

УДК 539.1  
ББК 22.38  
Е 60

Емельянов В. М., Тимошенко С. Л., Стриханов М. Н.  
**Введение в релятивистскую ядерную физику.** — М.: ФИЗМАТЛИТ,  
2004. — 184 с. — ISBN 5-9221-0518-3.

Обсуждаются феноменологические модели ядерного вещества при высоких плотностях энергии и температурах. Представлен обзор моделей, описывающих пространственно-временную эволюцию ядерного вещества, приведены оценки начальных плотностей энергии в столкновениях релятивистских тяжелых ионов. Обсуждаются эксперименты по измерению сигналов формирования кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов. Описан метод корреляции тождественных частиц, позволяющий определить размер области испускания частиц и его временную эволюцию. Содержатся основные сведения по событийному анализу столкновений тяжелых ионов. Рассмотрены основные идеи ультрапериферической ядерной физики. Содержится краткий обзор экспериментальных данных RHIC и их анализ.

Первые пять глав книги основаны на курсе лекций, прочитанных одним из авторов для студентов пятого курса факультете ЭТФ МИФИ. Их содержание соответствует программе курса «Введение в релятивистскую ядерную физику».

Для специалистов-ядерщиков, а также студентов старших курсов и аспирантов, обучающихся по специальностям <<Физика элементарных частиц>>, <<Экспериментальные методы ядерной физики>> и <<Микро- и космофизика>>.

ISBN 5-9221-0518-3

© ФИЗМАТЛИТ, 2004

© В. М. Емельянов, С. Л. Тимошенко,  
М. Н. Стриханов, 2004



## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	6
Введение . . . . .	7
<b>Глава 1. Феноменологические модели свойств ядерного вещества при высоких плотностях энергии. . . . .</b>	<b>14</b>
1.1. Две проблемы квантовой хромодинамики. . . . .	14
1.2. Двухфазная модель ядерного вещества . . . . .	15
1.3. Дебаевское экранирование в кварк-глюонной системе . . . . .	17
1.4. Непертурбативные методы в КХД. . . . .	19
1.5. Решёточные калибровочные теории (РКТ) . . . . .	21
<b>Глава 2. Сжатая и нагретая адронная материя в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов. . . . .</b>	<b>27</b>
2.1. Модель многократных столкновений Глаубера . . . . .	27
2.2. Пространственно-временная картина адрон-адронных и ядро-ядерных взаимодействий. . . . .	30
2.3. Предравновесные процессы и термализация партонов. . . . .	36
2.4. Гидродинамическая модель расширения ядерной материи . . . . .	43
2.5. Спектры вторичных частиц, кинетическое и химическое вымораживание. . . . .	47
2.6. Начальная плотность энергии термализованной ядерной материи. . . . .	51
2.7. Начальная плотность энтропии . . . . .	53
2.8. Статистическая модель рождения частиц в столкновениях тяжёлых ионов. . . . .	55
<b>Глава 3. Корреляции между поперечной энергией и прицельным параметром в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов . . . . .</b>	<b>58</b>
3.1. «Жёсткая» и «мягкая» компоненты поперечной энергии . . . . .	58
3.2. Определение прицельного параметра столкновения ядер в экспериментах на RHIC. . . . .	60

<b>Глава 4. Экспериментальные сигналы образования нагретой и сжатой ядерной материи в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов</b> . . . . .	63
4.1. Экспериментальные сигналы, чувствительные к природе фазового перехода. . . . .	63
4.2. Испускание дилептонов в столкновениях релятивистских ядер . . . . .	67
4.3. Интегрирование по пространственно-временному расширению. . . . .	70
4.4. Свойства дилептонов, рождённых в кварк-глюонной плазме и адронном газе . . . . .	72
4.5. Отношение дилептонного и пионного спектров . . . . .	75
4.6. Неопределённости в сигналах адронного газа и кварк-глюонной плазмы. . . . .	75
4.7. Плавление резонансов в термализованной ядерной материи. . . . .	77
4.8. Испускание фотонов. . . . .	82
4.9. Сжатие струй (jet quenching) в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов. . . . .	86
4.10. Коллективное расширение ядерной материи в столкновениях релятивистских ядер. . . . .	97
4.11. Рождение странных частиц в КГП и адронной плазме . . . . .	105
<b>Глава 5. Адронная и фотонная интерферометрия</b> . . . . .	114
5.1. Метод НВТ интенсивной интерферометрии . . . . .	114
5.2. Корреляции частиц из пространственно-временных распределений . . . . .	115
5.3. НВТ в центральных азимутально-симметричных столкновениях релятивистских ядер . . . . .	120
5.4. Интерпретация пространственно-временных характеристик. . . . .	121
5.5. Модельные параметризации функции источника . . . . .	122
5.6. Фотонная интерферометрия . . . . .	124
<b>Глава 6. Флуктуации физических величин в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов</b> . . . . .	126
6.1. Флуктуации плотности, быстроты и температуры . . . . .	126
6.2. Флуктуации множественности . . . . .	128
6.3. Рождение заряженных частиц в $pp$ - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях . . . . .	128
6.4. Флуктуации в модели участников. . . . .	129
6.5. Флуктуации в температурной модели . . . . .	131
6.6. Зависимость от центральности и степень термализации . . . . .	132
6.7. Усиление флуктуаций при фазовом переходе 1-го рода. . . . .	133
6.8. Зарядовые флуктуации и корреляции . . . . .	134
6.9. Зарядовые флуктуации в термализованном адронном газе. . . . .	135
6.10. Зарядовые флуктуации в кварк-глюонной плазме . . . . .	136
6.11. Флуктуации поперечного импульса . . . . .	137
6.12. Определение критической точки КХД при событийном анализе . . . . .	138

---

Глава 7. <b>Разупорядоченный киральный конденсат</b> . . . . .	140
7.1. Классические пионные поля и разупорядоченный киральный конденсат . . . . .	140
7.2. Динамический сценарий образования DCC. . . . .	141
7.3. События без образования DCC. . . . .	143
7.4. События с образованием DCC . . . . .	143
Глава 8. <b>Переменяемость и фрактальность</b> . . . . .	146
8.1. Простейшая модель переменяемого поведения . . . . .	146
8.2. Переменяемость и фрактальность в распределениях по множественности в столкновениях релятивистских ядер . . . . .	148
Глава 9. <b>Ультрапериферические ядро-ядерные столкновения</b> . . . . .	151
9.1. Ядерные возбуждения и некогерентные фотоядерные взаимодействия . . . . .	152
9.2. Двухфотонные взаимодействия . . . . .	153
9.3. Гамма-померонные взаимодействия . . . . .	154
9.4. Померон-померонные взаимодействия . . . . .	157
9.5. Интерференционные эффекты в когерентных ядро-ядерных взаимодействиях . . . . .	157
Глава 10. <b>Обзор экспериментальных данных RHIC</b> . . . . .	159
10.1. Множественность . . . . .	159
10.2. Зависимость множественности от центральности соударения . . . . .	161
10.3. Распределения множественности по быстротам (псевдобыстротам) . . . . .	163
10.4. Азимутальные распределения . . . . .	164
10.5. Выход адронов . . . . .	165
10.6. Подавление выхода частиц с большими поперечными импульсами . . . . .	165
10.7. $V/\pi$ загадка . . . . .	167
10.8. Ультрапериферические столкновения тяжёлых ионов . . . . .	168
10.9. НВТ корреляции на RHIC. . . . .	171
Приложение. Основы квантовой хромодинамики . . . . .	173
Список литературы . . . . .	180

## Предисловие

Релятивистская ядерная физика — новое и стремительно развивающееся направление физики высоких энергий. За последнее десятилетие на ускорителях SPS (ЦЕРН) и RHIC (Брукхэйвен, США) получено большое число новых экспериментальных данных по столкновениям релятивистских тяжёлых ионов. Эти данные позволяют осуществить проверки как теории возмущений квантовой хромодинамики, так и предсказанного в этой теории фазового перехода адроны–кварк-глюонная плазма. Новое состояние ядерного вещества — кварк-глюонная плазма, как ожидается, способна формироваться при высоких плотностях энергии в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов. Фазовый переход адроны — кварк-глюонная плазма заведомо существовал в ранней Вселенной, поэтому столкновения релятивистских ядер, по-видимому, можно рассматривать как модель процессов, происходивших при эволюции Вселенной.

В книге рассмотрена пространственно-временная картина столкновений релятивистских ядер, проблемы термализации ядерного вещества и сигналов формирования кварк-глюонной и адронной плазмы. Сигналами формирования термализованного ядерного вещества являются, в частности, дилептоны, фотоны, частицы, содержащие тяжёлые кварки, а также струи. Среди методов диагностики кварк-глюонной плазмы следует отметить адронную и фотонную интерферометрию и событийный анализ флуктуаций физических величин, рассмотренные в предлагаемой книге. Весьма интересным направлением релятивистской ядерной физики представляются ультрапериферические ядроядерные столкновения, связанные с когерентными фотонными и померонными взаимодействиями. Значительное внимание в книге уделено анализу экспериментальных данных с RHIC.

Первые пять глав книги основаны на курсе лекций, прочитанных одним из авторов для студентов пятого курса факультета ЭТФ МИФИ. Их содержание соответствует программе курса «Введение в релятивистскую ядерную физику». Остальные главы выходят за рамки этого курса, их можно рекомендовать (как и содержащиеся в них ссылки) для углублённого изучения релятивистской ядерной физики.

## Введение

В развитии квантовой хромодинамики как теории сильных взаимодействий за последние двадцать лет можно выделить два этапа. Первый из них связан с изучением жёстких процессов. Как хорошо известно, константа связи сильных взаимодействий уменьшается с ростом квадрата переданного 4-импульса  $|Q^2|$ . Для  $|Q^2| \gg \Lambda_{\text{кхд}}^2$  ( $\Lambda_{\text{кхд}} \approx 200$  МэВ) константа связи  $\alpha_s \ll 1$ , и процессы взаимодействия кварков, антикварков и глюонов могут быть описаны в рамках теории возмущений КХД. Такие вычисления начались ещё в 70-е годы, ведутся они и в настоящее время. Следует подчеркнуть, что эти вычисления предсказали существование адронных струй с большими поперечными импульсами, вскоре обнаруженных экспериментально.

Однако теория возмущений КХД не описывает процессы с малыми ( $|Q^2| \leq \Lambda_{\text{кхд}}^2$ ) переданными импульсами. Именно эти, мягкие, процессы представляют основную трудность описания имеющихся данных в квантовой хромодинамике. Дело в том, что наблюдаемыми частицами являются не кварки и глюоны КХД, а адроны, образующиеся при мягкой адронизации кварков и глюонов. В этом отношении КХД качественно отличается от квантовой электродинамики, где наблюдаемые — электроны, позитроны и фотоны.

Уже в 80-х годах XX века стало ясно, что пертурбативная КХД не охватывает всех явлений, которые происходят при столкновениях адронов и атомных ядер. Такие важнейшие свойства сильных взаимодействий как конфайнмент цветовых зарядов, нарушение киральной инвариантности и, наконец, иерархия масс сильновзаимодействующих частиц не могут быть описаны в пертурбативном секторе КХД. Как оказалось, непертурбативные флуктуации кварковых и глюонных полей играют определяющую роль на больших ( $\approx 1$  фм) расстояниях в КХД. Как описывать эти непертурбативные флуктуации? Следует отметить, что эта проблема была новой для физики элементарных частиц в 70-х годах. Однако она была отнюдь не новой для физики вообще: в физике твёрдого тела, статистической физике, в оптике уже были развиты методы описания ансамблей сильновзаимодействующих частиц. Поэтому вполне естественно, что уже в 80-х годах эти методы были использованы в физике элементарных частиц, в квантовой хромодинамике. Так в КХД появились решёточные вычисления, метод правил сумм, квазиклассические (инстантонные) методы.

Ниже будут кратко обсуждены достижения этих подходов. Здесь же следует подчеркнуть, что эти (статистико-термодинамические) методы показали, что истинный КХД вакуум значительно отличается от

вакуума пертурбативной КХД. Но если это так, то возникает вопрос: как изменяются свойства КХД вакуума с ростом  $\alpha_s(Q^2)$  и к каким наблюдаемым эффектам это изменение может привести? В этой книге будут сделаны попытки ответить на этот вопрос. К сожалению окончательного ответа, как обычно в физике, не существует. Для решения сложной задачи, какой, несомненно, является проблема «больших» и «малых» расстояний в КХД, постановку задачи следует упростить. Одно из возможных упрощений — рассмотрение макроскопической системы кварков и глюонов, описываемой законами статистической физики и термодинамики. Такой подход подразумевает установление локального или глобального равновесия в системе сильно взаимодействующих кварков и глюонов. А priori далеко не очевидно, что эта гипотеза оправдана в адронных взаимодействиях. Поэтому её следует рассматривать как гипотезу, требующую экспериментальной проверки. Одна из важных задач физики высоких энергий — поиск сигналов установления равновесия при взаимодействии частиц и ядер.

Если локальное термодинамическое равновесие в системе кварков, антикварков и глюонов действительно устанавливается, то при температурах  $T \gg \Lambda_{\text{кхд}}$  характерные переданные импульсы  $Q^2 \sim T^2 \gg \Lambda_{\text{кхд}}^2$  и «бегущая константа» связи  $\alpha_s \approx 1/\ln(Q^2/\Lambda_{\text{кхд}}^2) \ll 1$ . Тогда кварки и глюоны образуют газ частиц, распространяющихся на расстояния, большие 1 фм. Такое состояние кварков, антикварков и глюонов было названо Э. Шуряком кварк-глюонной плазмой (КГП). Это так называемая «горячая» КГП. КХД имеет, как мы увидим ниже, и другой, «холодный» плазменный предел при высоких барионных плотностях.

Концепция нагретой адронной материи обсуждалась в пионерских работах Э. Ферми, И. Померанчука, Л. Ландау и Е. Фейнберга [1], в которых статистические и гидродинамические методы применены к ансамблю сильно взаимодействующих частиц — адронов. Возможность фазового перехода предсказана в работе А. Сахарова [2]. Подобные идеи статистического описания используются и сегодня, только вместо адронов рассматривается следующий уровень строения вещества — кварки, антикварки и глюоны КХД. Качественное описание фазового перехода в КХД содержится в работе А. Полякова [3], позднее подтверждённое расчётами на пространственно-временных решётках [4]. Температура фазового перехода  $T_c$  адроны — кварк-глюонная плазма, по решёточным оценкам, составляет около 200 МэВ. Как мы увидим ниже, ожидаемые температуры ядерного вещества  $T \sim T_c \sim \Lambda_{\text{кхд}}$  относятся к инфракрасной области КХД («большим» расстояниям), поэтому модели микроскопического описания КХД являются феноменологическими. Далеко не всегда удаётся проследить их связь с основными положениями КХД (содержащимися в лагранжиане), однако эти модели успешно описывают отдельные предсказания теории. Некоторые из этих моделей рассмотрены в первой главе.

Интерес к квантовой хромодинамике при конечных температурах и плотностях связан также с космологическими и астрофизическими



проблемами. Согласно современным представлениям об эволюции вещества после Большого Взрыва, фазовый переход кварки (глюоны) → адроны ядерное вещество испытывало в первые микросекунды. Кроме того «холодное» плазменное состояние, возможно, существует в недрах нейтронных звёзд.

Замечательная возможность воспроизвести поведение ядерного вещества после Большого Взрыва в лабораторных условиях появилась за последние 10 лет в связи с экспериментальными возможностями создания сильно сжатой адронной материи в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов. В табл. I приведены имеющиеся и планируемые ускорители тяжёлых ионов, их энергии и время работы.

Таблица I

Период времени	Ускоритель	Ядра	Энергия в с.ц.м., ГэВ/нуклон
1986–1993	BNL-AGS CERN-SPS	до $^{28}\text{Si}$ до $^{32}\text{S}$	5 20
1993–1998	AGS-booster SPS-Pb booster	все A все A	4 (Pb) 17 (Pb)
2000–2007	RHIC LHC	Au Pb	200 6300

Как видно из этой таблицы, релятивистская ядерная физика — сравнительно молодая наука, однако уже за этот небольшой (меньше 20 лет) срок накоплен значительный экспериментальный и теоретический материал, который позволяет говорить о релятивистской ядерной физике как о самостоятельном направлении в физике высоких энергий. Термин «релятивистская ядерная физика» был впервые введён академиком А. М. Балдиным для описания столкновения ядер с энергиями в несколько ГэВ на нуклон [5, 6].

В настоящей книге мы ограничимся рассмотрением столкновений ядер с энергиями, как правило, в несколько сотен и тысяч ГэВ на нуклон, имея в виду энергии имеющихся и строящихся ионных коллайдеров. Задачей этой книги является попытка систематизировать имеющиеся представления о взаимодействиях ядер при высоких энергиях, ознакомить читателя с основными теоретическими и экспериментальными методами анализа данных с ускорителей и, возможно, привлечь его интерес к этой области ядерной физики.

