории результатов не имеет прямого отношения собственно к гидродинамике адронной материи.

Мы уже отмечали, что удовлетворительно согласующаяся с экспериментом зависимость множественности от энергии в гидродинамической теории получается собственно лишь за счет учета стадии одномерного расширения начальной системы сжатого сгустка *. Другие согласующиеся с экспериментом результаты этой теории обусловлены использованием введенной И. Я. Померанчуком низкой критической температуры конечной стадии расширения системы, поскольку они зависят от выбора критического объема, а не от способа расширения объема.

Как уже отмечалось, чтобы получить правильные результаты статистической теории, отличные от результатов ограниченного решения задачи в работах Ферми и И. Я. Померанчука, обязательно необходим учет одномерной стадии расширения объема. Однако учет этой особенности расширения вовсе не составляет прерогативу лишь гидродинамического подхода. Стадию одномерного расширения можно учитывать вне всякой связи с моделью, требующей нарушения принципа неопределенности.

Специфический характер собственно гидродинамического расширения состоит во взаимодействии отдельных элементов системы, обуславливающим взаимное ускорение этих элементов и распространение возмущений в виде звуковых волн. Система уравнений

* Несмотря на неправомерность содержащегося в гидродинамическом подходе обоснования сам по себе учет преимущественного движения вторичных частиц вдоль выделенного направления оси соударения внес необходимые исправления в статистическую модель Померанчука. Это касается не только энергетической зависимости средней множественности, но и предсказания распределений частиц по быстротам, получившим подтверждение в более поздних экспериментах на ускорителях.

релятивистской гидродинамики даже при отсутствии диссипативных членов дает однозначное решение только при добавлении уравнения состояния, определяющего через квадрат скорости звука зависимость локального давления от плотности энергии. При описании рассмотренного Л. Д. Ландау изэнтропийного процесса одномерного расширения учитывается взаимодействие упругих сил отдельных слоев лоренцево-сжатых объемов нуклонов. В результате расширения нуклонных дисков в противоположные стороны в полном соответствии с классической теорией упругости наибольшие скорости приобретают внешние слои дисков. Соответственно в спектре частиц в продольном направлении предсказывается небольшое число частиц, уносящих основную часть энергии столкновения. Только этот процесс взаимного ускорения отдельных слоев нуклонных дисков составляет специфику гидродинамического расширения, проявляющуюся в конкретных особенностях распределения частиц по продольной составляющей импульса. Поэтому лишь исследования такого распределения могли бы дать указания на гидродинамически подобную картину расширения адронного сгустка материи.

Однако до сих пор при сравнении с экспериментальными данными не были выделены теоретические предсказания, непосредственно связанные с гидродинамическим характером коллективного взаимодействия адронной материи *. В этом отношении выводы о подтверждении гидродинамической теории, сделанные, например, в обзоре [2], оказываются весьма неубедительными.

Конечно, не следует исключать возможность получения в дальнейшем прямых экспериментальных указаний на существование некоторых эффектов действительно гидродинамического характера. Но существующую релятивистскую гидродинамику можно привлечь к описанию таких эффектов только на более поздней стадии расширения адронного сгустка, когда выполняются условия квазиклассичности. С указанными выше ограничениями гидродинамический подход имеет некоторые основания рассматриваться в качестве одной из альтернатив учета упругих свойств адронной среды. Однако слишком частный вид этой модели и неприменимость ее к начальному состоянию системы не дают оснований рассматривать гидродинамический подход в качестве исходного для формулировки общих положений статистической теории множествен-

* Экспериментальные исследования показывают, что при образовании многих частиц в одном соударении чаще всего выделена одна так называемая «лидирующая частица», уносящая большую часть энергии соударения. Этот факт иногда интерпретируют как указание на согласие с предсказанием малого числа быстрых частиц в гидродинамической теории. Однако в действительности лидирующую частицу принципиально невозможно представить как истечение вещества на фронте бегущей волны. Согласно гидродинамическому подходу наиболее вероятно излучаются пионы, лидирующая же частица, как правило, сохраняет квантовые числа налетающей частицы.

ного образования частиц. Это относится не только к первоначальному варианту, содержащему ряд явно необоснованных положений, но и к более общему варианту описания, учитывающему вязкость адронной среды.

Нельзя отнести к преимуществам гидродинамического подхода и формальное расширение его границ за счет включения диссипативных членов с неопределенным коэффициентом вязкости и произвольного выбора скорости звука, определяющей уравнение состояния *. Такая теория простирается до нелинейной теории Гейзенберга. Стыковка с ней при нулевом значении скорости звука некоторыми авторами расценивается как важное доказательство тождественности двух подходов [2]. Однако более важно было бы отметить отсутствие выделенного состояния и связанную с этим потерю определенности предсказаний гидродинамического подхода.

3. ОБ ОДНОЗНАЧНОСТИ РЕШЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ

Как нет многих решений квантовой теории для излучения «абсолютно черного» тела, так и аналогичная задача о равновесном излучении адронов должна иметь единственное решение. В реальных соударениях не может выполняться строго условие статистического равновесия, и поэтому речь должна идти о единственности решения, как всегда для идеализированного случая.

Кроме того, следует ставить вопрос об однозначном решении задачи лишь в той ее части, которая относится собственно к статистической физике. Вариация исходных физических предположений о самом первичном взаимодействии, приводящем к образованию описываемого статистической теорией возбужденного сгустка адронного вещества, безусловно, повлияет на окончательные количественные характеристики множественного процесса. Но учет этих изменений не должен затрагивать статистической стороны проблемы **.

В работе [1] обсуждаются самые различные модели образования возбужденных адронных подсистем — кластеров. Постановка вопроса об однозначности решения задачи в этом случае, допуская возможность осуществления самых различных моделей образования адронных кластеров, в то же время исключает рассмотрение

* Эти варианты гидродинамической теории обсуждаются в конце следующего раздела.

** Так, найденное решение для лобовых соударений с полной передачей энергии возбужденному сгустку должно допускать последующее обобщение на случай взаимодействия частиц с отличным от единицы коэффициентом неупругости и различными начальными угловыми моментами периферических соударений.

в качестве равнозначных различных статистических схем описания этих кластеров. Поэтому оправданием для сделанного в работе [1] выбора различных схем описания — согласно теории Померанчука при сравнительно умеренных энергиях и согласно теории Ландау при сверхвысоких энергиях — может служить только допущение о возможности более строгого решения задачи, объединяющего определенные позитивные стороны этих подходов. Более строгий статистический подход должен быть прежде всего сформулирован применительно к простейшему случаю центральных соударений адронов, которому было уделено основное внимание в обсуждавшихся выше статьях.

Будем исходить из предположения о взаимной непроницаемости сталкивающихся частиц, приводящей к передаче всей энергии возбужденному сгустку адронной материи. До начала соударения продольные размеры частиц в \mathcal{C} -системе из-за лоренцева эффекта сокращены в E_c/M раз. Объем каждой частицы равен $V_0 M/E_c$, где $V_0 = (4\pi/3)R^3$. Полная энергия системы $2E_c$ до соударения заключена в основном в кинетической энергии движущихся навстречу друг другу частиц, так как предполагается, что $E_c \gg M$.

При соударении частиц происходит дополнительное сжатие их продольных размеров и остановка в \mathcal{C} -системе столкнувшихся частиц. Следуя Ферми, примем, что в момент окончания возникающего при соударении сжатия частиц объем всей системы становится равным $V_0 M/E_c$. В \mathcal{C} -системе в остановившемся веществе частиц должна быть заключена вся начальная энергия системы $2E_c$. Однако эту огромную энергию нельзя считать энергией, присущей массе покоя вновь образованной системы. Для обычной равновесной конфигурации любой материальной системы, покоящейся в определенной системе координат, отсутствует лоренцево сокращение любого из ее размеров. Отступление от симметрии для покоящегося адронного сгустка может означать только неравновесность возникшего состояния сжатой адронной среды. Ферми предположил, что огромная энергия, сосредоточенная в сжатом объеме столкнувшихся частиц, приводит к своеобразному термодинамическому взрыву сгустка ядерной материи, к переходу энергии в статистически равновесное излучение ядерно-активных частиц, сосредоточенное в том же лоренцево сжатом начальном объеме. Согласно справедливому замечанию И. Я. Померанчука, для сопоставления с экспериментом важно решить задачу о равновесном излучении, установившемся в конечной стадии расширения всей системы до критического объема $V_k = V_0 N$, при котором прекращаются взаимодействия, приводящие к рождению новых частиц.

Однако этого исправления в постановке задачи еще недостаточно для ее решения. Прежде всего необходимо отметить принципиальную невозможность постулированного Ферми перехода энер-

гии соударения частиц в равновесное излучение, сосредоточенное в лоренцево сжатом начальном объеме V_F . Статистическая равновесность возникшего излучения подразумевает, в частности, и равновероятность различных направлений излучения частиц. Но это обязательное условие возникновения равновесного излучения можно выполнить в микросистеме, соизмеримой с размерами излучаемых частиц, только в том случае, если полость излучения в какой-либо инерциальной системе координат имеет сферическую форму [12]. Первоначальный объем одномерно сжатых при соударении частиц не удовлетворяет этому условию. Например, размеры адрона, который излучен в направлении перпендикулярном к оси соударения в E_c/M раз превосходят первоначальные продольные размеры возбужденного сгустка.

Ферми во ввводной части своей статьи отмечал, что «предположение о статистическом равновесии равносильно постулированию следующего утверждения: квадрат матричного элемента пропорционален только вероятности того, что для рассматриваемого состояния все частицы находятся одновременно в объеме V_F » [6а, с. 468]. Но как раз это последнее условие — нахождение излученных частиц в сжатом в одном направлении объеме V_F — невыполнимо даже для одной частицы произвольного направления. Невозможность в начальной стадии возникновения равновесного излучения адронов делает неправомерным и рассмотренный И. Я. Померанчуком процесс изотропного расширения системы до размеров критического объема $V_k = V_0 N$.

Исходное предположение Ферми о возникновении равновесного излучения сильно взаимодействующих частиц составляет, конечно, основу статистического подхода к явлению множественного образования частиц. Однако этот переход энергии соударения частиц в статистически равновесное излучение может реализоваться лишь на более поздней стадии после того, как в результате одномерного расширения объем системы примет сферически-симметричную форму. Одномерное расширение лоренцево сжатого объема до сферически-симметричного (в какой-либо системе координат) объема V_0 должно составлять обязательную стадию развития возникшей при соударении неравновесной конфигурации адронной материи. Нет необходимости связывать этот процесс с каким-либо конкретным механизмом на основе теории упругости или гидродинамического варианта теории. Нам неизвестны детали происходящего одномерного процесса восстановления сферической формы возбужденного сгустка адронной материи. Более того, мы не имеем даже теоретической основы для детального описания такого процесса в микросистеме, подчиняющейся законам квантовой теории поля. Однако для решения поставленной в статистической теории задачи достаточно весьма общих предположений об одномерной стадии расширения объема адронного сгустка,

не затрагивающих детального механизма этого процесса. Привлечение классической релятивистской гидродинамики было не только не обоснованным, но и лишним шагом для статистического решения поставленной задачи.

Таким образом, вся энергия соударения переходит в потенциальную энергию неравновесной системы сжатой материи оставившихся частиц. Хотя бы часть этой энергии обязательно должна быть заключена в упругих свойствах сжатой среды. Полное возвращение энергии в кинетическую двух частиц соответствует упругому каналу реакции, когда лобовое соударение частиц приводит к упругому рассеянию назад. Однако и при неупругих взаимодействиях определенная часть энергии сжатой среды должна обязательно пойти на упругий процесс восстановления равновесных размеров образующихся адронов. Это условие можно считать общим требованием релятивистской теории для существования равновесных элементарных объектов, размеры которых могут испытывать одномерное сжатие в соответствии с лоренцевым эффектом сокращения, обусловленным их движением в заданной инерциальной системе координат. Специфика квантовых свойств применительно к множественной генерации адронов проявляется в дополнительном требовании равенства размеров вновь образующихся устойчивых объектов размерам исходных частиц. С точки зрения классической физики подобное явление, когда каждый образовавшийся при развале системы осколок достигает размеров исходной системы, выглядит весьма парадоксально.

Полная энтропия системы равновесного излучения растет пропорционально корню четвертой степени из занимаемого объема $S \sim V^{1/4}$. Однако не все увеличение объема сгустка возбужденного адронной материи от $V_F = V_0 M/E_c$ до $V_k = V_0 N$ связано с необратимым процессом возрастания энтропии системы. К этому процессу не имеет отношения одномерное расширение объема каждой подсистемы от $V_F/2$ до V_0 , в результате которого устраняется возникшее при соударении сокращение размера вдоль оси соударения адронов.