Ядро-ядерные взаимодействия предоставляют уникальную возможность исследования ядерного вещества в экстремальных (сильно нагретых и сжатых) состояниях. В этих состояниях, как будет видно ниже, ядерное вещество кардинально меняет свои свойства по сравнению с обычным ядерным веществом: изменяются характеристики адронов, возникают коллективные взаимодействия, проявляется кварк-глюонная структура адронов и т. д. Поэтому релятивистская ядер-

ная физика является лабораторией для проверки современной теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики. Особенно важно, что, в отличие от адрон-адронных взаимодействий, ядро-ядерные взаимодействия позволяют исследовать КХД на значительно больших пространственно-временных масштабах и плотностях энергии. Следует ожидать, что статистико-термодинамическое описание ансамблей сильновзаимодействующих частиц, о котором говорилось выше, может быть применимо к описанию ядро-ядерных взаимодействий. Интересно отметить, что такие сложные события, как столкновения релятивистских тяжёлых ионов при использовании статистических и термодинамических методов могут описываться гораздо проще, чем нуклон-нуклонные взаимодействия. Однако далеко не очевидно, что предсказанный в КХД фазовый переход действительно может быть реализован в столкновениях релятивистских ядер. Устанавливается ли локальное термодинамическое равновесие в столкновениях тяжёлых ионов и применим ли вообще статистико-термодинамический подход к этим взаимодействиям? Положительный ответ на этот вопрос зависит от соотношения между характеристическим временем  $\tau_i$  установления локального термодинамического равновесия и характерным временем реакции  $\tau_{\text{реак}}$ . Обе величины,  $\tau_i$  и  $\tau_{\text{реак}}$ , определяются динамикой взаимодействия ядер и должны вычисляться, исходя из «первых принципов» теории сильных взаимодействий. Однако, как уже отмечалось выше, КХД в инфракрасной области не даёт устойчивых предсказаний для наблюдаемых величин, в том числе и для времён  $\tau_i$  и  $\tau_{\text{реак}}$ . Таким образом, в настоящее время теоретически невозможно доказать наличие термодинамического равновесия в столкновениях релятивистских ядер, и применимость статистико-термодинамического описания следует рассматривать как гипотезу, допускающую экспериментальную проверку. Эксперименты на RHIC и LHC должны дать ответ на вопрос о границах термодинамического описания. Если в этих экспериментах можно получить высокие начальные температуры или начальные плотности энергии, то возможно формирование нового состояния адронной материи — кварк-глюонной плазмы. Если же  $T_i < T_c$  или  $\varepsilon_i < \varepsilon_c$  ( $T_c$  и  $\varepsilon_c$  — критические температуры и плотности энергии), то возможно образование адронной плазмы, изучение свойств которой, пожалуй, столь же интересно, как и КПП. Очень важный и интересный вопрос: при каких энергиях и массах ядер столкновение можно описывать на языке адронных степеней свободы и когда такое описание становится неадекватным и нужно привлекать кварк-глюонные степени свободы?

Очевидно, что максимальная начальная плотность энергии реализуется при центральных столкновениях ядер, когда величина прицельного параметра много меньше радиуса сталкивающихся ядер (для золота и свинца  $R \approx 6 \div 7$  фм). Так как центральные столкновения ядер являются достаточно редкими событиями, подавляющее большинство взаимодействий — периферические с прицельным параметром  $b > 1$  фм. Среди периферических взаимодействий особое место занимают ульт-

трапериферические с прицельным параметром  $b > 2R$  ( $R$  — радиус сталкивающихся ядер), т.е. такие взаимодействия, при которых ядра практически не перекрываются. При таких прицельных параметрах сильные взаимодействия уже не являются доминирующими, поскольку ядерная плотность уже достаточно мала. Конкуренцию сильным взаимодействиям в данном случае могут составить когерентные фотон-фотонные, фотон-померонные и померон-померонные взаимодействия ядер. Это новое и перспективное направление в релятивистской ядерной физике за последние два года получило развитие в эксперименте STAR на RHIC и будет обсуждаться нами в настоящей книге.

Если кварк-глюонная или адронная плазма формируются в процессах столкновений релятивистских ядер, то каковы экспериментальные сигналы этих состояний? К сожалению, до сих пор не найден такой экспериментальный сигнал, который однозначно бы свидетельствовал в пользу образования КГП или адронной плазмы. Одна из основных трудностей состоит в том, что при статистико-термодинамическом описании ансамбля частиц, участвующих во взаимодействии, вводятся температура, давление, энтропия и другие переменные, однако экспериментально измеряются обычно импульсные спектры вторичных частиц. И далеко не всегда удаётся установить однозначное соответствие между этими наборами переменных. В частности проявление фазового перехода в системе взаимодействующих частиц (адронов, кварков и глюонов) в спектрах вторичных частиц далеко не очевидно. Другая трудность состоит в том, что фоны от распадов частиц, как правило, сопоставимы с сигналами нагретой ядерной материи.

Среди кандидатов на сигналы нагретой ядерной материи, образующейся в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов, следует отметить:

1. немонотонности в импульсном распределении вторичных частиц, отражающие свойства фазового перехода адроны — кварк-глюонная плазма [7];
2. отношение выходов странных частиц к нестранным ( $K/\pi$ ), различное для адронизации адронного газа и КГП [8];
3. образование дроплетов странной материи, барионных состояний с малым отношением заряда к массе [9].

Все эти сигналы, называемые адронными пробами, имеют очевидный недостаток — мягкие процессы адронизации могут существенно исказить информацию о начальном состоянии ядерной системы. Обычно адронные пробы несут информацию о свойствах системы вблизи её развала на невзаимодействующие частицы. Для анализа состояния системы вблизи развала применяется метод адронной интерферометрии, рассматриваемый в книге. Различные сценарии адронизации приводят к интересным флуктуациям множественностей вторичных частиц (переменяемость, фрактальность), эти флуктуации, как ожидается, могут отражать динамику взаимодействия адронов.

Жёсткие пробы — лептоны и фотоны — имеют малое (по сравнению с адронными пробями) сечение взаимодействия с ядерной материей, их средняя длина пробега гораздо больше поперечного размера ядерной материи, создаваемой в столкновениях релятивистских ионов. Поэтому лептоны и фотоны, образованные внутри объёма ядерной материи, покидают этот объём практически без взаимодействия с окружающей материей и несут информацию о её состоянии непосредственно в детектор. Отмеченное свойство лептонов и фотонов позволяет рассматривать их в качестве основного инструмента в исследовании свойств ядерной материи, формируемой в столкновениях релятивистских ионов.

К жёстким пробам нагретого ядерного вещества относится также образование струй с большими ( $p_{\perp} > 2 \text{ ГэВ}$ ) поперечными импульсами. Источниками этих струй являются частицы, возникающие при адронизации кварков и глюонов. Кварки и глюоны до своей адронизации распространяются в ядерной среде, которая может включать как адронную, так и кварковую составляющую. Оказывается, что потери энергии кварка в процессе столкновения с частицами среды и при тормозном излучении зависят от свойств среды (это явление названо «jet quenching»), поэтому выход струй с большими  $p_{\perp}$  в ядро-ядерных взаимодействиях ожидается значительно подавленным по сравнению с адрон-адронными взаимодействиями. Этот эффект обнаружен в экспериментальных данных по выходам адронов на ускорителе RHIC. К этой же категории — жёстким пробам — относится выход частиц, содержащих тяжёлые ( $c$  и  $b$ )-кварки. Дело в том, что экранирование в ядерной среде может привести к подавлению выхода частиц, содержащих скрытый чарм. Это явление, названное плавлением  $J/\psi$ , предсказано впервые Т. Matsui и Н. Satz [10] в 1986 году и сейчас рассматриваются как один из главных сигналов образования нагретой ядерной материи в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов.

В **первой главе** будут сформулированы некоторые проблемы квантовой хромодинамики, которые в принципе могут решаться в релятивистской ядерной физике, приведены простые оценки критических температур и плотностей энергии, при которых возможен фазовый переход «адроны — кварк-глюонная плазма. В этой же главе рассмотрены предсказания феноменологических моделей относительно свойств ядерного вещества при высоких температурах и плотностях энергии.

Во **второй главе** рассматриваются геометрическая и пространственно-временная картины адрон-адронных и ядро-ядерных взаимодействий, способы описания предравновесной стадии, а также одномерная гидродинамическая модель расширения ядерного вещества. В этой модели приводятся оценки начальной плотности энергии и плотности энтропии в столкновениях релятивистских ионов. Кратко обсуждаются идеи о новом состоянии адронной материи — конденсате цветового стекла (color glass condensates).

**Третья глава** посвящена экспериментальному изучению корреляций между поперечной энергией, множественностью и прицельным па-

раметром в столкновениях тяжёлых ионов. Эти корреляции позволяют выделять центральные столкновения релятивистских ядер.

В **четвёртой главе** рассматриваются экспериментальные сигналы образования нагретой ядерной материи в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов. К ним относятся дилептоны и фотоны, а также векторные мезоны и струи, испускаемые нагретой ядерной материей. В этой же главе обсуждается рождение странных частиц в адронной и кварк-глюонной плазме, а также вопросы коллективного течения ядерной материи.

В **пятой главе** обсуждается метод адронной интерферометрии, позволяющей определить размеры источника испускания адронов и его временную эволюцию.

В последние годы большое внимание уделяется событийному анализу (event-by-event) столкновений релятивистских тяжёлых ионов. Этот анализ позволяет, в принципе, выделить динамические флуктуации физических величин на фоне статистических флуктуаций. Эти вопросы рассматриваются в **шестой главе**.

В **седьмой главе** описывается интересный пример флуктуаций в изоспиновом пространстве, приводящих к образованию разупорядоченного кирального конденсата.

**Восьмая** глава посвящена перемежаемости и фрактальности. В применении к физике высоких энергий перемежаемость — это крупномасштабные флуктуации зарядовой плотности частиц в малых областях фазового пространства.

В **девятой главе** рассматривается, пожалуй, самая молодая область релятивистской ядерной физики — ультрапериферические ядро-ядерные взаимодействия.

В **десятой главе** приведён краткий обзор первых экспериментальных данных с RHIC и их анализ. К моменту выхода книги этих экспериментальных данных, безусловно, будет гораздо больше, однако уже имеющиеся данные позволяют извлечь важную информацию о характере взаимодействия ядер при высоких энергиях.

В книге неоднократно используется современная теория сильных взаимодействий — квантовая хромодинамика. Поэтому авторы сочли уместным сформулировать основные положения теории в **приложении**. Важные аспекты релятивистской ядерной физики содержатся в ссылках, собранных в списке литературы, к которым может обратиться заинтересованный читатель.

## ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ СВОЙСТВ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЯХ ЭНЕРГИИ

### 1.1. Две проблемы квантовой хромодинамики

В КХД существуют две основные проблемы, связанные со структурой вакуума, прояснить которые может релятивистская ядерная физика: конфайнмент цветовых зарядов и спонтанное нарушение киральной симметрии. Конфайнмент означает отсутствие цветных объектов в спектре наблюдаемых адронных состояний. С точки зрения кварк-глюонных представлений о структуре адронов, конфайнмент подразумевает невозможность распространения кварков и глюонов на расстояния, большие 1 фм (типичного размера адрона). Но это утверждение оказывается справедливым лишь при нормальных ядерных плотностях. Как мы увидим ниже, при высоких плотностях, создаваемых в столкновениях релятивистских ядер, ядерное вещество может оказаться в фазе деконфайнмента, когда происходит обобществление кварков и глюонов, принадлежавших отдельным нуклонам, и партоны способны распространяться на расстояния, сравнимые с размером сталкивающихся ядер. Спонтанное нарушение киральной симметрии означает следующее. В пределе нулевых масс кварков, а этот предел в КХД вполне оправдан для токовых  $u$  и  $d$  кварков ( $m_{u,d} \ll m_\pi < m_N$ ), их правые и левые компоненты состояний в лагранжиане КХД разделяются, поскольку не смешиваются взаимодействием с векторными глюонами. Но это неизбежно должно было привести к вырождению по чётности физических состояний, т.е. к их удвоению, чего не наблюдается экспериментально. КХД вакуум кирально асимметричен, поскольку существует практически безмассовый (по сравнению с другими адронами)  $\pi$ -мезон с отрицательной внутренней чётностью. Таким образом, при нулевых температурах и нормальных ядерных плотностях КХД вакуум обладает свойством конфайнмента и находится в состоянии с нарушенной киральной симметрией.

В этой главе будут рассмотрены теоретические модели, в которых с повышением температуры и плотности КХД теряет свойство конфайнмента цветных зарядов и восстанавливается киральная инвариантность. Существуют некоторые интервалы температур и барионных

плотностей, определённые ниже, в которых ядерная материя может существовать в фазах адронного газа и кварк-глюонной плазмы. Одна из целей этой главы состоит в том, чтобы получить фазовую диаграмму в переменных  $T$  и  $n_B$  (температура и барионная плотность) и определить критические значения  $T_c$  и  $n_c$  для перехода в фазу кварк-глюонной плазмы.

## 1.2. Двухфазная модель ядерного вещества

Рассмотрим двухфазную систему частиц, состоящую из  $\pi$ -мезонов,  $u, d$  кварков (антикварков) и глюонов. Термодинамическими переменными в системе являются: температура  $T$ , барионный химический потенциал  $\mu$  и объём  $V$ . При описании адронного газа, как и кварк-глюонной плазмы, будем для простоты пренебрегать взаимодействием между частицами (газовое приближение). Разность энергий в основном состоянии кварк-глюонной плазмы и адронного газа определим путём введения феноменологической константы  $B$ , численное значение которой известно в модели мешков [11]. Рассмотрим сначала два предельных случая  $\mu = 0$  и  $T = 0$ .

При нулевом химическом потенциале и низких температурах адронная система будет находиться в состоянии пионного газа. Давление такого газа определяется формулами релятивистского газа невзаимодействующих безмассовых бозонов:

$$p_H(T, \mu = 0) = \frac{\pi^2}{90} g_H T^4, \quad (1.1)$$

где с учётом трёх зарядовых состояний пиона

$$g_H = 3. \quad (1.2)$$

Согласно уравнению состояния ультрарелятивистского газа

$$p = \frac{\varepsilon}{3}, \quad (1.3)$$

плотность энергии этого газа

$$\varepsilon_H(T, \mu = 0) = \frac{\pi^2}{30} g_H T^4. \quad (1.4)$$

При высоких температурах ожидается образование кварк-глюонной плазмы. Давление КГП определяется суммой релятивистского глюонного бозе-газа и кваркового ферми-газа:

$$p_Q(T, \mu = 0) = \frac{\pi^2}{90} g_Q T^4 - B. \quad (1.5)$$

Отрицательное вакуумное давление учтено параметром  $B$ , а величина

$$g_Q = \left( 2 \cdot 8 + \frac{7}{8} \cdot 2 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 3 \right) = 37 \quad (1.6)$$

учитывает спиновые и цветовые состояния глюонов, кварков и антикварков. Плотность энергии в фазе кварк-глюонной плазмы

$$\varepsilon_Q(T, \mu = 0) = \frac{\pi^2}{30} g_Q T^4 + B. \quad (1.7)$$

Как обычно в статистической физике, условие равенства давлений двух фаз (адронов и КГП) позволяет найти критическую температуру:

$$p_H(T = T_c, \mu = 0) = p_Q(T = T_c, \mu = 0). \quad (1.8)$$

Из формулы (1.8) и (1.1)–(1.5) можно получить выражение для критической температуры:

$$T_c = \left( \frac{45}{17\pi^2} B \right)^{1/4} \approx 0,72 B^{1/4}. \quad (1.9)$$

Сравнение адронных масс с массами, рассчитанными в модели мешков, даёт для постоянной  $B \approx 0,17$  ГэВ/фм<sup>3</sup>. Тогда из (1.9) имеем оценку критической температуры  $T_c \approx 140$  МэВ. При этой температуре происходит фазовый переход адроны — кварк-глюонная плазма, причём это фазовый переход 1-го рода, поскольку в критической точке скачок испытывает плотность энергии  $\varepsilon_Q(T_c, 0) - \varepsilon_H(T_c, 0) = 4B$ . Критическое значение плотности энергии

$\varepsilon/T^4, p/T^4$

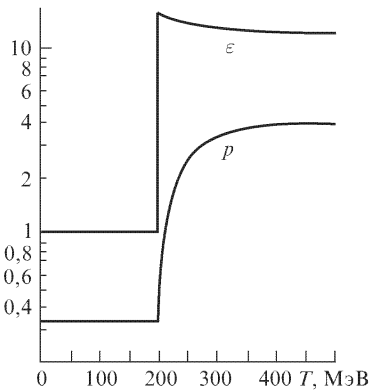


Рис. 1.1

$$\begin{aligned} \varepsilon_c &= \frac{3g_H}{g_Q - g_H} B = \frac{9}{34} B = \\ &= 0,045 \text{ ГэВ/фм}^3. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Соответственно при плотностях энергии, превышающих  $\varepsilon = \varepsilon_c + 4B = 0,73$  ГэВ/фм<sup>3</sup>, адронная материя находится в фазе кварк-глюонной плазмы. На рис. 1.1 в параметрической форме представлено уравнение состояния  $p = p(T)$ ,  $\varepsilon = \varepsilon(T)$  в рассматриваемой модели.

Перейдём к другому предельному случаю модели — нулевым температурам и ненулевому барионному химическому потенциалу  $\mu = 3\mu_Q$ , где  $\mu_Q$  — кварковый химический потенциал.

Тогда в адронной фазе имеется вырожденный ферми-газ барионов с давлением, плотностью энергии и барионной плотностью соответственно равными [12]

$$p_H(T = 0, \mu_Q) = \frac{\mu_Q^4}{6\pi^2}; \quad \varepsilon_H(T = 0, \mu_Q) = \frac{\mu_Q^4}{2\pi^2}; \quad n_B = \frac{2\mu_Q^3}{3\pi^2}. \quad (1.11)$$



При высоких плотностях система находится в фазе кварк-глюонной плазмы с давлением и плотностью энергии

$$p_Q(T=0, \mu_Q) = \frac{\mu_Q^4}{2\pi^2} - B; \quad \varepsilon_Q(T=0, \mu_Q) = \frac{3\mu_Q^4}{2\pi^2} + B. \quad (1.12)$$

Из условия равновесия  $p_H(0, \mu_c) = p_Q(0, \mu_c)$  получаем критическое значение химического потенциала

$$\mu_c = 3(3\pi^2 B)^{1/4} \approx 7B^{1/4}. \quad (1.13)$$

Критическая барионная плотность в этом случае

$$n_c = 2(3\pi^2)^{1/4} B^{3/4} \approx 0,86B^{3/4} \approx 5n_0, \quad (1.14)$$

где  $n_0 = 0,17 \text{ фм}^{-3}$  — нормальная ядерная плотность. Более детальное исследование модели для произвольных температур и химических потенциалов приводит к фазовой диаграмме, изображённой на рис. 1.2. Как видно из этого рисунка, существует несколько экспериментальных возможностей формирования кварк-глюонной плазмы в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов:

1. повышение температуры адронного вещества;
2. повышение барионной плотности;
3. комбинацией этих факторов.

В последующих главах мы рассмотрим, как эти возможности могут быть реализованы на современных ускорителях тяжёлых ионов.