Только последующее расширение объема каждой подсистемы от V_0 до $V_0 N/2$ относится к термодинамическому процессу возрастания хаоса в системе. Этот процесс расширения объема происходит изотропно во всех направлениях в полном соответствии с термодинамическим описанием, принятым И. Я. Померанчуком [11]. В статистический подход Померанчука нужно внести лишь одно существенное исправление: термодинамический процесс расширения начинается не с начальной стадии лоренцево сжатого объема, а только после того, как кластерная подсистема в результате одномерного расширения достигнет в соответствующей сопровождающей инерциальной системе координат сферически-симметричного объема $\sim V_0$. До этого момента кластерную подсистему

нельзя представить в качестве статистически равновесного излучения.

Уточнение статистического подхода Померанчука в этом пункте вносит существенные изменения в окончательные результаты. Хотя в конечной фазе расширения мы должны рассматривать систему статистически равновесного адронного излучения при том же критическом объеме V_k , что и в работе И. Я. Померанчука, однако энергия хаотического движения адронов оказывается существенно меньше, так как определенная часть энергии соударения расходуется на обратимый процесс одномерного расширения кластерных систем. Это поправка к термодинамической энергии приведет к уменьшению полной энтропии системы S и соответственно средней множественности N , поскольку $N \sim S \sim W^{3/4} V_F^{1/4}$, где W — энергия теплового движения адронов.

Этот статистический подход, предложенный в работе [12], учитывает стадию одномерного расширения первоначального объема адронной системы и тем самым включает важнейшую часть статистического подхода Ландау. При этом кроме исключения свойств, связанных непосредственно с принятым Л. Д. Ландау гидродинамическим механизмом одномерного расширения, принципиальное отличие развиваемого подхода состоит в ограничении одномерной стадии расширения объема V_0 *. Благодаря этой особенности данный статистический подход, объединяя определенные стороны моделей Померанчука и Ландау, в области умеренных энергий естественным образом учитывает преобладающую роль первой модели. Таким образом, предлагаемое более строгое решение статистической задачи множественного образования адронов согласуется со сделанным ранее под влиянием экспериментальных фактов выбором для умеренных энергий статистической модели Померанчука **.

* Нужно отметить, что для принятого в работе Л. Д. Ландау одномерного расширения вплоть до критического объема невозможно найти каких-либо физических оснований. В своих замечаниях к гидродинамической теории множественного рождения мезонов Д. И. Блохинцев справедливо отмечал, что если и предположить в квантовой фазе движения закономерное одномерное расширение эллипсоида, то на стадии расширения, когда L сравним с $1/m$ движение становится трехмерным [20]. Отмеченный недостаток теории Ландау, как будет видно далее, не устраняется полностью и исправлениями, вносимыми в гидродинамическую теорию с учетом вязкости адронной среды.

** Полностью исключив из рассмотрения фермиевскую стадию лоренцево сжатого состояния адронной материи, Е. Л. Фейнберг использовал фактически модернизированный вариант модели Померанчука, так как применил его непосредственно к изотропному состоянию возбужденного сгустка, считая его покоящимся в \mathcal{C} -системе лишь для начальной области энергии множественного образования частиц. Для согласования с экспериментом средней множественности при больших энергиях пришлось разделить возбужденную систему на два кластера, движущихся в противоположные стороны вдоль оси соударения частиц. Для лоренц-фактора кластера в \mathcal{C} -системе

Не рассматривая детально процесс одномерного расширения объема, мы должны учесть лишь ограничения, накладываемые законами сохранения импульса и энергии. Часть потенциальной энергии неравновесной системы сжатого вещества адронного сгустка в процессе одномерного расширения должна перейти в кинетическую энергию направленного движения адронного сгустка. Однако согласно закону сохранения момента количества движения, одномерное расширение адронной материи должно происходить симметрично в противоположные стороны, и, следовательно, такой расширяющийся сгусток ни при каких условиях не может перейти в единую изотропную систему, удовлетворяющую определению кластера*. Таким образом, не только при больших, но и при умеренных энергиях сталкивающихся частиц в строгом теоретическом рассмотрении, удовлетворяющем законам сохранения, следует учитывать образование по крайней мере двух или более кластеров, движущихся в противоположные стороны вдоль оси соударения**. Тот же факт, что в эксперименте указания на образование двух кластеров были получены лишь при сравнительно больших энергиях, следует, по-видимому, объяснять экспериментальными трудностями обнаружения движения кластеров в C -системе при меньших энергиях.

Лоренц-фактор кластера в C -системе для центрального соударения $\gamma_{кл} = E_c/W$. В общем же случае лоренц-фактор должен быть представлен в виде

$$\gamma_{кл} = KE_c/W, \quad (1)$$

где K — коэффициент неупругости данного соударения по отношению к энергии, затраченной на образование возбужденного сгустка адронного вещества; W — энергия кластера в системе его покоя.

Статистическое описание превращения кластера в отдельные разлетающиеся адроны приобретает определенность только в том случае, если найдена величина W . В простейшем случае центральных соударений необходимо найти лоренц-фактор кластера, что

эмпирически была принята зависимость $\gamma_{кл} \sim E_c^{1/2}$, что и обеспечило получение фермиевской зависимости средней множественности от энергии соударения [1].

* Кластер, допускающий статистическое описание в качестве статистически равновесной системы адронов в собственной системе координат, представляет собой изотропно расширяющийся сгусток адронной материи. Образующиеся из нее затем свободные адроны в соответствующей системе координат распределены изотропно по направлениям импульсов.

** Обсуждаемый вариант статистического описания множественного рождения адронов далее будет рассмотрен лишь применительно к двухкластерной системе, образующейся в центральных соударениях первичных адронов. На этом примере наиболее просто убедиться, что предлагаемый подход ведет к результатам, занимающим промежуточное положение по сравнению с результатами модели Померанчука и гидродинамической модели Ландау.