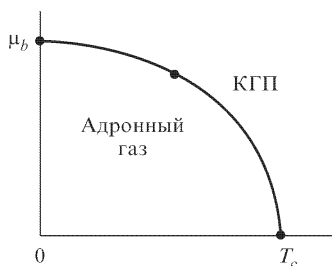


Рис. 1.2

### 1.3. Дебаевское экранирование в кварк-глюонной системе

Идея фазового перехода, обсуждавшаяся выше, сравнительно новая для ядерной физики и физики элементарных частиц, однако она отнюдь не нова для физики твёрдого тела и молекулярной физики. Поэтому вполне естественным представляется использование уже имеющихся методов анализа фазовых переходов в физике. Для качественного понимания характера фазового перехода в кварк-глюонной системе при плотностях  $n \gg n_0$  рассмотрим пример из молекулярной физики.

При нормальном давлении, как известно, водород является изолятором. Однако при высоких плотностях у водорода появляется ненулевая электрическая проводимость. Этот переход в проводящее состояние связан с тем, что с ростом плотности электрический заряд протона практически не влияет на заряд связанного с ним электрона из-за экранирования другими зарядами. При этом радиус дебаевского экранирования  $\lambda_D$  достигает атомных размеров. Экранирование ослабляет

кулоновское взаимодействие между протоном и электроном, электроны становятся квазисвободными, и водород переходит в металлическую фазу. Условие  $\lambda_D = \lambda_B$  ( $\lambda_B$  — радиус атома) определяет параметры перехода «изолятор–проводник» для водорода.

Используя эту аналогию, оценим критическую температуру перехода адронной материи (которая является изолятором для цветных зарядов) в состояние проводника цветных зарядов — кварк-глюонную плазму. В присутствии других зарядов термодинамический потенциал для данного заряда  $g$  можно представить в виде

$$\Omega_D = \frac{2\pi}{3} n \lambda_D^{-1} T^{-1} \frac{g^2}{4\pi}, \quad (1.15)$$

где  $n$  — полная зарядовая плотность цветных зарядов. Плотность КГП

$$n = \frac{1,2}{\pi^2} g_Q T^3, \quad (1.16)$$

где число степеней свободы  $g_Q$  КГП задаётся соотношением (1.6). В первом порядке теории возмущений КХД термодинамический потенциал системы кварков и глюонов [13]

$$\Omega_D = 128 \sqrt{\frac{\pi}{243}} \left( \frac{g^2}{4\pi} \right)^{3/2} T^3. \quad (1.17)$$

Приравнявая (1.15) и (1.17), получим

$$\lambda_D^{-1} = 1,8 \left( \frac{g^2}{4\pi} \right)^{1/2} T. \quad (1.18)$$

Эффективный цветовой заряд  $g$  связан с температурой КХД

$$\frac{g^2}{4\pi} = \frac{6\pi}{29 \ln(4T/\Lambda_T)}, \quad (1.19)$$

где  $\Lambda_T \approx 100$  МэВ.

Полагая параметр дебаевского экранирования  $\lambda_D \approx 1$  фм — типичному размеру адрона, получаем уравнение

$$1,8 \left( \frac{g^2(T_c)}{4\pi} \right)^{1/2} T_c \approx 200 \text{ МэВ}, \quad (1.20)$$

из которого следует оценка критической температуры  $T_c \approx 170$  МэВ. Заметим, что эта оценка была получена из термодинамического потенциала, вычисленного в теории возмущений КХД. Очевидно, однако, что фазовый переход — существенно коллективное явление, описать которое только в рамках теории возмущений невозможно.

## 1.4. Непертурбативные методы в КХД

Среди непертурбативных методов КХД одним из самых ярких является открытие в 1975 году инстантонов [14]. Оказывается, что основное состояние КХД (вакуум) имеет сложную структуру, определяемую флуктуациями, несущими топологические квантовые числа. Более того, вакуумов может быть несколько, и кварк-глюонная система переходит из одного вакуума в другой посредством инстантонных флуктуаций. При этом инстантоны взаимодействуют между собой, образуя «инстантонную жидкость» [15]. Сначала были серьёзные надежды на то, что идея инстантонов способна объяснить конфайнмент КХД. К сожалению вскоре было показано, что инстантонные флуктуации не дают линейно растущего с расстоянием потенциала взаимодействия кварков. Однако инстантоны оказались весьма плодотворной идеей для объяснения другой, уже упоминавшейся проблемы КХД, — спонтанного нарушения киральной симметрии (см. приложение). При спонтанном нарушении киральной симметрии в КХД должен возникать конденсат кварковых полей  $\langle \bar{\psi}\psi \rangle \neq 0$ , именно такой конденсат существует в «инстантонной жидкости» с характерным инстантонным размером  $\rho_c \approx 1/3$  фм, который может быть связан с размером составляющего кварка в нуклоне. Таким образом в физике адронов существует два характерных масштаба расстояний — размер адрона  $r_H \sim 1$  фм и размер «одетого» (составляющего) кварка  $r_Q \approx 1/3$  фм.

Пока мы обсуждали инстантоны при нулевых температурах. Если  $T \rightarrow T_c$ , то инстантонные эффекты должны исчезать, поскольку адроны начинают «плавиться». Однако при этом совсем не обязательно, что кварковый конденсат равен нулю, т. е. «одетые» составляющие кварки переходят в состояние «токовых» кварков. Поэтому должна существовать температура  $T_{\text{chir}}$ , при которой восстанавливается киральная симметрия, т. е. составляющие кварки переходят в токовые. Совпадают ли температуры деконфайнмента  $T_c$  и восстановления киральной симметрии? В модели инстантонной жидкости  $T_c \approx T_{\text{chir}}$ . Более детально этот вопрос будет рассмотрен при анализе результатов решёточных калибровочных теорий.

Другой непертурбативный метод анализа вакуумных свойств КХД основан на правилах сумм [16]. Этот метод связывает вакуумные характеристики со свойствами адронов, известными из эксперимента. Суть метода правила сумм заключается в следующем. Исследуется поведение коррелятора двух кварковых токов  $J_i, J_j$  ( $i, j$  — наборы квантовых чисел)

$$K_{ij}(x) = \langle 0 | T [J_i(x), J_j(0)] | 0 \rangle \quad (1.21)$$

как функция расстояния "x" между кварками. Оператор  $T[\dots]$  означает упорядоченный по времени коррелятор, а скобки  $\langle \dots \rangle$  — усреднение по ансамблю калибровочных полей. Индексы  $i(j)$  характеризуют набор квантовых чисел, например для  $\rho$ -мезона  $J^{Pc} = 1^{--}$ . Как известно, вне

светового конуса ( $x^2 < 0$ ) коррелятор (1.21) экспоненциально убывает  $\sim \exp(-m|x|)$ , где  $m$  — масса самой лёгкой обменной частицы. Например для взаимодействия типа Юкавы  $m = m_\pi$  (здесь  $m_\pi$  — масса  $\pi$ -мезона). При малых  $x$  в КХД можно проводить вычисления в рамках теории возмущений, поэтому коррелятор (1.21) вычисляется по состояниям свободных кварков. Однако уже в области применимости теории возмущений существенны непертурбативные эффекты. Как эти эффекты можно учесть при вычислении коррелятора (1.21)? В работах [16] это сделано путём введения двух типов феноменологических параметров — глюонного и кваркового конденсатов. Идея о существовании в вакууме КХД кварковых и глюонных конденсатов оказалась очень плодотворной. Взаимодействие кварков и глюонов в КХД, как было установлено, определяет основные свойства адронов (например, массы) уже на малых расстояниях, причём эти свойства связаны с кварковыми и глюонными конденсатами. Плотность энергии вакуума КХД, по оценкам методом правил сумм, составляет  $\varepsilon_{\text{vac}} \approx -(0,5 \div 1,0)$  ГэВ/фм<sup>3</sup>. Поэтому следует ожидать, что плотность энергии при фазовом переходе адроны — кварк-глюонная плазма должна быть того же порядка величины, что и  $\varepsilon_{\text{vac}}$ .

Правила сумм КХД, описывающие спектр адронов при конечных температурах, сформулированы в работах [17, 18]. Отличие от случая  $T = 0$  состоит в том, что коррелятор токов усредняется по ансамблю кварков и глюонов, находящихся в состоянии локального термодинамического равновесия при температуре  $T$ . Анализ правил сумм в канале  $\rho$ -мезона показывает резкое качественное изменение в спектре адронов при температурах  $T_c \approx (140 \div 200)$  МэВ, свидетельствующее о существовании фазового перехода деконфайнмента. Так, масса  $\rho$ -мезона

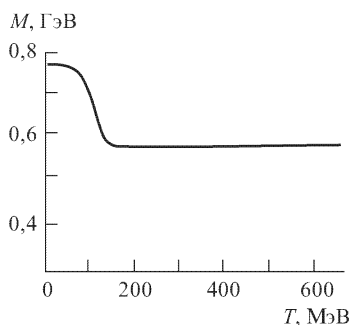


Рис. 1.3

уменьшается с ростом температуры, а при  $T \approx T_c$   $\rho$ -мезон исчезает из спектра адронов. Это утверждение о «плавлении»  $\rho$ -мезона справедливо и для других резонансов. Оказывается, что при «плавлении» резонанса его масса уменьшается, а распадная ширина растёт. Такое поведение параметров резонансов очень важно с точки зрения экспериментальной диагностики образования адронной и кварк-глюонной плазмы. Коллаборации STAR и PHENIX на коллайдере тяжёлых ионов RHIC, ALICE на будущем ускорителе LHC и NA62 в GSI содержат в своих

экспериментальных программах исследования параметров резонансов как одного из главных сигналов образования адронной или кварк-глюонной плазмы. Мы обсудим подробнее эти сигналы в четвёртой главе, здесь же, возвращаясь к правилам сумм при конечных температурах,

отметим их качественный характер. Дело в том, что плохо известна температурная зависимость кваркового и глюонного конденсатов, используемых в методе правил сумм. Тем не менее, этот феноменологический метод предсказывает качественное изменение в адронном спектре при температурах  $T_c \approx 200$  МэВ и плотностях энергии  $\varepsilon_c \approx (1 \div 5)$  ГэВ/фм<sup>3</sup>.

## 1.5. Решёточные калибровочные теории (РКТ)

Успешные вычисления физических величин, включая режим сильной связи ( $\alpha_s \geq 1$ ) КХД, были начаты в 80-х годах XX века в рамках решёточных калибровочных теорий. Преимущество этого метода состоит в том, что вычисления проводятся «из первых принципов», т. е. из лагранжиана КХД. Однако используемый метод Монте-Карло зачастую не позволяет определить, какие именно конфигурации калибровочных полей дают основной вклад в изучаемую величину.

В РКТ непрерывное пространство-время заменяется решёткой в евклидовом пространстве с числом узлов  $N_\sigma$  в каждом из трёх пространственных направлений и  $N_\beta$  — во временном направлении. Каждому ребру решётки соответствует матрица « $u$ » из калибровочной группы  $SU(3)$  сильных взаимодействий, т. е. решётка является статистической системой. В простейшем случае глюодинамики (бескварковой КХД) статистическая сумма системы

$$Z(N_\sigma, N_\beta, \zeta, g^2) = \int \prod du e^{-S(u)}, \quad (1.22)$$

где  $\zeta = a_\sigma/a_\beta$ ;  $a_\sigma, a_\beta$  — расстояние между соседними узлами решётки в пространственном и временном направлениях;  $\prod du$  — произведение мер Хаара калибровочных полей;  $S(u)$  — действие, зависящее от калибровочных конфигураций на элементарном квадрате этой решётки и в непрерывном пределе этой решётки переходящее в действие КХД. Тогда среднее значение по ансамблю некоторой физической величины  $X$  определяется формулой

$$\langle X \rangle = \frac{\int \prod du X(u) e^{-S(u)}}{\int \prod du e^{-S(u)}}. \quad (1.23)$$

В РКТ средние  $\langle X \rangle$  находятся численным интегрированием по методу Монте-Карло. Обсудим кратко результаты вычислений наиболее интересных физических величин. Температурная зависимость плотности энергии в модели, основанной на калибровочной группе  $SU(2)$ , представлена на рис. 1.4. Прежде всего следует отметить подобие результатов (рис. 1.4) величине  $\varepsilon/T^4$  (см. рис. 1.1) для двухфазной модели. При температурах  $T \sim (300 \div 400)$  МэВ происходит переход к асимптотике — закону Стефана–Больцмана для глюонов  $\varepsilon = (4/15) \pi^2 T^4$ . Это выражение получается из (1.6), если учесть, что число глюонов

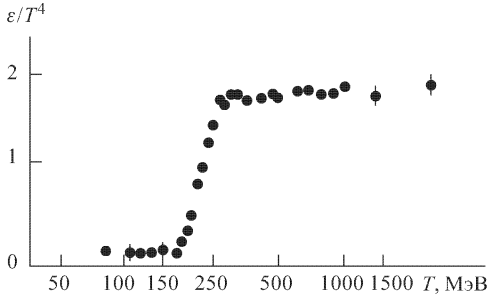


Рис. 1.4

в теории с калибровочной группой  $SU(2)$  равно трём. При низких температурах ( $T < 200$  МэВ) плотность энергии соответствует адронному газу (1.3). Таким образом, результаты РКТ качественно соответствуют предсказаниям двухфазной модели. Формулы (1.4)–(1.6) этой модели дают в пределе высоких температур

$$\frac{\varepsilon - 3p}{T^4} = \frac{B}{T^4}, \quad (1.24)$$

аналогичное поведение заметно в результатах РКТ (рис. 1.5). Кривая на рис. 1.5 соответствует поведению  $\sim \text{const}/T^4$ , где  $\text{const} = 4|\varepsilon_{\text{vac}}|$ ,  $\varepsilon_{\text{vac}}$  —

вакуумная плотность энергии. Важно отметить, что величина  $(\varepsilon - 3p)$  характеризует степень «неидеальности» кварк-глюонной плазмы, т. е. является мерой взаимодействия в системе. Как видно из рис. 1.4 и 1.5, даже при температурах  $T \approx 500$  МэВ взаимодействие существенно, и его необходимо учитывать в расчётах сигналов образования кварк-глюонной плазмы. На рис. 1.4 плотность энергии испытывает скачок. Является ли это отражением фазового перехода между связанными глюонами (глюболами) при

$T < T_c$  и квазисвободными глюонами при  $T > T_c$ ? Чтобы ответить на этот вопрос, в РКТ исследуется поведение свободной энергии  $F$  кварк-антикварковой пары, помещённой в глюонную систему при температуре  $T$  [19, 20]. Свободная энергия  $F$  входит в определение вильсоновской петли  $\langle L \rangle \sim \exp(-F/T)$  как параметра порядка фазового перехода. Численные расчёты показывают, что при  $T < T_c$   $\langle L \rangle = 0$ , что соответствует бесконечной энергии кварк-антикварковой пары с размером

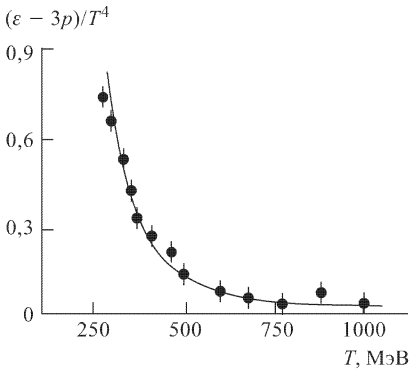


Рис. 1.5

$\geq 1$  фм, т.е. конфинменту кварков. При  $T > T_c$   $\langle L \rangle \neq 0$  и энергия  $F \neq \infty$ , т.е. происходит фазовый переход в состояние квазисвободных цветных зарядов. В глюодинамике, основанной на калибровочной группе  $SU(2)$ , фазовый переход второго рода происходит при  $T \approx T_c \approx \approx 200$  МэВ.

До сих пор рассматривалась упрощённая модель КХД (без кварков и с калибровочной группой  $SU(2)$ ). Переход к реалистической ситуации — калибровочной группе  $SU(3)$  и кварковым степеням свободы, встречает ряд принципиальных трудностей, до конца ещё не преодоленных и в настоящее время. Основная трудность — корректный учёт кварк-антикварковых пар в методе Монте-Карло. Оказывается, что включение кварк-антикварковых пар меняет как количественно, так и качественно картину фазового перехода.

На рис. 1.6 представлено поведение величины  $\varepsilon/T^4$  от температуры в  $SU(3)$  теории с кварками. Кривая 1 на рис. 1.6 соответствует бескварковой  $SU(3)$  теории. Виден скачок в зависимости  $\varepsilon(T)$ , что свидетельствует о фазовом переходе 1-го рода. Однако при учёте кварковых степеней свободы (кривые 2 и 3 различаются значениями масс кварков) область фазового перехода смещается в область меньших температур, а скачок практически исчезает. Фазовый переход 1-го рода трансформируется в фазовый переход 2-го рода [21] или вообще в плавный переход между адронами и свободными кварками и глюонами.

Последний процесс напоминает, например, ионизацию атомов. Вопрос о порядке фазового перехода (или вообще о его отсутствии) имеет не только теоретический, но и практический интерес. Действительно, в случае фазового перехода 1-го рода система адронов, кварков и глюонов может находиться в смешанной фазе, подобно плавлению льда при нулевых температурах. Вопрос о порядке фазового перехода и его значимости для сигналов кварк-глюонной плазмы будет подробнее обсуждён в 4-й главе. Другая важная проблема, связанная с учётом фермионных степеней свободы в PKT, — киральная симметрия КХД. Как уже обсуждалось выше, в безмассовой КХД, не содержащей размерных параметров, при спонтанном нарушении симметрии возникают два радиуса — один соответствует радиусу конфинмента ( $\approx 1$  фм), другой ( $\sim 1/3$  фм) — радиусу «одетого» конститuentного кварка. Поэтому, в принципе, в КХД могут существовать два фазовых перехода при двух критических температурах  $T_c$  и  $T_{\text{crit}}$ .

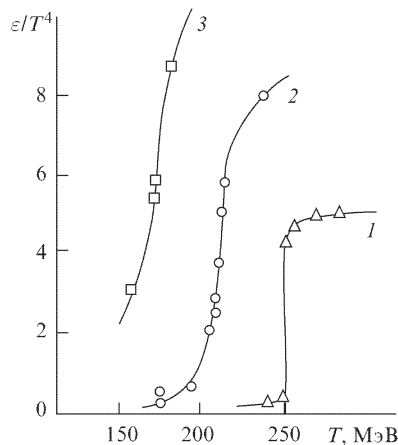


Рис. 1.6

При температуре  $T_{\text{cнir}}$  киральная симметрия восстанавливается, параметр порядка — кварковый конденсат  $\langle \bar{\psi}\psi \rangle_{T > T_{\text{cнir}}} \rightarrow 0$ , конституэнтные кварки переходят в токовые кварки. Адроны, конституэнтные и токовые (морские) кварки могут быть в термодинамическом равновесии при  $T \approx T_c, T_{\text{cнir}}$ .

Анализ температурных зависимостей масс адронов и их ширин может существенно прояснить природу фазового перехода деконфайнмента и восстановления киральной симметрии. Подобно методу правил сумм, обсуждавшему выше, в численных расчётах на пространственно-временных решётках исследуется температурная функция Грина  $\bar{G}_H(\tau, \vec{r})$  в фиксированном канале  $H$ , в который вносят вклад множество возбуждённых состояний. Поскольку при конечных температурах временной размер решётки мал, можно изучать поведение пространственной корреляционной функции  $\bar{G}_H(\tau, \vec{r}) \sim \exp(-m_H |\vec{r}|)$  на больших расстояниях, при этом  $m_H$  определяет экранированное значение адронной массы. На этом пути получены указания на восстановление киральной симметрии при температурах  $T \approx T_c$ . Действительно, масштабы экранирования в скалярном и псевдоскалярном каналах оказываются вырожденными. Кроме того, масштабы экранирования в скалярном и псевдоскалярном канале практически не отличимы друг от друга, что указывает на частичное восстановление  $U_A(1)$  симметрии [22].

Чтобы получить температурную зависимость масс частиц от их ширин, на пространственно-временных решётках исследуются временные корреляционные функции. Информация об адронных массах и квази-частичных возбуждениях содержится в спектральной функции

$$\sigma_H(\omega, \vec{p}) = \int d^3r \exp(i\vec{p}\vec{r}) \bar{G}_H(\tau, \vec{r}) = \int_0^\infty d\omega \sigma_H(\omega, p) \frac{\text{ch}(\omega(\tau - \beta/2))}{\text{sh}(\omega\beta/2)}. \quad (1.25)$$

При конечных температурах временная корреляционная функция определяется на небольшом числе узлов решётки, поскольку температура связана с протяжённостью  $N_\tau$  решётки в этом направлении соотношением  $N_\tau = 1/(aT)$ , где  $a \approx 0,3$  фм — расстояние между узлами решётки. Поэтому при моделировании КХД при конечных температурах используются анизотропные решётки [23]. Первая попытка получения температурной псевдоскалярной спектральной плотности  $\sigma(\omega)/\omega^2$  из температурной корреляционной функции  $G(\tau T)/T^3$  предпринята в работе [24] для температур  $T = 0,6T_c$  и  $T = 3T_c$  на решётках размером  $24^3 \cdot 16$  и  $64^3 \cdot 16$  (рис. 1.7). Как видно из этого рисунка, спектральная функция в псевдоскалярном канале резко изменяется при температурах вблизи  $T_c$ . Полус, имеющийся, в спектральной функции при  $T < T_c$ , исчезает в фазе кварк-глюонной плазмы.

На рис. 1.8 изображена фазовая диаграмма, полученная в КХД на пространственно-временной решётке [25] в координатах масс кварков  $(u, d, s)$  и химического потенциала. Поверхность, соответствующая



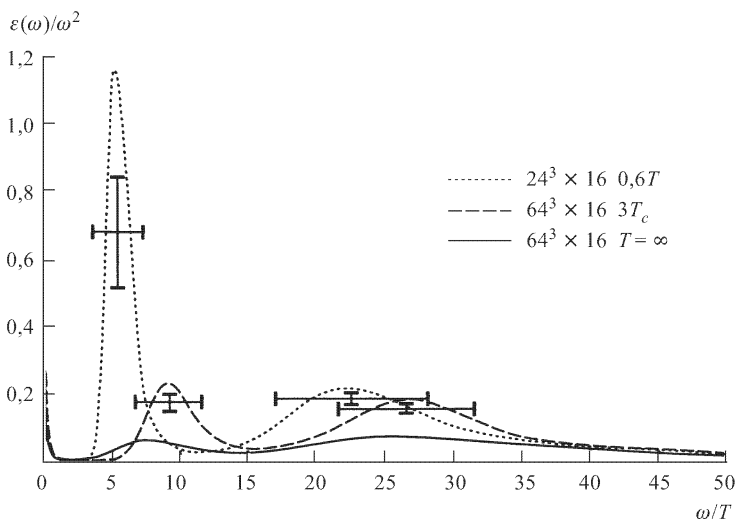


Рис. 1.7



Рис. 1.8

фазовому переходу второго рода, является границей между областью фазового перехода первого рода и кроссовером. Поскольку массы  $u$  и  $d$  кварков малы (несколько МэВ), а масса  $s$  кварка  $m_s \approx 150$  МэВ, вертикальная линия на рис. 1.8 представляет собой «физическую» линию. Вдоль этой линии происходит фазовый переход. Как видно из рис. 1.8, при малых  $\mu$  фазовый переход «адроны — кварк-глюонная плазма» имеет характер кроссовера, а при больших  $\mu$  является фазовым переходом 1-го рода. Такое преобразование кроссовера в фазовый переход 1-го рода предполагает наличие критической точки [26]. До настоящего времени поиск такой критической точки путём исследования поспытийных флуктуаций не увенчался успехом. По-видимому, критическая

точка ещё не достигнута. Более подробно вопрос обнаружения критической точки будет рассмотрен в шестой главе.

Фазовая диаграмма сильновзаимодействующей материи в координатах температура — химический потенциал ( $T, \mu$ ) схематически показана на рис. 1.9. Линии соответствуют границам между различными

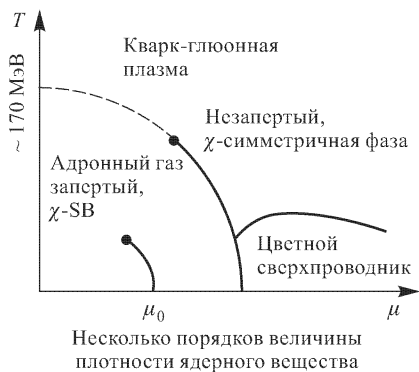


Рис. 1.9

фазами адронной материи. Прерывистая линия — ожидаемое положение критических точек, т.е. линия, за которой уже нет фазового перехода 1-го рода. Основное состояние ядерной материи (атомные ядра) соответствует состоянию с  $\mu_0 \approx 930$  МэВ. Линия, начинающаяся в этой точке, обозначает границу фазового перехода «жидкость-газ», обнаруженного в ядро-ядерных столкновениях при низких энергиях. Экзотическая область низких температур и больших плотностей  $\mu$  имеет отношение к астрофизике, и, по-видимому, недостижима в лабораторных условиях.

В заключение 1-й главы отметим, что как феноменологические модели ядерного вещества, так и расчёты на пространственно-временных решётках указывают на возможность фазового перехода адроны — кварк-глюонная плазма при высоких плотностях и (или) высоких температурах. Такие экстремальные состояния ядерного вещества могут быть реализованы в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов.

Фазовая диаграмма сильновзаимодействующей материи в координатах температура — химический потенциал ( $T, \mu$ ) схематически показана на рис. 1.9. Линии соответствуют границам между различными фазами адронной материи. Прерывистая линия — ожидаемое положение критических точек, т.е. линия, за которой уже нет фазового перехода 1-го рода. Основное состояние ядерной материи (атомные ядра) соответствует состоянию с  $\mu_0 \approx 930$  МэВ. Линия, начинающаяся в этой точке, обозначает границу фазового перехода «жидкость-газ», обнаруженного в ядро-ядерных столкновениях при низких энергиях. Экзотическая область низких температур и больших плотностей  $\mu$  имеет отношение к астро-

## Глава 2

# СЖАТАЯ И НАГРЕТАЯ АДРОННАЯ МАТЕРИЯ В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЁЛЫХ ИОНОВ

### 2.1. Модель многократных столкновений Глаубера

Один из факторов, который позволяет надеяться, что в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов может создаваться ядерная материя при высоких температурах и плотностях, — многократные соударения нуклонов. Действительно, при многократных столкновениях нуклона одного ядра с несколькими нуклонами другого ядра выделяется большое количество энергии в объёме взаимодействия.

Рассмотрим столкновение одного нуклона налетающего ядра с нуклонами ядра-мишени. Как уже отмечалось, при высоких энергиях в нуклон-нуклонной системе центра масс продольные расстояния между нуклонами мишени из-за Лоренц-сжатия оказываются меньше 1 фм. С другой стороны, вторичные частицы рождаются, если расстояния между лидирующим кварком и антикварком в системе центра масс сталкивающихся нуклонов составит примерно 1 фм. Поэтому при столкновении нуклона из налетающего ядра с несколькими нуклонами ядра-мишени частицы, рождённые в первом нуклон-нуклонном взаимодействии, ещё не сформировались, а уже начинается взаимодействие рассматриваемого нуклона со следующим нуклоном из мишени. Как на последующее столкновение влияет предыдущее? К сожалению, последовательной теории, описывающей подобного рода процессы, не существует. Экспериментальные данные свидетельствуют в пользу того, что после первого соударения налетающего нуклона с нуклоном мишени возникает «возбуждённый» нуклон, который вступает в дальнейшие соударения. При этом налетающий нуклон теряет свою энергию и импульс. Число столкновений зависит от толщины ядра-мишени, и чем больше размер ядра-мишени, тем больше потери энергии импульса.

Модель Глаубера [27] процессов многократного рассеяния описывает геометрию столкновений релятивистских ядер. Она основана на концепции длины свободного пробега и элементарном сечении нуклон-нуклонного взаимодействия. Необходимо отметить, что сечение взаимодействия возбуждённого нуклона с нуклоном мишени может отличаться от подобного сечения в отсутствие ядерной среды. Поэтому

условие равенства сечений взаимодействия возбуждённого нуклона в ядерной среде и «вакуумного» нуклон-нуклонного сечения следует рассматривать как гипотезу модели Глаубера.

Пусть  $t(\vec{b})d\vec{b}$  — вероятность нуклон-нуклонного столкновения в поперечной плоскости с элементом площади  $d\vec{b}$ , при этом один барион имеет прицельный параметр  $\vec{b}$  по отношению к другому бариону. Иногда  $t(\vec{b})$  называют нуклон-нуклонной функцией толщины.

Очевидно, что функция  $t(\vec{b})$  нормирована следующим образом:

$$\int t(\vec{b}) d\vec{b} = 1. \quad (2.1)$$

Если нуклоны не поляризованы, то сечение столкновения не зависит от ориентации вектора  $\vec{b}$ , а зависит только от его модуля  $|\vec{b}| = b$ , т. е. часто можно считать  $t(\vec{b}) = t(b)$ .

Как известно, сечение неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия составляет примерно 30 мбн и слабо зависит от энергии столкновения. Около 6% этого сечения связано с процессами дифракционной диссоциации. В этих процессах налетающий нуклон теряет малую долю энергии, нас же интересуют гораздо большие потери энергии и импульса, приводящие к торможению нуклона в ядерной среде. Поэтому в модели Глаубера под нуклон-нуклонным сечением понимается недифракционное неупругое нуклон-нуклонное сечение  $\sigma_{\text{in}}$ .

Если один нуклон расположен относительно другого на расстоянии прицельного параметра  $\vec{b}$ , то вероятность неупругого нуклон-нуклонного столкновения  $t(\vec{b})\sigma_{\text{in}}$ .

Рассмотрим столкновение налетающего ядра  $B$  с мишенью-ядром  $A$ . Определим вероятность нахождения нуклона в элементе объёма  $db_B dz_B$  ядра  $B$  в точке  $(\vec{b}_B, z_B)$  с помощью функции  $\rho_B(\vec{b}_B, z_B)db_B dz_B$ . Очевидно, что эта функция нормирована следующим образом:

$$\int \rho_B(\vec{b}_B, z_B) db_B dz_B = 1. \quad (2.2)$$

Заметим, что функция  $\rho$  есть не что иное, как функция ядерной плотности, делённая на число нуклонов в ядре. Аналогично, вероятность  $\rho_A(\vec{b}_A, z_A)$  найти нуклон в ядре  $A$  в точке  $(\vec{b}_A, z_A)$  также нормирована:

$$\int \rho_A(\vec{b}_A, z_A) db_A dz_A = 1. \quad (2.3)$$

Столкновение налетающего ядра  $B$  с мишенью  $A$  при прицельном параметре  $\vec{b}$  представлено на рис. 2.1.

Вероятность нуклон-нуклонного столкновения

$$dP = \rho_A(\vec{b}_A, z_A)db_A dz_A \rho_B(\vec{b}_B, z_B)db_B dz_B t(\vec{b} - \vec{b}_A - \vec{b}_B)\sigma_{\text{in}}. \quad (2.4)$$

Если это выражение проинтегрировать по всем переменным, то получим полную вероятность нуклон-нуклонного взаимодействия при столкновении двух ядер с прицельным параметром  $\vec{b}$ .

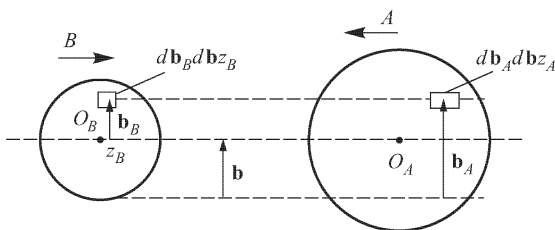


Рис. 2.1

По определению эта вероятность равна  $T(\vec{b})\sigma_{\text{in}}$ , где функция толщины

$$T(\vec{b}) = \int \rho_A(\vec{b}_A, z_A) d\vec{b}_A dz_A \rho_B(\vec{b}_B, z_B) d\vec{b}_B dz_B t(\vec{b} - \vec{b}_A - \vec{b}_B). \quad (2.5)$$

Очевидно, что функция  $T(\vec{b})$  нормирована:

$$\int T(\vec{b}) d\vec{b} = 1.$$

Иногда удобно ввести нормированную функцию толщины

$$T_A(\vec{b}_A) = \int \rho_A(\vec{b}_A, z_A) dz_A.$$

Для неё  $\int T(\vec{b}_A) d\vec{b}_A = 1$ .

Если ввести аналогичную функцию  $T_B(\vec{b})$  для ядра  $B$ , то

$$T(\vec{b}) = \int d\vec{b}_A d\vec{b}_B T_A(\vec{b}_A) T_B(\vec{b}_B) t(\vec{b} - \vec{b}_A - \vec{b}_B). \quad (2.6)$$

Для недеформированных и неориентированных ядер  $T_i(\vec{b}_i)$  зависит только от модуля  $|\vec{b}_i| = b_i$ , т. е.  $T_i(\vec{b}_i) = T_i(b_i)$  и  $T(\vec{b}) = T(b)$ .

Тогда вероятность последовательных  $n$  неупругих нуклон-нуклонных столкновений с прицельным параметром  $\vec{b}$

$$p(n, \vec{b}) = \binom{c^{AB}}{n} [T(\vec{b})\sigma_{\text{in}}]^n [1 - T(\vec{b})\sigma_{\text{in}}]^{AB-n}, \quad (2.7)$$

где первый фактор в круглых скобках — число комбинаций из  $n$  столкновений среди  $AB$  возможностей. Второй множитель — вероятность  $n$  столкновений, а третий множитель — вероятность того, что остальные  $AB - n$  столкновений не происходят.

При этом полная вероятность неупругого взаимодействия при столкновении ядер  $A$  и  $B$  с прицельным параметром  $\vec{b}$

$$\frac{d\sigma_{\text{in}}^{AB}}{d\vec{b}} = \sum_{n=1}^{AB} p(n, \vec{b}) = 1 - [1 - T(\vec{b})\sigma_{\text{in}}]^{AB}. \quad (2.8)$$

Тогда полное неупругое сечение взаимодействия двух ядер:

$$\sigma_{\text{in}}^{AB} = \int d\vec{b} \left\{ 1 - \left[ 1 - T(\vec{b})\sigma_{\text{in}} \right]^{AB} \right\}. \quad (2.9)$$

С помощью функции  $p(n, \vec{b})$  можно найти среднее число нуклон-нуклонных столкновений при данном прицельном параметре:

$$\langle n(b) \rangle = \sum_{n=1}^{AB} np(n, b) = ABT(b)\sigma_{\text{in}}. \quad (2.10)$$

В частном случае нуклон-ядерного столкновения ( $B=1$ )

$$p(n, b) = \binom{A}{n} [T\sigma_{\text{in}}]^n [1 - T(b)\sigma_{\text{in}}]^{A-n}. \quad (2.11)$$

С хорошей точностью

$$\begin{aligned} p(n, b) &= \frac{A!}{n!(A-n)!} [T(b)\sigma_{\text{in}}]^n [1 - T(b)\sigma_{\text{in}}]^{A-n} \approx \\ &\approx \frac{A^n}{n!} [T(b)\sigma_{\text{in}}]^n e^{-T(b)\sigma_{\text{in}}(A-n)} \approx \frac{[T(b)\sigma_{\text{in}}A]^n}{n!} e^{-T(b)\sigma_{\text{in}}A} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Распределение по числу столкновений с прицельным параметром  $\vec{b}$  является распределением Пуассона

$$p(n, b) = \frac{[\bar{n}(b)]^n}{n!} e^{-\bar{n}(b)} \quad (2.13)$$

со средним значением

$$\bar{n}(b) = \sigma_{\text{in}}A \int \rho(b, z) dz. \quad (2.14)$$

Таким образом, модель Глаубера позволяет учесть геометрию столкновений ядер, а также перерасеяния нуклонов налетающего ядра на нуклонах ядра мишени.

## 2.2. Пространственно-временная картина адрон-адронных и ядро-ядерных взаимодействий

Прежде чем перейти к рассмотрению ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях, следует напомнить пространственно-временную картину адрон-адронных столкновений. В рамках партонных представлений о структуре адронов, их взаимодействие при высоких энергиях происходит следующим образом.