равносильно определению доли энергии, затраченной на направленное движение всего кластера. Эту задачу можно решить только с помощью дополнительного предположения об одномерном процессе расширения лоренцево сжатого сгустка, например, предположения которое неясно было принято и в гидродинамической модели Ландау. Вычисленное Ферми значение энтропии $S_F \sim (2E_c)^{3/4} V_F^{1/4}$ для начального состояния сжатой при соударении системы можно принять лишь за потенциальное значение энтропии, так как предполагаемый Ферми термодинамический взрыв, соответствующий этому значению энтропии, еще невозможен в начальном состоянии системы. Только после одномерной стадии расширения системы до двух симметрично движущихся кластеров с объемом каждого из них, равным в собственной системе координат V_0 , становится правомерным термодинамическое описание этих статистических подсистем. Соответствующее начальное значение энтропии $S_{кл}^0$ каждого кластера пропорционально произведению $W^{3/4} V_0^{1/4}$. Дополнительное физическое предположение, необходимое для определения собственной энергии кластера W , состоит в приравнивании начальной энтропии двух кластеров потенциальной энтропии, вычисленной Ферми *:

$$2S_{кл}^0 = S_F \quad \text{или} \quad 2W^{3/4} V_0^{1/4} = (2E_c)^{3/4} (V_0 M / E_c)^{1/4}. \quad (2)$$

Откуда для центральных соударений непосредственно следуют соотношения

$$W = E_c^{2/3} (M/2)^{1/3} \quad (3)$$

и

$$\gamma_{кл} = (2E_c / M)^{1/3}. \quad (3a)$$

* Физический смысл сделанного предположения вовсе не сводится к постоянству энтропии, обусловленному обратимостью процесса одномерного расширения лоренцево сжатого объема. Исходное состояние системы не позволяет реализоваться скачку энтропии, соответствующему установлению в лоренцево сжатой системе термодинамического равновесия адронного излучения с предельной плотностью энергии. Поэтому приравнивая энтропию системы начальной стадии установления статистического равновесия адронных подсистем значению энтропии, принятому в работе Ферми, мы вносим дополнительное физическое предположение о сохранении в процессе одномерного расширения потенциально возможной степени хаоса, соответствующей максимальной плотности энергии неравновесного исходного состояния. Это эквивалентно предположению, что уже в исходной стадии максимальной сжатия системы потенциально предопределено число адронов, которое возникает затем в каждом кластере в начальной фазе установления термодинамического равновесия. Иначе говоря, уменьшение плотности энергии неравновесного состояния системы, происходящее при одномерном расширении, компенсируется увеличением объема системы ровно в такой мере, которая обеспечивает строгое сохранение потенциальной степени хаоса, возникающего в системе при установлении статистически равновесного состояния. Физическое обоснование этому предположению следует искать в рамках квантовой теории поля, поскольку процесс одномерного расширения системы представляет собой сугубо квантовое движение.

В общем случае с учетом коэффициента неупругости получаем

$$W = KE_c^{2/3} (M/2)^{1/3}. \quad (4)$$

и

$$\gamma_{\text{кл}} = (2E_c/M)^{1/3}. \quad (4a)$$

В дальнейшем происходит изотропное расширение каждой равновесной подсистемы, что приводит к росту полной энтропии системы и соответствующему увеличению числа адронов в кластерах. Нас, естественно, интересует статистически равновесное излучение адронов, установившееся в конечной фазе расширения кластера, предшествующей свободному разлету образовавшихся адронов. Эта конечная фаза расширения характеризуется критическим объемом кластера $V_k = V_0 N/2$, где N — среднее число адронов в обоих кластерах, и соответствующей критической температуре $T_k \approx m$.

Полную энтропию S_k в конечном состоянии системы из двух кластеров, пренебрегая массой покоя адронов, можно приближенно считать пропорциональной произведению $2W^{3/4} (V_0 N/2)^{1/4}$. Учитывая соотношение (3) для W , получаем

$$S_k \sim (2E_c)^{1/2} (MV_0 N)^{1/4}. \quad (5)$$

Соответственно для среднего числа адронов, образующихся в центральных соударениях, из соотношения $N \sim S_k \sim (2E_c)^{1/2} N^{1/4}$ находим

$$N \sim (2E_c)^{2/3}. \quad (6)$$

В общем случае с учетом среднего значения коэффициента неупругости \bar{K} имеем

$$N \sim \bar{K} (2E_c)^{2/3}. \quad (6a)$$

Вычисление коэффициента неупругости выходит за рамки статистической теории множественного рождения. Если же использовать эмпирический факт независимости от энергии среднего коэффициента неупругости, то соотношение (6) для множественности должно быть принято в общем случае для соударений, сопровождающихся образованием системы из двух кластеров.

Предлагаемый подход [12] можно рассматривать как вариант уточнения статистических моделей Ферми и Померанчука за счет учета одномерной стадии расширения статистически неравновесных подсистем. Низкая критическая температура кластеров обеспечивает сохранение соответствующих преимуществ модели Померанчука. В то же время в принятом более строгом решении задачи невозможно объединить эти преимущества модели Померанчука с множественностью, точно совпадающей с полученной Ферми.

В этом пункте рассматриваемый подход отличается от предложенного Ландау [13] варианта уточнения тех же статистических моделей Ферми и Померанчука. Это отличие обусловлено принятым в нашем подходе ограничением одномерного расширения неравновесной подсистемы на стадии восстановления сферической формы в сопровождающей системе координат. Полученная нами энергетическая зависимость для средней множественности (6) занимает промежуточное положение между энергетическими зависимостями множественности в моделях Ферми и Померанчука *.

Использование единой зависимости для множественности в широкой области энергий имеет бесспорные преимущества перед применением различных соотношений, даже если они обеспечивают лучшее описание экспериментальных данных **. В отношении же полученной нами энергетической зависимости средней множественности дело обстоит особенно благоприятно. Более точные исследования множественных процессов, проведенные в последние годы на самых крупных ускорителях, привели к средней множественности заряженных частиц, хорошо описываемой степенной зависимостью $(2E_c)^{2/3}$. Именно для описания этих экспериментальных данных в работе [25] была предпринята попытка обосновать соответствующее изменение уравнения состояния в гидродинамической модели Ландау. Учет резонансов во взаимодействии адронов по вычислениям авторов приводит к уменьшению значения квадрата скорости звука в адронной среде от значения $1/3$, принятого Л. Д. Ландау, до $(0,18 - 0,21)$ ***. Значение квадрата скорости звука $0,2$ соответствует множественности, пропорциональной $(2E_c)^{2/3}$. Однако подобное усовершенствование теории Ландау опирается непосредственно на отмеченные выше принципиальные недостатки гидродинамической модели, связанные с нарушением принципа неопределенности в начальной стадии расширения сгустка адронной материи, и сохраняет совершенно необоснованное распространение одномерного процесса расширения до конечной стадии свободного разлета адронов.

* Учет обусловленного одномерной стадией расширения преимущественного движения вторичных частиц вдоль оси соударения безусловно важен и для получения согласующихся с опытом распределений частиц по быстротам. В настоящем обзоре, однако, мы не рассматриваем тех изменений этой характеристики множественного образования, которые следуют из принятого нами ограничения стадии одномерного расширения первоначального адронного сгустка.