1. Перед взаимодействием релятивистские адроны представляют собой ансамбли партонных (валентных и морских кварков, антикварков и глюонов), распределённых по доле импульса адрона, переносимого ими. Эти начальные функции распределения партонных извлекаются из

экспериментальных данных по глубоконеупругим  $eN$ ,  $\mu N$ ,  $\nu N$  и  $\bar{\nu}N$  взаимодействиям.

2. В результате адрон-адронного взаимодействия часть наиболее быстрых партонов не участвует в коллективных взаимодействиях и формирует лидирующие вторичные адроны. Сравнительно медленные партоны сталкивающихся ядер взаимодействуют друг с другом, образуя кварк-глюонную систему, чья эволюция приводит к формированию мягкой части спектра вторичных адронов.

3. При определённых условиях, которые будут обсуждены ниже, многократные партон-партонные взаимодействия могут создать условия для установления термодинамического равновесия при начальной температуре  $T_i$ . Последующая эволюция (расширение) происходит по законам гидро- и термодинамики, при этом температура системы падает.

4. На конечной стадии эволюции температура понижается настолько, что система формирует невзаимодействующие адроны.

Как известно, состояние партона (кварка, антикварка и глюона) в нуклоне описывается структурной функцией, зависящей от доли импульса  $x$  нуклона, переносимой данным партоном, и от квадрата переданного импульса  $Q^2$ . На рис. 2.2 показана зависимость глюонной структурной функции, полученной в эксперименте HERA, от пере-

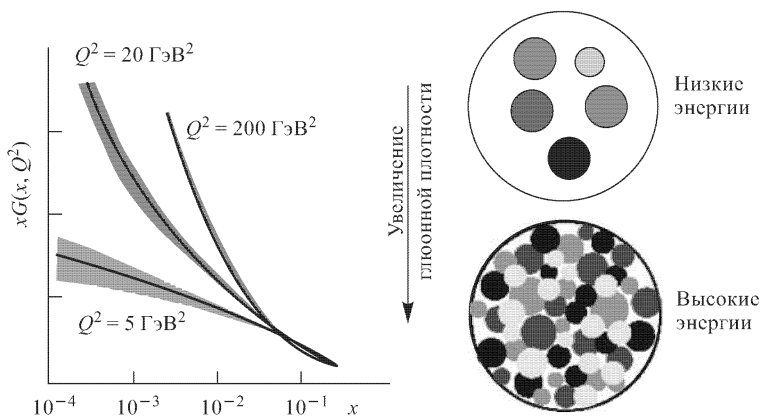


Рис. 2.2

менной  $x$  при различных значениях  $Q^2$ . Видно, что с уменьшением  $x$  глюонная структурная функция быстро возрастает. При этом полное сечение адрон-адронного взаимодействия растёт медленно (логарифмически) с энергией, а плотность глюонов в поперечном направлении к оси сталкивающихся нуклонов становится очень большой и достигает своего насыщения. Например процессы рекомбинации глюонов ограничивают дальнейший рост структурных функций. На рис. 2.2 изображена физическая картина изменения плотности глюонов с малыми

значениями  $x$  с ростом энергии сталкивающихся нуклонов. Глюоны с малыми  $x$  становятся «плотно упакованной системой», в которой величина константы сильных взаимодействий  $\alpha_S \ll 1$ . Такая слабосвязанная система называется конденсатом цветового стекла [28]. «Цветового», поскольку глюоны несут цветовые степени свободы. Глюоны с малыми значениями  $x$  возникают при размножении глюонов, несущих большие значения  $x$ . В системе бесконечного импульса глюоны с большими импульсами перемещаются очень быстро, и соответствующие им временные масштабы из-за Лоренц-преобразований оказываются увеличенными. Это запаздывание трансформируется в области малых  $x$ , поэтому для таких глюонов временные изменения происходят ещё более медленно, а это свойство характерно как раз для стёкол.

Поскольку  $\alpha_S \ll 1$ , квантовомеханическим состоянием такой системы является Бозе-конденсат глюонов с характерными числами заполнения  $\sim 1/\alpha_S$ . В картине конденсата цветового стекла быстрые глюоны являются источниками цветовых полей при малых  $x$ .

В пользу этой картины свидетельствует хорошо известное экспериментальное свойство предельной фрагментации адронных взаимодействий. Это свойство состоит в том, что при столкновении двух частиц с фиксированной энергией в системе центра масс распределение рождённых частиц по продольному импульсу, отнесённому к продольному импульсу одной из сталкивающихся частиц, не зависит от энергии. В картине конденсата цветового стекла предельная фрагментация связана с независимостью от энергии числа глюонов-источников.

Другая важная экспериментальная особенность, свидетельствующая в пользу существования конденсата цветового стекла — так называемый геометрический скейлинг [29], наблюдаемый в глубоко-неупругом рассеянии. Оказывается, что сечение взаимодействия виртуального фотона с нуклоном не зависит от переменных  $Q^2$  и  $x$ , а зависит лишь от отношения  $Q^2/Q_{\text{sat}}^2$ :  $\sigma^{\gamma^*N} \sim F(Q^2/Q_{\text{sat}}^2)$ , причём масштаб насыщения

$$Q_{\text{sat}}^2 \sim \left(\frac{x_0}{x}\right)^\lambda \text{ ГэВ}^2, \quad \lambda \approx 0,3 \quad \text{и} \quad x_0 \approx 10^{-4}.$$

Скейлинг наступает при  $x < 10^{-2}$  и проявляется при всех имеющихся  $Q^2$ .

В картине конденсата цветового стекла геометрический скейлинг связан с наличием только одного масштаба — масштаба насыщения  $Q_{\text{sat}}^2$ .

Конденсат цветового стекла можно рассматривать как новый универсальный тип материи. Новый, поскольку эта материя проявляет себя в столкновениях адронов и ядер при высоких энергиях. Универсальность заключается в том, что конденсат цветового стекла не зависит от сорта адронов.

Каких изменений следует ожидать при переходе от адрон-адронных к ядро-ядерным взаимодействиям? Прежде всего, ядра являются более протяжёнными объектами, поэтому геометрия столкновения играет



важную роль в ядро-ядерных взаимодействиях. Кроме того, временные масштабы  $AA$ -взаимодействий гораздо больше  $NN$ , и это приводит к интересным физическим следствиям.

При переходе от адрон-адронных к ядро-ядерным взаимодействиям следует отметить, что в режиме высокой плотности энергии в КХД доминируют не квантовые, а классические конфигурации, содержащие большое число ( $\sim 1/\alpha_s$ ) глюонов.

Действительно, рассмотрим, например, взаимодействие виртуального  $\gamma$ -кванта с ядерной мишенью, имеющей массовое число  $A$ . При малых значениях бёркеновской переменной  $x$ , согласно соотношению неопределённостей, взаимодействие будет осуществляться на продольных расстояниях  $z \sim 1/mx$ , где  $m$  — масса нуклона. Если величина  $z$  превышает диаметр ядра, пробник ( $\gamma$ -квант) не различает отдельные нуклоны, и все партоны, распределённые по площади  $\sim 1/Q^2$  ( $Q$  — переданный импульс) в поперечном направлении, взаимодействуют когерентно.

Плотность партонов в поперечной плоскости

$$\rho_A \approx \frac{x G_A(x, Q^2)}{\pi R_A^2} \sim A^{1/3}, \quad (2.15)$$

причём предполагается, что ядерная глюонная функция распределения  $G_A(x, Q^2)$  пропорциональна числу нуклонов  $A$ , а радиус ядра  $R_A \sim A^{1/3}$ .

Пробник взаимодействует с партоном с сечением  $\sigma \sim \alpha_s/Q^2$ , поэтому в зависимости от величины переданного импульса  $Q$ ,  $A$  и бёркеновской переменной  $x$  можно выделить два режима:

а)  $\sigma \rho_A \ll 1$  — это режим некогерентных взаимодействий, описываемый теорией возмущений КХД;

б)  $\sigma \rho_A \gg 1$  — режим плотной партонной системы.

Граница между двумя режимами определяется условием  $\sigma \rho_A \approx 1$ , и это условие соответствует критическому значению переданного импульса (масштабу насыщения), при котором партонная система становится для пробника плотной:

$$Q_s^2 \approx \alpha_s \frac{G_A(x, Q^2)}{\pi R_A^2}. \quad (2.16)$$

В этом режиме число глюонов

$$x G(x, Q^2) \approx \frac{\pi}{\alpha_s(Q^2)} Q_s^2 R_A^2, \quad (2.17)$$

где  $Q_s^2 R_A^2 \sim A$ . Как видно из (2.17), число глюонов обратно пропорционально  $\alpha_s(Q^2)$  и становится большим в пределе слабой связи КХД. Доминирующими в этом пределе являются классические конфигурации глюонных и кварковых полей.

Почему физика малых  $x$  важна для столкновений тяжёлых ионов? Как уже отмечалось, быстрые партоны слабо взаимодействуют между

собой и фрагментируют в быстрые адроны. Медленные партоны сталкивающихся ядер взаимодействуют между собой и при фрагментации заселяют центральную область быстрот. Если ядерные столкновения рассматривать как суперпозицию фоковских состояний, то медленные партоны — это глюоны и кварки-антикварки, несущие малую долю импульса ядра. При этом чем больше энергии сталкивающихся ядер, тем больше медленных партонов. В ядерных столкновениях фоковские состояния разрушаются, и медленные партоны выходят на массовую поверхность, создавая высокие плотности энергии, возможно, достаточные для образования кварк-глюонной плазмы.

В теории возмущений КХД в пределе малых  $x$  глюонные «облака» образуются при тормозном излучении мягких глюонов. Плотность партонов быстро растёт при  $x \rightarrow 0$ , нарушая при этом унитарный (фруассаровский) предел. Однако, если плотность партонов растёт, становятся важными процессы рекомбинации и экранирования, которые «насыщают» быстрый рост партонных распределений при малых  $x$ .

Формула (2.16) определяет масштаб насыщения для конденсата цветового стекла в столкновениях релятивистских ионов. В последующих главах будут обсуждаться экспериментальные сигналы конденсата цветового стекла, здесь же сделаем одно существенное замечание, касающееся ядерной структурной функции.

Если партон входит в состав нуклона ядра, то его структурная функция будет зависеть не только от переменных  $x$  и  $Q^2$ , но и от переменной  $r^2$ , характеризующей положение партона относительно центра ядра. Действительно, свойства нуклонов в ядре изменятся по сравнению со свойствами свободных нуклонов, причём эти изменения тем больше, чем ближе нуклон расположен к центру ядра. А поскольку свойства нуклона определяются свойствами составляющих его партонов, ядерная структурная функция партона будет зависеть от его положения относительно центра ядра.

Пространственно-временная эволюция центральных (с прицельным параметром  $b = 0$ ) столкновений тяжёлых ядер при энергиях RHIC или LHC выглядит следующим образом (рис. 2.3). В начальный момент времени в нуклон-нуклонных столкновениях двух лоренц-сжатых ядер (с толщиной  $\sim 1$  фм) происходит взаимодействие партонов (кварков и глюонов), приводящее к множественному рождению кварков, антикварков и глюонов ( $a$ ,  $b$ ). Рождённые кварки и глюоны, в свою очередь, взаимодействуют как между собой, так и с партонами, уже имеющимися в исходных ядрах и описываемыми структурными функциями. При определённых условиях, о которых будет сказано ниже, множественные партон-партонные взаимодействия могут привести к установлению локального термодинамического равновесия в кварк-глюонной системе при температуре  $T_i$  ( $\theta$ ). Если  $T_i > T_c$  (температура фазового перехода), то система находится в состоянии кварк-глюонной плазмы. КГП расширяется, температура уменьшается и достигает критической температуры  $T_c$ . Если фазовый переход первого рода,

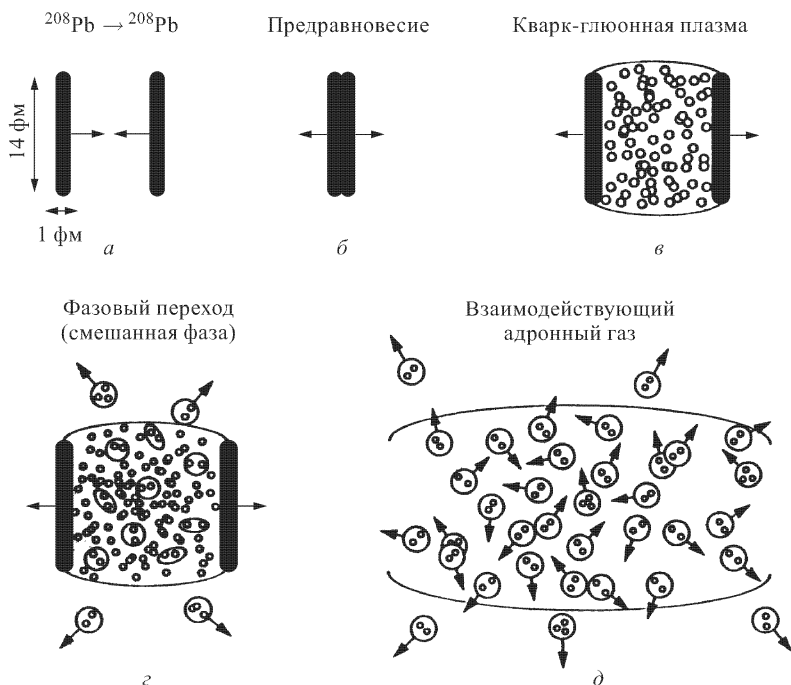


Рис. 2.3

ядерная материя проводит некоторое время в состоянии смешанной фазы, в которой сосуществуют кварки, антикварки, глюоны и адроны (*г*). В этом состоянии происходит преобразование кварковых степеней свободы в адронные. Далее система расширяется и распадается на не взаимодействующие частицы (*д*).

В этом описании возникают, по крайней мере, два основных вопроса.

1. Как следует описывать переход кварк-глюонной системы из начального состояния (перед адронными столкновениями) в возможное состояние термодинамического равновесия?

2. Устанавливается ли вообще локальное термодинамическое равновесие в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов?

Иными словами, можно ли ядро-ядерные столкновения описывать на микроскопическом уровне (в терминах функций распределения исходных партонов) или существует временной интервал, на котором макроскопическое (статистическое) описание применимо к системе кварков и глюонов?

Таким образом, должен существовать переходный процесс между исходным состоянием ядер и возможным состоянием термодинамического равновесия, требующий кинетического описания.

### 2.3. Предравновесные процессы и термализация партонов

Рассмотрим столкновения ядер в пределе слабой связи. Пусть, гипотетически, сталкиваются ядра с массовым числом  $A \approx 10^6$  (!) или обычные ядра, но с энергией  $10^9 A$  ГэВ. Последний случай более реалистичен, поскольку ядра с такой энергией могут быть во Вселенной. В обоих случаях соответствующий энергетический масштаб  $Q_S$  велик, и  $\alpha_S$  — мала.

В этом режиме можно дать ответ на основные вопросы: термализуется ли система партонов, каковы начальные температуры, как происходит термализация? Объясним сначала происхождение масштаба насыщения  $Q_S$ .

Рассмотрим ядро с очень большей энергией. Поскольку ядро имеет скорость, близкую к скорости света, в  $z$  — направлении оно представляет собой сжатый диск. При этом плотность партонов в поперечном направлении очень большая.

Если расстояние между соседними партонами  $\sim \mu^{-1}$  ( $\mu$  имеет размерность массы), то плотность партонов  $\sim \mu^2$ . Для очень больших ядер и очень больших энергий  $\mu \gg \Lambda_{\text{КХД}}$ .

Выберем слой размером  $R$ , такой, что  $R \ll \Lambda_{\text{КХД}}^{-1} \sim 1$  фм. Число партонов в таком слое  $N \sim \mu^2 R^2$ .

Оценим цветовой заряд внутри слоя. Так как цвета партонов распределены случайно, заряд пропорционален  $\sqrt{N}$ . Поскольку каждый партон несёт заряд  $g$ , то  $Q \approx g\sqrt{N} \sim g\mu R$ . Если предположить, что глюонное поле линейно, то его амплитуда

$$A_\mu \sim \frac{Q}{R} \sim g\mu. \quad (2.18)$$

Для проверки линейности заметим, что тензор напряжённости поля  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + g[A_\mu, A_\nu]$  и нелинейность содержится в коммутаторе  $g[A_\mu, A_\nu]$ . Линейное же слагаемое  $\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ . Их отношение  $\frac{gA^2}{\partial A} \sim gAR \sim g^2\mu R$  и мало при  $R \ll (g^2\mu)^{-1}$ .

Поля нелинейны, если размер  $R \sim (g^2\mu)^{-1}$ . По определению, масштаб насыщения

$$Q_S = (g^2\mu)^{-1}. \quad (2.19)$$

Таким образом,  $Q_S$  — это масштаб, на котором глюонное поле в ядре становится нелинейным.

Будем рассматривать эволюцию ядерного вещества в скейлинговых переменных:

$$\tau = \sqrt{t^2 - z^2}, \quad \eta = \frac{1}{2} \ln \frac{t+z}{t-z}. \quad (2.20)$$

В этих переменных все физические величины зависят только от  $\tau$ .

Эволюция происходит в нескольких режимах:  $Q_S\tau \sim \alpha^{-5/2}$ ,  $\alpha^{-7/2}$  и  $\alpha^{-13/5}$ . Будем описывать эволюцию системы до  $Q_S\tau \sim \alpha^{-5/2}$ .

а) очень раннее время:  $1 \ll Q_S\tau \ll \alpha^{-3/2}$ . За времена  $\tau \sim Q_S^{-1}$  глюоны испускаются ядрами, их характерный импульс  $\sim Q_S$  и числа заполнения  $\sim 1/\alpha$ . Из-за больших чисел заполнения глюоны взаимодействуют так сильно, что их нужно описывать как нелинейные поля, а не набор частиц. Только если  $Q_S\tau \geq 1$  классическое поле становится практически линейным, и глюоны можно описывать как набор частиц на массовой поверхности с функцией распределения

$$\frac{dN}{dyd^2k_\perp} = \frac{1}{\alpha} f\left(\frac{k_\perp}{Q_S}\right). \quad (2.21)$$

Конечно, точная форма  $f$  зависит от деталей непертурбативной КХД на масштабах  $\alpha \sim Q_S^{-1}$ .