** Как уже было подчеркнуто выше, для статистической теории множественного образования адронов решающее значение имеет выбор единой модели. Достижение же лучшего согласия с экспериментом за счет применения нескольких моделей, различающихся постановкой самой статистической задачи, лишь маскирует имеющиеся в действительности принципиальные недостатки использованных статистических подходов.

*** Здесь скорость света в вакууме принята равной 1.

Гораздо большего внимания заслуживают более ранние исправления гидродинамической теории Ландау, в которых за счет учета вязкости адронной среды были получены различные зависимости множественности от энергии, в том числе и $N \sim (2E_c)^{2/3}$. Действительно, учет вязкости среды вносит существенное исправление в принятую Л. Д. Ландау схему одномерного расширения системы, дополняя ее диссипативными эффектами теплового расширения. При некоторых условиях такая усовершенствованная гидродинамическая модель может, конечно, дать для множественности тот же результат, что и рассмотренная выше модель смены одномерного расширения трехмерным. Однако выбор необходимой для этого зависимости коэффициента вязкости от температуры в гидродинамической теории не был особо выделен какими-либо достаточно убедительными физическими соображениями. Поэтому в работах, развивающих гидродинамическую модель с учетом вязкости адронной среды, получали для средней множественности, вообще говоря, различные результаты. Так, в некоторых работах этого направления принимался не зависящий от температуры коэффициент вязкости, что не вносило существенных изменений в энергетическую зависимость множественности [23, 26]. К зависимости $N \sim (2E_c)^{2/3}$ гидродинамическая теория приводит только в том случае, если коэффициент вязкости пропорционален T^3 . Такая температурная зависимость для коэффициента вязкости получена в работе [21] из оценки квантостатистических флуктуаций в мезон-нуклонном облаке *. Авторы этой работы пришли также к выводу о неприменимости теории Ландау и понятия локального термодинамического равновесия к начальной стадии расширения сильно сжатого сгустка адронной материи. С этой точки зрения исправление гидродинамической теории Ландау за счет учета температурной зависимости коэффициента вязкости физически не обосновано. Максимальный вклад от учета вязкости получается при высокой температуре начальной стадии, когда система находится в неравновесном состоянии, не допускающем квазиклассического описания. Таким образом, и это «исправление» гидродинамической модели Ландау основывается на усугублении ее принципиальных недостатков. Вывод о неприменимости гидродинамики к начальной стадии расширения [20, 21] был истолкован автором работ [5, 22] как указание начать локальное гидродинамическое рассмотрение на более поздней стадии, предположив предварительное тепловое расширение системы под влиянием вязких членов.

Однако, как мы уже отмечали выше, специфика начального состояния системы, находящейся в сильно сжатом в одном измере-

* Позднее выбор такой температурной зависимости коэффициента вязкости был подкреплён соображениями о размерности этой величины [22].

нии объеме, не допускает прежде всего изотропного расширения системы. Кроме того, в работе [21] на основе квантовополевого рассмотрения была показана неприменимость к начальной стадии модели идеальной релятивистской жидкости и понятия локального термодинамического равновесия.

4. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ УТОЧНЕННОГО ВАРИАНТА СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ

Как было показано выше, необходимое уточнение рассмотренного Е. Л. Фейнбергом [1] применения статистического подхода Померанчука сводится к учету движения кластеров в \mathcal{C} -системе, обусловленного одномерным расширением системы. Эта начальная стадия расширения системы представляет собой по сути дела квантовый переход возникшего при соударении сильно сжатого в одном измерении сгустка возбужденной адронной материи в состояние не менее двух разлетающихся кластеров, каждый из которых в собственной системе координат занимает сферически-симметричный стандартный объем V_0 , определяемый радиусом взаимодействия адронов. Предположение о равенстве энтропии кластеров в начальный момент их образования потенциальному значению энтропии S_F полностью определяет движение кластеров в \mathcal{C} -системе.

Основные характеристики множественного процесса образования адронов в этом варианте статистической теории отличаются от приведенных в работе [1] формул статистической модели Померанчука учетом лоренц-фактора движения кластера в \mathcal{C} -системе, определяемого соотношением (4а).

Низкая критическая температура статистических подсистем позволяет ограничиться рассмотрением пионной компоненты излучения, не загромождая условия статистического равновесия в конечном состоянии системы учетом незначительной примеси более тяжелых адронов. Однако при $T_k \approx m$ возникает и некоторое осложнение, связанное с тем, что представляющие равновесное излучение частицы нельзя считать ультрарелятивистскими. Поэтому в статистических расчетах пионного излучения нельзя исходить непосредственно из формулы Планка для фотонов, изменив в ней лишь статистический множитель.

Распределение пионов по импульсам для статистически равновесной системы с полным объемом V_k при температуре T_k описывается следующей формулой [19, 1]:

$$dN(\mathbf{p}) = \frac{3}{i(2\pi)^3} V_k \frac{d\mathbf{p}}{\exp[z(1+x^2)^{1/2}] - 1}, \quad (7)$$

где $z = m/T_k$; $x = |p|/m$.

Статистический вес в этом соотношении взят равным трем, что соответствует предположению об одинаковом числе генерируемых π^+ , π^- и π^0 -мезонов.

Проинтегрировав распределение по импульсам, найдем полное число пионов в одном кластере:

$$N/2 = (3/2\pi^2) V_k T_k^3 F_T, \tag{8}$$

где интеграл $F_T = z^3 \int_0^\infty x^2 dx / \{ \exp [z(x^2 + 1)^{1/2}] - 1 \}$ — медленно меняющаяся функция от T_k . Для $T_k = m$ величина $F_m = 1,78$. Учитывая, что критический объем системы $V_k = V_0 N/2$, получаем соотношение

$$T_k = \left(\frac{2\pi^2}{3F_m} \frac{1}{V_0} \right)^{1/3}, \tag{9}$$

из которого следует, что критическая температура целиком определяется выбором элементарного объема $V_0 = (4\pi/3)R^3$.

Оставляя возможность некоторых общих изменений окончательных результатов статистических расчетов, введем единственный параметр $\alpha \approx 1$, определяющий незначительные отклонения радиуса взаимодействия адронов $R = \alpha/m$ от принятого Ферми значения $R_F = 1/m$. Соотношение (9) при этом принимает вид*

$$T_k = \left(\frac{\pi}{2} \frac{1}{F_m} \right)^{1/3} \frac{m}{\alpha} \approx \left(\frac{\pi}{2 \cdot 1,78} \right)^{1/3} \frac{m}{\alpha} \approx 0,96 \frac{m}{\alpha}. \tag{9a}$$

Исходное распределение (7) по импульсам в собственной системе отдельного кластера преобразуем в распределение по энергии пионов:

$$dN(E_\pi) = \frac{3}{2\pi^2} V_k T_k^2 z^2 \frac{(y^2 - 1)^{1/2} y dE_\pi}{\exp(zy) - 1}, \tag{10}$$

где $y = E_\pi/m$.

Приравнявая полную энергию пионов всего кластера $\int E_\pi dN(E_\pi)$ величине (4) и учитывая, что $V_k = V_0 \frac{N}{2}$, находим

$$KE_c^{2/3} (M/2)^{1/3} = (3/2\pi^2) V_0 (N/2) T_k^4 \Phi_T, \tag{11}$$

* Этот результат подтверждает приближительное равенство $T_k \approx m$, из которого мы исходили при определении значения интеграла $F = 1,78$. Низкая температура статистической системы в конечном состоянии предопределяет малое количество примеси каонов и антинуклонов в составе равновесного излучения. Результаты этих предсказаний, весьма чувствительные к выбору критической температуры, сыграли основную роль в экспериментальном решении вопросов в пользу вариантов статистической теории, учитывающих расширение системы до критического объема [1, с. 563].

Таблица сравнения экспериментально найденной средней множественности

$S, (\Gamma\epsilon\epsilon)^2$		26,0	47,0
Средняя множественность	N_{\pm} , эксперимент	$3,65 \pm 0,05$	$4,30 \pm 0,04$
	$N_{\pm} + 2$, наст. работа	3,8	4,2
	N_{\pm} , модель Померанчука	3,1	4,2

где $\Phi_T = z^4 \int_1^{\infty} (y^2 - 1)^{1/2} y^2 dy / [\exp(zy) - 1]$ — медленно меняющаяся функция от T_k . Для $T_k = m$ величина $\Phi_m = 5,78$.

Подставляя (9) в полученное соотношение (11), определяем среднее число пионов в общей системе из двух кластеров, соответствующее соударениям с заданным коэффициентом неупругости

$$N_k = \alpha (2/\pi)^{1/3} (M/m) (F_m^{4/3}/\Phi_m) K (2E_c/M)^{2/3} \approx \approx 2,16\alpha K (2E_c/M)^{2/3}. \quad (12)$$

Усредняя ассоциативную множественность N_k по всем соударениям, находим среднюю множественность

$$N \approx 2,16\alpha \bar{K} (2E_c/M)^{2/3}. \quad (13)$$

Принимая $\alpha = 1$, $K = 0,4$ и учитывая множитель $2/3$, получаем среднее число заряженных частиц, образующихся в кластерах:

$$N_{\pm} \approx 0,58 (2E_c/M)^{2/3}. \quad (14)$$

Таким образом, статистические расчеты приводят к вполне определенному коэффициенту пропорциональности в степенной зависимости (6). При сравнении полученного соотношения (14) с экспериментальными данными следует учитывать, что в них приведено общее число зарегистрированных заряженных частиц, включая первичные протоны и продукты их фрагментации. Как видно из таблицы, после увеличения полученной множественности (14) на две заряженные частицы, соответствующие первичным протонам, величина $N_{\pm} + 2$ остается несколько меньше числа заряженных частиц, наблюдаемых в экспериментах на водородных пузырьковых камерах и на встречных пучках [27, с. 195]. Для сравнения в табл. 1 приведены также взятые из работы [1] предсказания множественности заряженных частиц по статистической

ности заряженных частиц в $p\bar{p}$ -соударениях с результатами расчетов

95,6	190	452	910	1990	2800
$5,32 \pm 0,13$	$6,34 \pm 0,14$	$7,0 \pm 1,1$	$9,3 \pm 1,4$	$10,9 \pm 1,6$	$12,2 \pm 1,8$
4,8	5,5	6,6	7,9	9,6	10,5
6,0	8,4	13,0	18,4	27,2	32,3

модели Померанчука без учета движения кластера в Π -системе $N_{\pm} = 0,61S^{1/2}$, где S выражена в $G\bar{e}^2$.

Для согласования с экспериментом модели Померанчука в области $S > 100 G\bar{e}^2$ приходится учитывать движение кластера в Π -системе, эмпирически определяя $\gamma_{\text{кл}} \sim E_c^{1/2}$ [1]. В обсуждаемой статистической модели учет одномерной стадии расширения приводит к лоренц-фактору кластера $\gamma_{\text{кл}} \sim E_c^{1/3}$, занимающему промежуточное положение между рассматриваемыми в работе [1] вариантами модели Померанчука с $\gamma_{\text{кл}} = 1$ и $\gamma_{\text{кл}} \sim E_c^{1/2}$.

В работе [28] при анализе экспериментальных результатов, полученных на встречных кольцах, использовалась критическая температура кластера, соответствующая параметру $\alpha = 1,2$. Выбор этого значения параметра α в рассмотренной модели приводит к множественности, совпадающей с экспериментальными результатами. Однако не ясно, следует ли стремиться к такому совпадению, фактически исключающему рождение мезонов вне рассмотренного статистического механизма.

Поделив полную энергию кластера на число пионов (8), найдем среднюю энергию пионов в системе кластера

$$\bar{E}_{\pi} = T_R \Phi_T / F_T = 0,96 (m/\alpha) \Phi_{\alpha} / F_{\alpha}, \tag{15}$$

которая при $\alpha = 1$ составляет $3,1m = 0,43 G\bar{e}$. Это предсказание, являющееся общим для всех моделей с низкой критической температурой, подтверждается оценками средней энергии частиц в фэйрболах, наблюдаемых в космических лучах, и результатами точных исследований $p\bar{p}$ -аннигиляции в покое [1].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение приведем краткое резюме проведенного анализа развития статистической теории множественного рождения адронов.

1. В основе статистической теории лежит идея термодинамического равновесия образующегося при соударении частиц излучения. Имеются глубокие физические основания ожидать, что в системе образовавшихся адронов успевают установиться состояния весьма близкие к статистически равновесному. Плодотворность этой идеи состоит в возможности получения основных усредненных характеристик процесса без преодоления трудностей квантовополевой теории детального описания множественного рождения адронов.