Будем называть глюоны, рождённые на этой стадии, частицами, имея в виду, что «более поздние» глюоны имеют меньшие импульсы.

Плотность жёстких глюонов уменьшается при расширении:

$$N_h \sim \frac{Q_S^3}{\alpha(Q_S\tau)}. \quad (2.22)$$

При этом глюоны испытывают упругие перерасеяния, причём большинство рассеиваются на малые углы при характерном переданном импульсе  $q \ll Q_S$ . Наименьший переданный импульс определяет дебаевскую массу

$$m_D^2 \sim \alpha \int \frac{f_h(p)}{p} d^3p \sim \frac{\alpha N_h}{Q_S} \sim \frac{Q_S^2}{Q_S\tau}. \quad (2.23)$$

Если предположить, что  $m_D \ll p_z$  (это условие оправдано а priori), то большинство столкновений не уведут частицы (глюоны) из области импульсов, где числа заполнения велики ( $k_\perp \sim Q_S$ ,  $k_z \sim p_z$ ). Частота столкновений усилена Бозе-фактором

$$\frac{dN_{col}}{d\tau} \sim \sigma N_n (1 + f_n) \sim \frac{\alpha N_n}{m_D^2 p_z \tau}, \quad (2.24)$$

где  $\sigma \sim \alpha^2 m_D^2$  — сечение и  $f_h = N_h / (Q_S^2 p_z)$  — типичные числа заполнения.

Эти случайные столкновения увеличивают продольный импульс глюонов:

$$p_z^2 \sim N_{col} m_D^2 \sim \frac{\alpha N_h}{p_z}, \quad (2.25)$$

т.е.  $p_z \sim (\alpha N_n)^{1/3} \sim Q_S / (Q_S\tau)^{1/3}$ .

Кроме упругих столкновений глюонов, конечно, есть и неупругие, в которых рождаются глюоны. При этом большинство рождённых глюонов имеют энергии, меньше, чем их «родители». Число «мягких»

глюонов, рождённых в момент времени  $\tau$  с импульсом  $k_S$ , задаётся формулой Бете-Гайтлера

$$N_S \sim \tau \frac{\partial N_S}{\partial \tau} \sim \tau \int d^3 p f(p) (1 + f_h)^2 \frac{dI^{BM}}{dt} \sim \\ \sim \tau \frac{\alpha^3}{m_D^2} N_h^2 (1 + f_h)^2 \sim \frac{Q_S^3}{\alpha (Q_S \tau)^{4/3}}. \quad (2.26)$$

Плотность «мягких» глюонов уменьшается по закону  $\sim 1/\tau$ .

Заметим, что  $N_S/k_S \sim N_h/Q_S$ , поэтому в Дебаевскую массу вносят вклад как жёсткие, так и мягкие глюоны:

$$m_D^2 \sim \frac{\alpha N_h}{Q_S} + \frac{\alpha N_S}{k_s}.$$

б) промежуток времени  $\alpha^{-3/2} \ll Q_S \tau \ll \alpha^{-5/2}$ .

Начиная с момента, когда  $Q_S \tau \sim \alpha^{-3/2}$  числа заполнения жёстких глюонов оказываются меньше единицы. Оказывается, что при  $\alpha^{-3/2} \ll \ll Q_S \tau \ll \alpha^{-5/2}$  мягкие глюоны вносят пренебрежимо малый вклад в полное число глюонов, но именно они определяют Дебаевскую массу, т. е.

$$N_S \ll N_h, \quad m_D^2 \sim \frac{\alpha N_S}{k_s}. \quad (2.27)$$

Оценим сначала  $k_s$  — характерный импульс мягких глюонов.

При  $f_h \ll 1$  имеем

$$k_s^2 \sim N_{col} m_D^2 \sim \tau \sigma N_h m_D^2 \sim \alpha Q_S^2. \quad (2.28)$$

Тогда число мягких глюонов, рождённых в момент времени  $\tau$

$$N_S \sim \tau \frac{\alpha^3}{m_D^2} N_h^2 \sim \frac{\alpha Q_S^2}{m_D^2 \tau} \quad (2.29)$$

Поэтому из соотношений (2.27) и (2.29) получаем

$$N_S \sim \frac{\alpha^{1/4} Q_S^2}{(Q_S \tau)^{1/2}}, \quad (2.30)$$

$$m_D \sim \frac{\alpha^{3/8} Q_S^4}{(Q_S \tau)^{1/4}}. \quad (2.31)$$

Для того, чтобы мягкие глюоны вносили вклад в Дебаевскую массу, необходимо

$$\frac{N_S}{k_s} \gg \frac{N_h}{Q_S}, \quad (2.32)$$

т. е.  $Q_S \tau \gg \alpha^{-3/2}$ .

Число мягких глюонов становится сравнимым с числом жёстких глюонов при  $Q_S \tau \sim \alpha^{-5/2}$ .

Испускание глюонов в ядерной среде, как известно, подавлено вследствие эффекта Ландау–Померанчука, это происходит на масштабе

$$k_{LPM} = m_D^2 (N_h \sigma)^{-1} \quad \text{или} \quad k_{LPM} \sim \frac{m_D^4}{\alpha^2 N_h} \sim \alpha^{1/2} Q_S.$$

Эффект Ландау–Померанчука подавляет рождение глюонов на масштабах, больших  $k_s$ , но не изменяет скорость рождения глюонов на масштабах  $m_D < k < k_s$ .

в) термализация мягких глюонов ( $Q_S \tau \gg \alpha^{-5/2}$ ).

После  $Q_S \tau \sim \alpha^{-5/2}$  большинство глюонов — мягкие, т.е.  $N_S \gg \gg N_h$ . Как будет видно, мягкие глюоны часто сталкиваются друг с другом, достигая при этом термодинамического равновесия. Таким образом «спектр мягких глюонов» можно характеризовать температурой, которая является функцией времени. Однако система в целом ещё не находится в состоянии термодинамического равновесия, так как большую часть энергии несут немногочисленные жёсткие глюоны. Эти глюоны сталкиваются с мягкими глюонами, теряя при этом энергию.

Жёсткий глюон с энергией порядка  $Q_S$  теряет энергию в среде из-за следующего механизма. Прежде всего происходит испускание частицы с меньшим импульсом  $k_{br}$ , которая за время, сравнимое с  $\tau$ , распадается на два глюона. Продукты распада далее дают каскад частиц. Как будет видно,  $k_{br}$  находится в области импульсов, в которой испускание подавлено эффектом Ландау–Померанчука.

Оценим время испускание  $t_{br}$  глюона, имеющего импульс  $k_{br}$ :  $1/t_{br} \sim \alpha/t_f$ , где время формирования  $t_f \sim k_{br}/k_t^2$ . Глюон приобретает поперечный импульс  $k_t^2 \sim m_D^2 t_f / \lambda$ . Поскольку  $\lambda^{-1} \sim N_S \sigma \sim N_S \alpha^2 / m_D^2$ , получаем

$$\frac{1}{t_{br}} \sim \frac{\alpha^2 N_S^{1/2}}{k_{br}^{1/2}}. \quad (2.33)$$

Приравнивая  $t_{br} = \tau$  и используя  $N_S \sim T^3$  ( $T$  — температура «мягкой» составляющей системы), находим  $k_{br} \sim \alpha^4 T^3 \tau^2$ .

При этом зависимость температуры от времени следует определить. Число  $k_{br}$ -глюонов, рождённых в единицу времени в единице объёма

$$\frac{dN(k_{br})}{d\tau} \sim \frac{N_h}{t_{br}} \sim \frac{\alpha^2 N_S^{1/2} N_h}{k_{br}^{1/2}} \sim \frac{Q_S^2}{\alpha \tau^2}. \quad (2.34)$$

Поэтому скорость передачи энергии от жёстких глюонов к мягким

$$k_{br} \frac{dN(k_{br})}{d\tau} \sim \alpha^3 Q_S^2 T^3. \quad (2.35)$$

Эта энергия увеличивает энергию системы мягких глюонов, она пропорциональна  $d(T^4)/d\tau$ , т.е.  $T \sim \alpha^3 Q_S^2 \tau$ .

Видно, что температура системы мягких глюонов растёт линейно со временем даже при расширении системы, поскольку жёсткие глюоны

являются источником энергии. Когда система начинает формироваться ( $Q_S \tau \sim \alpha^{-5/2}$ ), её температура равна  $\alpha^{1/2} Q_S$ . Время релаксации мягкой подсистемы  $\tau_{\text{rel}} \sim (\alpha^2 T)^{-1} \sim (\alpha^5 Q_S^2 \tau)^{-1}$ .

Если  $Q_S \tau \gg \alpha^{-5/2}$ , то  $\tau_{\text{rel}} \ll \tau$  и удовлетворяет предположению термодинамического равновесия в мягкой подсистеме, т.е. приближению времени релаксации

$$f_S \rightarrow f^{\text{eq}}(1 - e^{-\tau/\tau_{\text{rel}}}). \quad (2.36)$$

Линейный рост температуры со временем заканчивается тогда, когда жёсткие глюоны теряют всю свою энергию. Это происходит, при  $k_{\text{br}} \sim \sim Q_S$  или  $\tau \sim \alpha^{-13/5} Q_S^{-1}$ , т.е. температура достигает максимального значения  $\sim \alpha^{2/5} Q_S$ , которое больше начальной температуры лишь на фактор  $\alpha^{-1/10}$ .

Отмеченная выше картина описывается в кинематическом подходе следующим уравнением для жёстких глюонов:

$$\left( \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{p_z}{\tau} \frac{\partial}{\partial p_z} \right) f(\vec{p}) = C_{\text{el}} + C_{\text{prod}}, \quad (2.37)$$

где  $C_{\text{el}}$  — интеграл упругих столкновений [30] и

$$\begin{aligned} C_{\text{prod}} = & \int_0^1 dx \frac{d^2 I}{dx dt} \left\{ \frac{1}{x^{5/2}} \left[ f\left(\frac{\vec{p}}{x}\right) (1 + f(\vec{p})) \right] \times \right. \\ & \times \left( 1 + f\left(\frac{\vec{p}(1-x)}{x}\right) - f(\vec{p}) f\left(\frac{\vec{p}(1-x)}{x}\right) (1 + f\left(\frac{\vec{p}}{x}\right)) \right) - \\ & \left. - \frac{1}{2} [f(\vec{p})(1 + f(\vec{p}x))(1 + f(\vec{p}(1-x))) - f(\vec{p}x)f(\vec{p}(1-x))(1 + f(\vec{p}))] \right\} \end{aligned} \quad (2.38)$$

описывает процессы переходов партонов  $2 \rightarrow 3$  и  $3 \rightarrow 2$ . Четыре слагаемых в выражении (2.38) соответствуют следующим диаграммам:

$$C_{\text{prod}} = \begin{array}{c} \begin{array}{c} \text{p} \\ \nearrow \\ x\text{p} \bullet \\ \searrow \\ \frac{1-x}{x}\text{p} \end{array} \\ - \frac{1}{2} \begin{array}{c} (1-x)\text{p} \\ \nearrow \\ \text{p} \bullet \\ \searrow \\ x\text{p} \end{array} \\ - \begin{array}{c} \text{p} \\ \nearrow \\ \bullet \\ \searrow \\ \frac{1-x}{x}\text{p} \end{array} \rightarrow x\text{p} \\ + \frac{1}{2} \begin{array}{c} (1-x)\text{p} \\ \nearrow \\ \bullet \\ \searrow \\ x\text{p} \end{array} \rightarrow \text{p} \end{array}$$

В выражении (2.38) величина  $\frac{d^2 I}{dx dt}$  — скорость расщепления жёсткого глюона с импульсом  $|\vec{p}| \sim Q_S$  на два коллинеарных глюона с импульсами  $x\vec{p}$  и  $(1-x)\vec{p}$ . Эта скорость рождения может быть вычислена [31] для системы бесконечного размера:

$$\frac{d^2 I}{dx dt} = \frac{\alpha^2 N^{1/2}}{p^{1/2}} h(x), \quad (2.39)$$



где

$$h(x) = h_0 \frac{(1-x+x^2)^{5/2}}{(x-x^2)^{3/2}}, \quad h_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_C^2}{(N_C^2-1)^{1/2}} \left( \ln \frac{\langle k_t^2 \rangle}{m_D^2} \right)^{1/2}$$

и

$$N = 2(N_C^2 - 1) \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} f(\vec{p})(1 + f(\vec{p})).$$

Интеграл упругих столкновений  $C_{\text{el}}$  связан с термализацией мягких глюонов с  $p \sim T$  и уширением распределения по  $p_z$  жёстких глюонов.

Связанное с неупругими столкновениями слагаемое,  $C_{\text{prod}}$ , контролирует преобразование энергии из сектора жёстких глюонов в сектор мягких глюонов.

Для жёстких глюонов с малыми числами заполнения ( $f \ll 1$ ) уравнение (2.37) значительно упрощается.

Определим величину

$$\varepsilon(p_{\perp}) = 2\pi p_{\perp}^2 \int dp_z f(\vec{p}), \quad (2.40)$$

которая нормирована так, что энергия, переносимая жёсткими глюонами, равна  $\int dp_{\perp} \varepsilon(p_{\perp})$ , тогда кинетическое уравнение для  $\varepsilon(p_{\perp})$  имеет вид

$$\frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial \tau} (\tau \varepsilon(p_{\perp})) = \frac{\alpha^2 N^{1/2}}{p_{\perp}^{1/2}} \int dx h(x) \left[ x^{1/2} \varepsilon\left(\frac{p_{\perp}}{x}\right) - \frac{1}{2} \varepsilon(p_{\perp}) \right]. \quad (2.41)$$

Будем в дальнейшем использовать  $p$  вместо  $p_{\perp}$ . Уравнение (2.41) не описывает мягких глюонов, для которых существенен интеграл упругих столкновений. Однако эти глюоны полностью термализованы, поэтому спектр мягких глюонов можно характеризовать температурой  $T$ .

В частности,

$$N = g_N T^3, \quad g_N = 2(N_C^2 - 1) \frac{1}{6}. \quad (2.42)$$

Зависимость температуры от времени определяется количеством энергии, трансформирующейся из жёсткого в мягкий сектор глюонов. Чтобы найти эту величину, введём промежуточный масштаб  $p_0$ , при этом  $T \ll p_0 \ll Q_S$ , и проинтегрируем уравнение (2.41) от  $p_0$  до  $\infty$ :

$$\frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \tau \int_{p_0}^{\infty} dp \varepsilon(p) \right) = -\alpha^2 N^{1/2} \int_0^1 dx h(x) x \int_{p_0}^{p_0/x} dp \frac{\varepsilon(p)}{p^{1/2}}. \quad (2.43)$$

Левая часть этого уравнения имеет смысл энергии, текущей из области  $p > p_0$  в область  $p < p_0$ . Эта величина должна быть независимой от  $p_0$ , если  $p_0 \ll Q_S$ . Однако это оказывается возможным, если  $\varepsilon(p)$  имеет следующее поведение при малых  $p$ :

$$\varepsilon(p) = \frac{\varepsilon_1}{p^{1/2}}, \quad T \ll p \ll Q_S. \quad (2.44)$$

Правая часть уравнения (2.43) в этом случае принимает следующий вид:  $bh_0\alpha^2 N^{1/2}\varepsilon_1$ , где

$$b = \int_0^1 dx \frac{(1-x+x^2)^{5/2}}{(x-x^2)^{3/2}} x \ln \frac{1}{x} \approx 4,96. \quad (2.45)$$

Поэтому уравнение для эволюции температуры имеет вид

$$\frac{1}{\tau^{4/3}} \frac{\partial}{\partial \tau} (\tau^{4/3} \varepsilon_S(T)) = bh_0\alpha^2 N^{1/2} \varepsilon_1, \quad (2.46)$$

так как при одномерном расширении плотность энергии  $\varepsilon_S(T)$  лёгких глюонов при температуре  $T$

$$\varepsilon_S(T) = g_E T^4, \quad g_E = 2(N_C^2 - 1) \frac{\pi^2}{30}. \quad (2.47)$$

Заметим, что уравнение (2.46) описывает эволюцию после  $Q_S \tau \sim \alpha^{-5/2}$ .

Из (2.43) нужно извлечь  $\varepsilon_1$ , которая входит в соотношение (2.46), описывающее температуру  $T$ .

Покажем, что эту процедуру можно провести аналитически в режиме  $\alpha^{-5/2} \ll Q_S \tau \ll \alpha^{-13/5}$ . Уравнение (2.43) решается методом итераций, т. е. представим решение в виде

$$\varepsilon(\tau, p) = \varepsilon_0(\tau, p) + \varepsilon_1(\tau, p) + \varepsilon_2(\tau, p) + \dots, \quad (2.48)$$

где  $\varepsilon_0(\tau, p)$  — начальное распределение энергии. Оно связано с числом жёстких глюонов

$$N_h(\tau) = \int_p^\infty dk k^{-1} \varepsilon_0(\tau, k) \quad (2.49)$$

для  $p \gg T$  и  $p \ll Q_S$ . Величина  $N_h(\tau)$  при одномерном расширении  $\sim 1/\tau$ .

Решая для  $\varepsilon_1(\tau, p)$  уравнение (2.43), получим при  $p \ll Q_S$

$$\varepsilon_1(\tau, p) = \frac{\varepsilon_1(\tau)}{p^{1/2}}, \quad (2.50)$$

где  $\varepsilon_1(\tau)$  удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\tau \varepsilon_1(\tau)) = \alpha^2 h_0 N^{1/2} \tau. \quad (2.51)$$

Видно, что  $\varepsilon_1(\tau, p)$  — сингулярна при малых  $p$ , поэтому при малых  $p$  ряд (2.48) сходится и решение уравнения (2.46) есть  $\varepsilon_0 + \varepsilon_1$ .

Для решения уравнения (2.51) и (2.46) нужно знать только полное число жёстких глюонов  $N_h$ , а не их функцию распределения. Это число параметризуется  $Q_S$  и безразмерной константой  $C$ [30]:

$$N_n = C \frac{N_C^2 - 1}{4\pi^2 N_C} \frac{Q_S^3}{\alpha(Q_S \tau)}. \quad (2.52)$$

Тогда уравнения (2.46) и (2.43) можно решить. Для температуры имеем

$$T = C_T \alpha^3 Q_S^2 \tau,$$

где

$$C_T = \frac{3}{160\pi^2} \frac{N_C^2 - 1}{N_C} \frac{g_N}{g_E} b h_0^2 C = \frac{3b}{8\pi^2} N_C^3 C \ln \frac{\langle k_i^2 \rangle}{m_D^2}. \quad (2.53)$$

Заметим, что (2.53) выполняется с логарифмической точностью, поскольку величина  $\frac{d^2 I}{dx dt}$  в (2.38) имеет логарифмическую точность.

## 2.4. Гидродинамическая модель расширения ядерной материи

Образованная при начальной температуре  $T_i$  и плотности энергии  $\varepsilon_i$  кварк-глюонная плазма испытывает расширение, при этом температура падает. Этот процесс можно попытаться описать уравнениями движения идеальной релятивистской жидкости [32], дополнив уравнения релятивистской гидродинамики уравнением состояния ядерной материи. При температурах  $T = T_c$  кварки и глюоны начинают образовывать адроны, система находится в смешанной фазе. При  $T < T_c$  гидродинамическое расширение испытывает адронный газ. Помимо уравнения состояния важнейшую роль в гидродинамике играют начальные (граничные) условия.

Уравнения гидродинамики, описывающие эволюцию ядерной материи, можно найти в работе [32]. Эти уравнения определяют эволюцию жидкости или газа в пространстве и времени. Состояние жидкости характеризуется локальными значениями температуры, энергии, энтропии и скорости. Если пренебречь диссипативными эффектами в такой жидкости (вязкостью, теплопроводностью), то тензор энергии-импульса релятивистской жидкости, движущейся со скоростью  $u^\mu$ , можно получить путём лоренц-преобразования из системы покоя:

$$T^{\mu\nu} = (\varepsilon + p)u^\mu u^\nu - g^{\mu\nu} p. \quad (2.54)$$

Это уравнение следует дополнить уравнениями, выражающими законы сохранения энергии-импульса и барионного числа:

$$\begin{cases} \partial_\mu T^{\mu\nu} = 0; \\ \partial_\mu J^\mu = \partial_\mu (n_B u^\mu) = 0, \end{cases} \quad (2.55)$$

где  $n_B(\vec{x}, t)$  — локальная барионная плотность. Из (2.54) и (2.55) имеем

$$u^\nu \partial_\nu \varepsilon + (\varepsilon + p) \partial_\nu u^\nu = 0, \quad (2.56)$$

где  $\varepsilon$  — плотность энергии и  $p$  — давление.

Следующий шаг — выбор координат, описывающих эволюцию ядерной жидкости в цилиндрической геометрии, причём ось  $z$  совпадает с направлением сталкивающихся ядер. В координатах  $z$  и  $t$  4-скорость  $u^\mu$  элемента жидкости запишется в виде

$$u^\mu = \frac{1}{\sqrt{1 - \nu_z^2 - \nu_r^2}} (1, \nu_z, \nu_r, 0). \quad (2.57)$$

Если радиальная скорость  $\nu_r = 0$  (это часто используемое приближение), то оставшиеся компоненты  $u^\mu$  параметризуются следующим образом:

$$u^\mu = (\text{ch } \vartheta, \text{sh } \vartheta, 0, 0), \quad (2.58)$$

где быстрота элемента жидкости

$$\vartheta = \text{arctg } \nu_z. \quad (2.59)$$

В терминах переменных  $\eta$  и  $\tau$  гидродинамические уравнения (2.56) для продольного расширения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \tau \frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} + \text{th}(\vartheta - \eta) \frac{\partial \varepsilon}{\partial \eta} + (\varepsilon + p) \left[ \frac{\partial \vartheta}{\partial \eta} + \text{th}(\vartheta - \eta) \tau \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} \right] &= 0; \\ \frac{\partial p}{\partial \eta} + \text{th}(\vartheta - \eta) \frac{\partial p}{\partial \eta} + (\varepsilon + p) \left[ \tau \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} + \text{th}(\vartheta - \eta) \frac{\partial \vartheta}{\partial \eta} \right] &= 0. \end{aligned} \quad (2.60)$$

Эти уравнения следует дополнить третьим уравнением, учитывающим сохранение барионного заряда:

$$\tau \frac{\partial n_B}{\partial \tau} + n_B \frac{\partial \vartheta}{\partial \eta} + \text{th}(\vartheta - \eta) \left( \frac{\partial n_B}{\partial \eta} + n_B \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} \right) = 0. \quad (2.61)$$

Таким образом, имеется три уравнения (2.60), (2.61) для четырёх неизвестных функций: плотности энергии  $\varepsilon$ , давления  $p$ , быстроты элемента жидкости  $\vartheta$ , барионной плотности  $n_B$ . Все эти функции зависят от переменных  $\eta$  и  $\tau$ .

Поэтому для нахождения решений уравнений (2.60), (2.61) нужно иметь ещё одно уравнение и задать начальные условия. Таким дополнительным уравнением является уравнение состояния, связывающее  $\varepsilon$ ,  $p$ ,  $T$  и  $S$ . Например, в качестве уравнения состояния можно использовать уравнение состояния в модели мешков, обсуждавшееся выше. В литературе существует несколько предположений относительно начальных условий гидродинамического расширения.

Мы будем обсуждать сценарий расширения Бьёркена [33]. В этом сценарии учитываются несколько экспериментальных условий. Центральная область быстрот вторичных частиц во взаимодействии релятивистских ядер, как ожидается, «заселяется»  $\pi$ -мезонами. Поэтому вполне оправданным выглядит предположение о нулевом барионном числе в центральной области быстрот. Условие  $n_B = 0$  значительно упрощает гидродинамические уравнения. Далее, время формирования

частиц с большими продольными импульсами превышает время формирования медленных частиц. Это не что иное, как проявление парадокса близнецов теории относительности. Время формирования частицы тем больше, чем больше её скорость. В сценарии Бьёркена эффект запаздывания учитывается в граничных условиях.

Рассмотрим ансамбль частиц, рождённых в момент  $z = t = 0$ . Если только собственное время  $\tau$  определяет эволюцию системы, за начальные условия удобно выбрать гиперболу  $\sqrt{t^2 - z^2} = \tau_0$  с постоянным собственным временем  $\tau_0$ . Пространственно-временная быстрота  $\eta$  определяет положение частицы на этой гиперболе. Два различных положения на гиперболе связаны Лоренц-преобразованием в  $z$ -направлении. Так как частицы в элементе жидкости, по предположению, движутся свободно, их компонента скорости  $\nu_z = z/t$ . Состояние элемента жидкости с координатой  $z$  в момент времени  $t$  эквивалентно состоянию элемента жидкости с координатой  $z'$  в момент времени  $t' = z'/\nu_z$ . Для  $\nu_z = z/t$  пространственно-временная быстрота  $\eta$  равна быстроте  $Y$ :

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \nu_z}{1 - \nu_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}, \quad (2.62)$$

если 4-импульс  $p = (E, p_z, p_\perp)$  и  $p_\perp$  — поперечный импульс.

Третья особенность спектров частиц в протон-протонных столкновениях — плато в инклюзивных спектрах частиц как функции  $Y$ . Плато в центральной области быстро ожидается и в ядро-ядерных взаимодействиях. Предполагается, что локальные термодинамические величины типа  $\varepsilon$ ,  $p$ ,  $T$ ,  $S$  зависят только от  $\tau_0$ , а не от  $\eta(\tau_0)$  как при гидродинамическом расширении. Таким образом, начальные условия инвариантны относительно лоренц-преобразований вдоль оси  $z$ . Поэтому будем искать решения уравнений (2.60), (2.61), зависящие только от  $\tau$ :  $\varepsilon(\tau)$ ,  $S(\tau)$ ,  $T(\tau)$ .

Подставляя  $\nu_z = z/t$  в выражение для 4-скорости, получим

$$u^\mu = \frac{1}{\sqrt{1 - \nu_z^2 - \nu_\perp^2}} (1, \nu_z, 0, 0) = \left( \frac{t}{\tau}, \frac{z}{\tau}, 0, 0 \right) = (\text{ch } \eta, \text{sh } \eta, 0, 0). \quad (2.63)$$

Сравнение с (2.58) позволяет заключить, что быстрота элемента жидкости совпадает с пространственно-временной быстротой  $\eta$ . При  $\eta = \nu$  уравнения (2.60) имеют следующий вид:

$$\begin{cases} \tau \frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} + \varepsilon + p = 0; \\ \frac{\partial p}{\partial Y} = 0. \end{cases} \quad (2.64)$$

Уравнение для энтропии

$$\tau \frac{\partial S}{\partial \tau} + S = 0 \quad (2.65)$$

имеет решение

$$\frac{S}{S_0} = \frac{\tau_0}{\tau}. \quad (2.66)$$

Как видно, при интегрировании по трёхмерному объёму  $d^3x = \tau dY d^2x_t$ , энтропия, приходящаяся на заданный интервал быстрот, остаётся постоянной при гидродинамическом расширении. Это утверждение, однако, не справедливо для процесса перехода кварк-глюонной плазмы в адронную фазу.

В координатах  $(\tau, \eta)$  уравнение для температуры

$$C_s^2 = \tau \partial_\tau T = 0, \quad (2.67)$$

где  $C_s$  — скорость звука в ядерной материи:

$$C_s^2 = \frac{\partial p}{\partial \varepsilon}. \quad (2.68)$$

Интегрирование уравнения (2.67) даёт:

$$T = T_0 \left( \frac{\tau_0}{\tau} \right)^{C_s^2}. \quad (2.69)$$

Для идеального газа безмассовых частиц  $C_s = 1/\sqrt{3}$ , поэтому температура убывает медленнее, чем плотность энтропии. Фактически предсказываемое убывание температуры и плотности энергии может быть ещё более медленным, поскольку пренебрегалось поперечным расширением ядерной материи.

В скейлинговых переменных эволюция ядерной материи имеет вид, показанный на рис. 2.4. При  $0 \leq \tau \leq \tau_i$  ядерное вещество находится

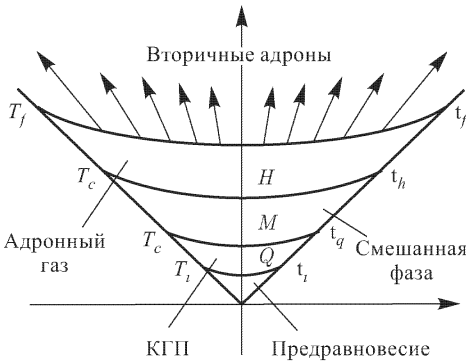


Рис. 2.4

в неравновесном состоянии, в области  $Q$  ( $\tau_i < \tau < \tau_Q$ ) — в фазе равновесной кварк-глюонной плазмы,  $M$  — смешанная фаза из кварков, глюонов и адронов,  $H$  — адронный газ. При  $\tau = \tau_f$  система распадается на невзаимодействующие вторичные адроны. Легко видеть, что скейлинговые решения уравнений релятивистской гидродинамики приводят к равномерному распределению вторичных частиц по быстротам —

плато Фейнмана. Из рис. 2.4 очевидны трудности экспериментального детектирования эффектов образования кварк-глюонной плазмы. Действительно, время жизни КГП  $\tau \approx \tau_Q$ , эта величина оказывается гораздо меньше времени  $\tau_f$ . Поэтому сигналы КГП в значительной степени «маскируются» испусканием частиц из адронной и смешанной фазы.

## 2.5. Спектры вторичных частиц, кинетическое и химическое вымораживание

В процессах множественного рождения одноинклюзивные спектры частиц обычно экспоненциальны по поперечному импульсу  $p_{\perp}$ . Причина экспоненциального поведения — особенности фазового пространства многочастичных состояний.

Рассмотрим процесс, когда две частицы (или ядра) сталкиваются и рождается  $N$  частиц в конечном состоянии. Пусть 4-импульсы налетающих частиц  $p_1^{\mu}$  и  $p_2^{\mu}$ , а 4-импульсы рождённых частиц  $p_1^{\mu}$ ,  $p_2^{\mu}, \dots, p_N^{\mu}$ .

При этом  $p_i^{\mu} = (E_i, \vec{p}_i)$  и  $E_i = \sqrt{\vec{p}_i^2 + m_i^2}$ . Полный 4-импульс

$$p^{\mu} = p_1^{\mu} + p_2^{\mu} = \sum_{i=1}^N p_i^{\mu}. \quad (2.70)$$

С точностью до констант, зависящих от  $p_1^{\mu}$  и  $p_2^{\mu}$ , сечение этого процесса

$$\sigma \sim \int \prod_{i=1}^N \frac{d^3 \vec{p}_i}{E_i} \delta^{(4)}\left(p^{\mu} - \sum_{i=1}^N p_i^{\mu}\right) |M(p, p_1, \dots, p_N)|^2, \quad (2.71)$$

где  $|M|^2$  — квадрат матричного элемента для процесса  $2 \rightarrow N$ .

Одноинклюзивный спектр

$$E_1 \frac{d\sigma}{d^3 \vec{p}_1} \sim \int \prod_{i=2}^N \frac{d^3 \vec{p}_i}{E_i} \delta^{(4)}\left(P - p_1^{\mu} - \sum_{i=2}^N p_i^{\mu}\right) |M(P, p_1, \dots, p_N)|^2. \quad (2.72)$$

Введём «усреднённый» матричный элемент

$$\begin{aligned} & \langle |M(P, p_1, \dots, p_N)|^2 \rangle_{p_2, \dots, p_N} = \\ & = [\Phi(P - p_1)]^{-1} \int \prod_{i=2}^N \frac{d^3 \vec{p}_i}{E_i} \delta^{(4)}\left(P^{\mu} - p_1^{\mu} - \sum_{i=2}^N p_i^{\mu}\right) |M(P, p_1, \dots, p_N)|^2, \end{aligned} \quad (2.73)$$

где усреднение проводится по  $3(N-1)$ -мерному импульсному пространству ненаблюдаемых  $(N-1)$  частиц и

$$\Phi(P - p_1) = \prod_{i=2}^N \frac{d^3 \vec{p}_i}{E_i} \delta^{(4)}\left(P^{\mu} - p_1^{\mu} - \sum_{i=2}^N p_i^{\mu}\right)$$

— лоренц-инвариантный пространственно-временной объём.

Тогда одноинклюзивное сечение

$$E_1 \frac{d\sigma}{d^3 \vec{p}_1} \sim \Phi(P - p_1) \langle |M(P, p_1, \dots, p_N)|^2 \rangle. \quad (2.74)$$

Отметим, что динамическая информация о процессе  $2 \rightarrow N$  содержится во втором сомножителе (2.74). Первый же фактор (пространственно-временной объём) в некотором смысле тривиален. Для вычисления пространственно-временного объёма предположим, что все  $N$  частиц — безмассовые. В этом случае нет других величин с размерностью энергии, поэтому

$$\Phi(P - p_1) \sim [(p - p_1)^2]^{N-3}. \quad (2.75)$$

Поскольку  $\Phi(P - p_1)$  — лоренц-инвариантная величина, оценим её в системе центра масс сталкивающихся частиц, в которой  $p^\mu = (E, \vec{0})$ , тогда

$$\Phi(P - p_1) \sim E^{2(N-3)} \left( 1 - \frac{E_1}{E/2N} \cdot \frac{N-3}{N} \cdot \frac{1}{N-3} \right)^{(N-3)}. \quad (2.76)$$

В пределе  $N \gg 1$  скобка сводится к экспоненте

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left( 1 + \frac{x}{n} \right)^n = e^x, \quad \text{т. е.} \quad \Phi(P - p_1) \sim \exp\left(-\frac{E_1}{E/2N}\right), \quad N \gg 1.$$

Тогда из (2.74), разделив на полное сечение (при быстроте  $y_1 = 0$ ), имеем

$$\left. \frac{dN}{dy_1 d^2 p_\perp^2} \right|_{y_1=0} \sim \exp\left(-\frac{p_{\perp,1}}{E/2N}\right). \quad (2.77)$$

Предполагая, что усреднённый квадрат матричного элемента  $\langle |M|^2 \rangle$  не зависит (сильно) от  $p_\perp$ , получаем, что инвариантный одноинклюзивный спектр зависит от  $p_\perp$  экспоненциально с параметром наклона  $T = E/(2N)$ .

Отметим, что при таком рассмотрении не нужно делать предположение о термодинамическом равновесии.

Тем не менее, одноинклюзивный спектр в состоянии термодинамического равновесия имеет экспоненциальное поведение.

В этом случае инвариантный спектр задаётся формулой [34]

$$E_1 \frac{dN}{d^3 p_1} = \int_{\Sigma} d\Sigma p_1 f\left(\frac{p_1 u}{T}, \lambda_1\right), \quad (2.78)$$

где  $\Sigma$  — 3-х мерная гиперповерхность, на которой вычисляется спектр по поперечному импульсу,  $d\Sigma^\mu$  — единичный вектор на поверхности  $\Sigma$ , а  $f(x, \lambda)$  — температурная функция распределения. Для Больцмановских частиц

$$f(x, \lambda) \sim \lambda e^{-x}, \quad (2.79)$$

$\lambda = \exp(\mu/T)$ ,  $\mu$  — химический потенциал.  $u^\mu$  — 4-вектор скорости системы, т. е. усреднённая 4-скорость движения частиц. В системе



покоя  $u^\mu = (1, \vec{0})$ . Для простоты вычислим спектр в фиксированный момент времени, т. е.  $d\Sigma\mu = (d^3x, \vec{0})$ , тогда

$$E_1 \frac{dN}{d^3\vec{p}_1} \sim V \lambda_1 E_1 e^{-E_1/T}. \quad (2.80)$$

Для ультрарелятивистских частиц энергия, приходящаяся на одну частицу, связана с температурой  $E/N = 3T$ , тогда при быстротах  $y_1 \approx 0$

$$\left. \frac{dN}{dy_1 d^2\vec{p}_{\perp,1}} \right|_{y_1 \approx 0} \sim \exp\left(-\frac{p_{\perp,1}}{E/3N}\right). \quad (2.81)$$

Видно, что в этом случае наклон связан с температурой  $T = E/(3N)$  и в  $3/2$  раза больше наклона в предыдущем случае. Причина такого различия — отличие инвариантного импульсного пространства от термодинамического импульсного пространства.