Задача статистического описания этого процесса сводится, казалось бы, к простому применению квантовой теории равновесного излучения для случая образования адронов. Однако из-за микроскопичности рассматриваемой системы при реализации этой программы неожиданно встретились трудности, которые помешали получить окончательное и однозначное решение поставленной проблемы. Правда, несмотря на неприемлемость в целом полученных ранее решений, в первых же работах по статистической теории множественного рождения были установлены следующие важнейшие положения развиваемого подхода:

а) начальное состояние образовавшейся при соударении частиц системы имеет в C -системе размеры порядка размеров лоренцево сжатого нуклона V_F (Ферми, 1950);

б) к наблюдаемым в эксперименте характеристикам свободно разлетающихся частиц имеет непосредственное отношение лишь статистическое равновесие в системе, расширившейся до критического объема V_k , при котором можно пренебречь образованием новых адронов (Померанчук, 1951).

в) первоначально сжатая вдоль оси соударения система должна испытывать расширение преимущественно вдоль этого выделенного направления (Ландау, 1953).

Этими положениями исчерпываются твердо установленные условия решения задачи о статистически равновесном излучении адронов. Второе условие однозначно определяет массовый состав адронного излучения, соответствующий постоянному значению критической температуры T_{km} . Что же касается множественности, а также энергетических и угловых распределений частиц, то эти характеристики процесса оказываются зависимыми также и от характера расширения системы от первоначального V_F до критического объема V_k . Все расхождение предсказаний для этих характеристик процесса связаны с выбором различных схем расширения первичного объема системы. К сожалению, многочисленные исследования, развивающие статистическую теорию множественного рождения частиц, не привели к установлению единого и достаточно обоснованного подхода к описанию процесса расширения лоренцево сжатого сгустка адронной материи.

Размер исходной микросистемы вдоль направления движения столкнувшихся частиц существенно меньше радиуса взаимодей-

ствия адронов. Это обстоятельство не позволяет принять первоначально предложенный вариант равномерного расширения системы по всем направлениям, предполагающий термодинамическое равновесие в начальной стадии расширения. Неприемлем и гидродинамический вариант обоснования одномерного расширения лоренцево сжатого сгустка, который предполагает разбиение исходной системы на еще меньшие элементы, находящиеся локально в термодинамически равновесном состоянии. Явное противоречие с принципом неопределенности исключает гидродинамическое описание начальной стадии расширения.

Вместе с тем эти рассмотренные ранее варианты, предполагающие термодинамическое равновесие в системе в каждый момент ее расширения, можно с достаточным основанием применить для описания процесса расширения системы на более поздней стадии, после того как восстановлена сферически-симметричная форма адронного сгустка. Для описания последующего процесса расширения системы термодинамический вариант Померанчука и гидродинамический подход должны дать близкие результаты. Таким образом, расхождение предсказаний этих вариантов статистической теории устраняется исключением области неправомерного их использования для описания начального расширения лоренцево деформированного адронного сгустка. Вместе с тем однозначность окончательных результатов статистической теории можно обеспечить лишь при вполне определенном решении вопроса о начальной стадии расширения системы, в ходе которой лоренцево деформированный сгусток превращается в отдельные адронные кластеры, имеющие симметричную форму в собственных системах отсчета.

2. Образовавшаяся при лобовом соударении быстрых частиц система в начальный момент представляет собой неравновесную конфигурацию внезапно остановившегося лоренцево деформированных частиц. Вся энергия соударения в этот момент фактически заключена в потенциальной энергии неравновесной системы сжатой в объеме V_F материи. Эта энергия переходит в конечном состоянии в энергию свободно разлетающихся частиц. В ходе всего процесса первоначально лоренцево деформированный объем системы V_F расширяется до критического объема $V_k = NV_0$, занимаемого N частицами. Таким образом, возрастание общего объема системы связано не только с увеличением числа частиц в конечном состоянии, но и с тем фактом, что занимаемый каждой частицей объем V_0 в E_c/M раз превосходит первоначальный объем V_F системы. Отсюда следует, что наряду с термодинамическим процессом расширения обязательно должен происходить также изэнтропийный процесс одномерного расширения объема системы.

Следовательно, не в гидродинамических эффектах, а в самых общих свойствах восстановления равновесных сферически-сим-

метричных конфигураций адронной материи заключено обоснование стадии обратимого процесса расширения системы в одном измерении. Этот сугубо квантовый процесс восстановления равновесных размеров адронов связан с потреблением определенной части потенциальной энергии первоначально сжатого вещества, которая переходит в кинетическую энергию движения частиц вдоль оси соударения первичных частиц. Простейшее предположение о распределении этой энергии поровну между всеми вторичными частицами равносильно предположению об образовании двух разлетающихся в противоположные стороны возбужденных кластеров, для которых применим статистический метод описания последующего превращения их в изотропно разлетающиеся адроны. Общую долю энергии направленного движения адронов можно определить на основе дополнительного предположения об инвариантности начального значения энтропии системы $S_F \sim (2E_c)^{3/4} V_F^{1/4}$.

Обоснование такого предположения выходит, однако, за рамки обычной термодинамики. Более детальное рассмотрение этого вопроса необходимо прежде всего для того, чтобы обосновать однозначность окончательных результатов статистической теории множественного образования частиц.

3. Учет стадии обратимого процесса одномерного расширения системы приводит для средней множественности заряженных частиц к соотношению (14), которое удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Более характерна для рассмотренной модели образования двух кластеров особенность углового распределения частиц в C -системе, которая состоит в появлении двух максимумов, отвечающих распаду двух движущихся кластеров. Как известно, это экспериментальное указание на образование двух фэйрболов составило обескуражившее ранее затруднение для гидродинамической модели * [22].

Однако наблюдаемые в космическом излучении случаи образования двух центров составляют лишь небольшую часть соударений. Глобальные же измерения углового распределения на крупнейших ускорителях обнаруживали плато в области $\lambda = \lg \gamma_c$. Таким образом, рассмотренный механизм образования двух кластеров не считается основным [27, с. 307]. Качественное подтверждение такого механизма можно получить только для определенной части

* Гидродинамический механизм ускорения приводит к концентрации энергии направленного движения на небольшом числе частиц. Поэтому в распределении частиц по переменной $\lambda = -\lg \theta$ (где θ — угол вылета частицы в лабораторной системе отсчета) гидродинамическая модель дает максимум при $\lambda = \lg \gamma_c$, соответствующем вылету частиц под углом $\pi/2$ в C -системе. Наблюдение же в космическом излучении на этом месте обнаруживало минимум распределения, что и послужило тогда основанием для выбора модели двух фэйрболов [29, 30].

соударений, проводя анализ угловых и энергетических характеристик отдельно для каждого случая множественной генерации частиц. Усреднение же характеристик по взаимодействиям с различным коэффициентом неупругости сохраняет особенности углового распределения частиц в двухкластерной модели только в том случае, если этот механизм имеет универсальный характер. Полученные на ускорителях данные по угловому распределению частиц отрицают такое допущение. Следовательно, экспериментальное подтверждение найденной зависимости множественности от энергии нельзя рассматривать в качестве доказательства справедливости упрощенной схемы множественного рождения частиц. Если эксперимент в глобальной постановке не дает кинематических подтверждений движения кластера вдоль оси соударений с лоренц-фактором $E_c^{1/3}$, то тем более он не оправдывает допущения о движении кластера с лоренц-фактором $E_c^{1/2}$, которое делалось для согласования с экспериментом средней множественности, вычисленной по модели Померанчука. Таким образом, здесь сталкиваемся с трудностью, общей для всех вариантов статистических теорий множественного образования частиц. С одной стороны, нельзя увеличить критическую температуру кластера и соответствующую ей среднюю энергию пионов, не впадая в противоречие с надежно установленными экспериментальными фактами по составу генерируемых частиц и их средней энергии в системе изотропно-го разлета. В то же время явное отступление от линейной зависимости роста средней множественности от энергии служит однозначным экспериментальным доказательством возрастания доли энергии, уносимой частицами в виде направленного движения вдоль оси соударения. Модель, учитывающая появление двух кластеров на стадии одномерного расширения системы, как раз и отражает перечисленные особенности множественного процесса рождения адронов.

С другой стороны, эта модель приводит к определенным кинематическим особенностям углового распределения частиц, которые экспериментально подтверждаются лишь в относительно небольшом числе соударений.

Требование энергетического баланса, приводящее к выводу о большой доле энергии направленного движения частиц, можно совместить с фактом отсутствия явных признаков такого движения в кинематических характеристиках процесса, усредненных по всем соударениям, если допустить эффективное образование большого числа кластеров.

Таким образом, создавшуюся трудность всестороннего подтверждения статистической модели можно интерпретировать как указание на справедливость мультикластерной модели множественного рождения адронов [34]. При этом возрастание числа n образующихся кластеров означает, что стадия одномерного расширения

системы происходит до объема $V_0 n$. Средняя множественность соответственно уменьшается в $n^{1/3}$ раз, и ее энергетическая зависимость будет описываться степенной функцией с показателем $1/2 < l < 2/3$.

На этом пути можно, безусловно, достигнуть хорошего согласия статистической модели с экспериментальными данными в самых различных областях энергии. Но этот путь может привести и к исключению решающей роли статистической модели. Если распределение масс кластеров группируется около определенного значения, то множественность процесса будет целиком определяться энергетической зависимостью среднего числа образующихся кластеров, которая теоретически предсказывается пропорциональной $\ln(2E_c)$ [31]. В этом случае квантовый процесс перехода первоначально сильно сжатой в одном измерении системы в несколько кластеров будет играть определяющую роль, на долю же статистической теории останется лишь описание распада кластеров, масса и скорость движения которых предопределены квантово-полевой теорией сильных взаимодействий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фейнберг Е. Л. «УФН», 1971, т. 104, с. 539.
2. Розенталь И. Л. «УФН», 1975, т. 116, с. 271.
3. Розенталь И. Л., Чернавский Д. С. «УФН», 1954, т. 52, с. 185.
4. Коба Ж., Танаги Ш. «УФН», 1960, т. 70, с. 287.
5. Фейнберг Е. Л. «УФН», 1960, т. 70, с. 333.
6. Fermi E. «Progr. Theor. Phys.», 1950, v. 5, p. 570.
- 7а. Ферми Э. В кн.: Научные труды. Т. 2. М., «Наука», 1972.
- 7б. Heisenberg W. «Z. Phys.», 1936, Bd 101, S. 533.
8. Wataghin G. «Phys. Rev.», 1943, v. 63, p. 137; 1944, v. 66, p. 149.
9. Heisenberg W. «Nature», 1949, v. 164, p. 65; «Z. Phys.», 1949, Bd 126, S. 569.
10. Пухов Н. М., Чернавский Д. С. «Журн. теор. и мат. физ.», 1971, т. 7, с. 219.
11. Померанчук И. Я. «Докл. АН СССР», 1951, т. 78, с. 889.
12. Туаркин А. А. Preprint JINR E2-9828, 1976.
13. Ландау Л. Д. «Иzv. АН СССР, сер. физ.», 1953, т. 17, с. 51; в кн.: Собрание трудов. Т. 2. М., «Наука», 1969, с. 153.
14. Паули В. Теория относительности. Пер. с немец. М.—Л., Гостехиздат, 1947. !
15. Халатников И. М. «ЖЭТФ», 1954, т. 27, с. 529.
16. Бельский С. З., Милехин Г. А. «ЖЭТФ», 1955, т. 29, с. 20.
17. Розенталь И. Л. «ЖЭТФ», 1956, т. 31, с. 278.
18. Arai S. e.a. «Progr. Theor. Phys.», 1957, v. 17, p. 24.
19. Ландау Л. Д. В кн.: Собрание трудов. Т. 2. М., «Наука», 1969, с. 259.
20. Блохинцев Д. И. In: Proc. CERN Symposium. V. 2, 1956, p. 155; «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 350.
21. Iso C., Mori K., Namiki M. «Progr. Theor. Phys.», 1959, v. 22, p. 403.

22. Фейнберг Е. Л. В кн.: Квантовая теория поля и гидродинамика. Тр. ФИАН СССР. Т. 29, 1965, с. 155.
23. Емельянов А. А., Чернавский Д. С. «ЖЭТФ», 1959, т. 37, с. 1058.
24. Исо Ч., Мори К., Намики М. В кн.: Тр. Междунар. конф. по космическим лучам. Т. 1. М., Изд-во АН СССР, 1960, с. 230.
25. Жиров О. В., Шурык Э. В. «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 861.
26. Емельянов А. А. «ЖЭТФ», 1959, т. 36, с. 1550.
27. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. М., Атомиздат, 1974.
28. Смородин Ю. А. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 614.
29. Ciok P. e.a. «Nuovo cimento», 1958, v. 8, p. 166.
30. Зацепин Г. Т. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1962, т. 26, с. 674.
31. Дремин И. М., Ройзен И. И., Чернавский Д. С. «УФН», 1970, т. 101, с. 385.