Заметим, что угол наклона спектров линейно растёт с массой частиц в  $AA$  столкновениях.  $T_{\text{slope}} = a + bm$ , в то время как для  $pp$  столкновений  $T_{\text{slope}}$  не зависит от массы,  $T_{\text{slope}} = a$ .

Для SPS энергий  $a = 140$  МэВ, параметр  $b$  зависит от размеров сталкивающихся ядер и растёт с увеличением массы  $m$ , причём,

$$a \approx \frac{E}{N}. \quad (2.82)$$

Константа  $b$  связана с коллективным движением, т. е.  $b$  пропорциональна скорости коллективного расширения. Отметим, что наличие коллективного расширения указывает на существование взаимодействий в конечном состоянии, которые способствуют установлению кинетического равновесия.

Вымораживание происходит тогда, когда скорость микроскопических взаимодействий становится сравнимой со скоростью макроскопического расширения системы. В случае модели динамически расширяющейся жидкости предполагается, что вымораживание происходит на пространственно-временной поверхности постоянной плотности или температуры. Следует подчеркнуть, что существует два типа вымораживания: химическое, когда завершаются неупругие взаимодействия частиц (партонов) и кинетическое, когда прекращаются упругие взаимодействия.

Предположим, что кинетическое вымораживание происходит на поверхности постоянной температуры, тогда, используя теорему о среднем и соотношение (2.78), получим для спектра частиц

$$\left. \frac{dN}{dy d^2 p_{\perp}} \right|_{y=0} \sim \exp\left(-\langle\gamma\rangle \frac{m_{\perp} - \vec{p}_{\perp} \cdot \langle\vec{v}_{\perp}\rangle}{T_{\text{fo}}}\right), \quad (2.83)$$

где  $\langle\vec{v}_{\perp}\rangle$  и  $\langle\gamma\rangle$  — средние значения поперечной компоненты 3-х мерной скорости и  $\gamma$  — лоренц-фактор для массовой поверхности. При  $y = 0$

разумно пренебречь продольной компонентой коллективного движения, т. е.

$$\gamma \approx \frac{1}{\sqrt{1 - v_{\perp}^2}}. \quad (2.84)$$

Если предположить азимутальную симметрию, то спектр (2.83) зависит только от  $T_{i.o.}$  и среднего модуля коллективной скорости  $\langle v_{\perp} \rangle$ .

Для энергий SPS можно извлечь значения  $T_{i.o.}$  и  $\langle v_{\perp} \rangle$ :

$$T_{i.o.} \approx 100 \div 140 \text{ МэВ}, \quad \langle v_{\perp} \rangle \approx 0,5 \div 0,6.$$

В принципе, есть ещё один независимый способ определения термодинамических величин в момент вымораживания. Заметим, что для вычисления спектра вторичных частиц по поперечному импульсу нужно знать не только «температуру» и скорость поперечного расширения на гиперповерхности вымораживания, но и величины  $\lambda_{i.f.o.} = \exp(M_{i.f.o.}/T_{i.f.o.})$ , определяющие нормировку спектра. В общем случае химические потенциалы  $\mu_{i.f.o.}$  меняются на гиперповерхности. Предположим, однако, что  $\mu_{i.f.o.}$ , как и  $T_{i.f.o.}$ , постоянны на гиперповерхности. Предположим также, что частицы всех серий вымораживаются на одной и той же гиперповерхности. Конечно, это довольно грубое предположение, поскольку длины свободного пробега частиц различных серий неодинаковы. При этих предположениях отношение полного числа частиц серий  $i$  и  $j$ :

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{\int \frac{d^3 \vec{p}_i}{E_i} \int_{\Sigma} d\Sigma p_i f(p_i u/T, \lambda_i)}{\int \frac{d^3 \vec{p}_j}{E_j} \int_{\Sigma} d\Sigma p_j f(p_j u/T, \lambda_j)} = \frac{\int_{\Sigma} d\Sigma N_i}{\int_{\Sigma} d\Sigma N_j}, \quad (2.85)$$

где

$$N_i^{\mu} = \int_{\Sigma} \frac{d^3 \vec{p}_i}{E_i} p_i^{\mu} f(p_i u/T, \lambda_i)$$

— 4-ток частиц серии  $i$ .

При кинетическом равновесии 4-ток имеет следующую формулу:  $N_i^{\mu} = n_i n^{\mu}$ , где  $n_i = n_i(T, \mu_i)$  — плотность числа частиц серии  $i$  в локальной системе покоя. 4-скорость  $u^{\mu}$  — общая для всех частиц данной серии, поскольку предполагается, что система приходит в состояние локального термодинамического равновесия непосредственно перед вымораживанием.

Тогда из (2.85) получаем

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{n_i(T, \mu_i)}{n_j(T, \mu_j)}, \quad (2.86)$$

поскольку фактор  $\int_{\Sigma} d\Sigma u$  сокращается в числителе и знаменателе.

Результат (2.86) замечательный в том смысле, что отношение выходов частиц не зависит от детальной динамики эволюции системы до момента вымораживания.

Предположим теперь, что система находится не только в кинетическом (т.е. температурном и механическом равновесии), но и в химическом равновесии. Это предположение оправдано, если скорость неупругих столкновений достаточна велика. Тогда химический потенциал частиц серии  $i$

$$\mu_i = b_i \mu_b + s_i \mu_s + e_i \mu_e + \dots, \quad (2.87)$$

где  $\mu_b$ ,  $\mu_s$  и  $\mu_e$  — барионный, странный и электрический химические потенциалы и  $b_i$ ,  $s_i$ ,  $e_i$  — барионный заряд, странность и электрический заряд частиц серии  $i$ . Многоточие в выражении (2.87) отражает возможность других сохраняющихся зарядов и ассоциированных с ними химических потенциалов.

Глобальное сохранение барионного заряда, странности и электрического заряда вносят дополнительные ограничения, которые позволяют исключить все химические потенциалы за исключением, например,  $\mu_b$ . В этом случае все отношения выходов числа частиц оказываются функциями лишь двух параметров:  $T$  и  $\mu_b$ , поэтому их можно извлечь из экспериментальных данных.

Заметим, что поскольку для химического равновесия необходимы неупругие столкновения, а для кинетического равновесия только упругие столкновения, то химическое вымораживание происходит раньше, т.е. при больших температурах, чем кинетическое вымораживание.

## 2.6. Начальная плотность энергии термализованной ядерной материи

Рассмотрим центральное (с прицельным параметром, равным нулю) столкновение двух одинаковых ядер с массовым числом  $A$ , имеющих в системе центра масс лоренц-фактор  $\gamma$  ( $\gamma = E/m \gg 1$ , где  $m$  — масса нуклона,  $E$  — энергия, приходящаяся на нуклон). В продольном направлении ядра испытывают лоренц-сжатие до размеров  $2R_A/\gamma \approx 2A^{1/3}/m_\pi\gamma$ , где  $R_A$  — радиус ядра  $A$  и  $m_\pi$  — масса  $\pi$ -мезона. В начальный момент  $t = 0$  нуклоны сталкивающихся ядер взаимодействуют между собой, образуя адронный фейербол. В последующие моменты времени фейербол расширяется со скоростью порядка скорости света. Оценим начальную плотность энергии фейербола в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов.

Для простоты заменим ядро «нуклоном», движущимся с лоренц-фактором  $\gamma$ . При энергиях SPS высота плато в распределении вторичных частиц по быстротам составляет  $dn_{\text{ch}}/dy \approx 3$ , где  $n_{\text{ch}}$  — число заряженных вторичных частиц.

Предполагая, что средняя энергия, приходящаяся на одну частицу в центральной области быстрот  $\langle E \rangle \approx 400$  МэВ и отношение числа нейтральных частиц к заряженным  $n_0/n_{\text{ch}} \approx 0,5$ , находим плотность энергии в интервале быстрот от  $y$  до  $y + dy$ :

$$\frac{d\langle E \rangle}{dy} \approx \frac{3}{2} \frac{dn_{\text{ch}}}{dy} \langle E \rangle \approx 1,8 \text{ ГэВ}. \quad (2.88)$$

Если налетающие частицы не нуклоны, а ядра, то в приближении невзаимодействующих нуклонов предыдущее выражение следует умножить на число нуклонов  $A$ . Оценим плотность энергии файерболла толщины  $2\Delta x$  между двумя плоскими слоями, движущимися со скоростями  $\nu = \pm \frac{\Delta x}{\Delta t}$ . Согласно скейлинговому решению, обсуждавшемуся выше, вторичные адроны будут ограничены интервалом быстрот

$$\Delta y = 2 \operatorname{arctch} \left( \frac{\Delta x}{\Delta t} \right) \approx 2 \frac{\Delta x}{\Delta t}.$$

Тогда энергия частиц

$$E = A \frac{d\langle E \rangle}{dy} \Delta y. \quad (2.89)$$

Чтобы найти начальную плотность энергии  $\varepsilon_i$ , надо разделить энергию  $E$  на начальный объём:  $\varepsilon_i = E/V_i$ . В скейлинговых переменных элемент 4-мерного объёма

$$d^4x = d^2x_t d\chi \tau d\tau. \quad (2.90)$$

Интегрируя  $d^4x$  по  $\chi$  в пределах  $\pm \Delta y/2$ , получим

$$V_i = \pi R_A^2 \tau_i \Delta y, \quad (2.91)$$

где  $\pi R_A^2$  — площадь поперечного сечения сталкивающихся ядер ( $R_A \approx \approx 1,2$  фм  $A^{1/3}$ ). Тогда начальная плотность энергии файерболла

$$\varepsilon_i \approx \frac{A^{1/3}}{4,5 \text{ фм}} \frac{d\langle E \rangle}{dy} \frac{1}{\tau_i}. \quad (2.92)$$

При столкновении ядер свинца начальная плотность энергии для значений времени  $\tau_i \approx 1$  фм составляет

$$\varepsilon_i \approx 5 \frac{\text{ГэВ}}{\text{фм}^3}. \quad (2.93)$$

Эта плотность энергии примерно на порядок величины больше нуклонной плотности энергии в ядрах, и как было отмечено в первой главе, при таких плотностях энергии следует ожидать перехода ядерной материи в фазу кварк-глюонной плазмы.

Важной особенностью формулы (2.92) для плотности энергии является её пропорциональность  $A^{1/3}$ . Причина такой зависимости состоит в том, что в начальный момент гидродинамического расширения вклад в плотность энергии дают  $A^{1/3}$  пар нуклонов. Важными являются следующие вопросы.

1. В каком объёме образуется ядерный фэйрбол?
2. Достаточны ли энергии имеющихся ускорителей для формирования плотностей энергии (2.93)?

Например, для SPS коллайдера ЦЕРН характерные энергии в системе центра масс  $\sim 500$  ГэВ. Если вся имеющаяся энергия трансформируется в тепловую энергию фэйрбола и плотность энергии достигает значений (2.93), то объём фэйрбола должен составлять  $V_i \approx \approx 500$  фм<sup>3</sup>. Эта величина сравнима с объёмом тяжёлых ядер (типа свинца). Однако имеющаяся энергия столкновения не полностью трансформируется в тепловую энергию фэйрбола, поскольку заметная доля энергии переносится лидирующими частицами, не входящими в состав фэйрбола. Это обстоятельство понижает оценку плотности энергии примерно в 2 раза, если вторичные лидирующие частицы несут  $\sim 50\%$  энергии сталкивающихся частиц. С другой стороны, для повышения начальной плотности энергии следует отбирать центральные столкновения ядер, т.е. иметь специальный экспериментальный триггер на такие события. Вопросы корреляций между прицельным параметром и поперечной энергией в событии, позволяющие отбирать центральные события, будут рассмотрены в 3-й главе. В конце же этой главы будут даны оценки начальной плотности энтропии фэйрбола, формируемого в столкновениях релятивистских ядер

## 2.7. Начальная плотность энтропии

В этом разделе попытаемся связать начальную температуру  $T_i$  ядерного фэйрбола с характеристиками вторичных адронов и оценить времена  $\tau_Q, \tau_H$  и  $\tau_f$  в предположении сохранения энтропии в процессе расширения.

Условие сохранения энтропии означает отсутствие диссипации в процессе расширения. Заметим, что это предположение не означает, что взаимодействие между кварками и глюонами мало. Как известно, условие идеальности ядерной жидкости применимо тогда, когда характеристические времена и длины свободного пробега частиц (кварков, антикварков и глюонов) удовлетворяют условиям

$$\begin{cases} \tau \ll t, \\ \lambda \ll L, \end{cases} \quad (2.94)$$

где  $t$  и  $L$  — временные и масштабные факторы, на которых такие гидродинамические величины, как плотность энергии, давление и т.д. испытывают значительные изменения. В какой степени эти условия выполнимы в столкновениях релятивистских ионов? Так как характерная длина свободного пробега кварков  $\lambda \leq 1$  фм, а размер системы в поперечном направлении  $R_A \sim A^{1/3}$  фм, условие (2.94) выполняется с хорошей точностью. Характерные времена взаимодействия кварков и глюонов  $\tau \sim 1$  фм, поэтому первое из условий (2.94) также выпол-

няется с разумной точностью, если учесть, что время  $t \sim 10$  фм — порядка времени взаимодействия ядер. Используя уравнение состояния идеальной кварк-глюонной плазмы, найдём для плотности энтропии

$$s = \frac{(\varepsilon + p)}{T} = \frac{dp}{dT} = 4\pi^2 g_Q T^3. \quad (2.95)$$

Согласно скейлинг-решению, плотность энтропии зависит от собственного времени:  $s(x, t) = s(\tau)$ , тогда в момент времени  $\tau$  полная энтропия  $S = s(\tau)V(\tau)$ , где  $V(\tau) = \int d^4x' \delta(\tau - \tau')$ . Интегрируя по  $d^4x'$ , получим  $V(\tau) = \pi R_A^2 \tau \cdot 2Y_m$ . Поэтому

$$S = \pi R_A^2 \cdot 2Y_m s(\tau) \tau = \pi R_A^2 4\pi^2 g_Q T^3 \tau \cdot 2Y_m. \quad (2.96)$$

Для того чтобы связать энтропию  $S$  с наблюдаемыми величинами, предположим, что кварк-глюонная плазма расширяется в смешанной и адронной фазах адиабатически, т. е. с сохранением энтропии. Так как в адронной фазе пионный газ имеет уравнение состояния (1.1)–(1.3), то по аналогии с (2.96) имеем в этой фазе

$$S = 4\pi^2 g_H \pi R_A^2 2Y_m T^3 \tau, \quad (2.97)$$

где  $\tau > \tau_H$ . В частности, в момент распада фэйрбола на наблюдаемые адроны ( $\tau = \tau_f$ ):

$$\frac{S}{2Y_m} \approx \frac{dS}{dy} \approx c \frac{dn_\pi}{dy}, \quad (2.98)$$

где  $c \approx 3,6$ ;  $dn_\pi/dy$  — распределение по быструтам  $\pi$ -мезонов, рождённых в ион-ионных взаимодействиях.

Сравнивая (2.96) с (2.98), получаем соотношение, связывающее плотность энтропии с наблюдаемыми величинами [35]:

$$s_i = \frac{c}{\tau_i} \frac{1}{\pi R_A^2} \frac{dn_\pi}{dy} = \frac{1,2fm^{-2}}{\tau_i A^{2/3}} \frac{dn_\pi}{dy}. \quad (2.99)$$

Заметим, что плотность энтропии можно определить только в состоянии локального термодинамического равновесия, в то время как плотность энергии можно определить и в неравновесном состоянии. Из выражения (2.99) находим связь начальной температуры с  $\tau_i$ :

$$T_i = \left[ \frac{1,2fm^{-2}}{4\pi^2 g_Q \tau_i A^{2/3}} \frac{dn_\pi}{dy} \right]^{1/3}. \quad (2.100)$$

Время термализации КПП  $\tau_i$  может зависеть, в частности, от массового числа ядра. Например в параметризации [36]  $\tau_i^{AA} = \tau_i^{pp}/A^\delta$ ,  $0 < \delta < 1/3$  и  $\tau_i^{pp} = 0,5$  фм. Точность этих оценок времён  $\tau_i$  составляет порядок величины. Тогда из (2.100) следует, что  $T_i$  определяется с точностью до фактора два.

Например, при столкновениях ядер  $^{16}\text{O}$  с ядрами Pb при энергиях ЦЕРН [35] плотность рождённых  $\pi$ -мезонов составляет  $dn_\pi/dy \approx 42$ . Тогда получаем для времени термализации  $\tau_i = 0,1$  фм,  $T_i \approx 320$  МэВ

и начальную плотность энергии  $\varepsilon_i \approx 17 \text{ ГэВ/фм}^3$ . Время жизни в кварковой фазе  $\tau_Q = 0,8 \text{ фм}$ ,  $T_c = 160 \text{ МэВ}$ . Для адронной фазы  $\tau_f \approx 14 \text{ фм}$ ,  $T_f \approx m_\pi \approx 140 \text{ МэВ}$ . Как видно из этих оценок, время жизни системы в кварковой фазе гораздо меньше, чем в адронной фазе, поэтому весьма непросто выделить сигналы КПП на фоне смешанной и адронной фаз.

## 2.8. Статистическая модель рождения частиц в столкновениях тяжёлых ионов

Как известно, равновесное поведение термодинамических величин можно получить путём усреднения по статистическому ансамблю. При этом равновесное термодинамическое состояние ансамбля — это такое состояние, в котором плотность в фазовом пространстве однородна. В этом смысле однородное заполнение фазового пространства является необходимым и достаточным условием равновесия.

Основная величина, необходимая для вычисления выходов частиц в столкновениях тяжёлых ионов при статистическом подходе — производящий функционал  $z(T, V)$ . В каноническом ансамбле для частицы  $i$ , несущей странность  $s_i$ , барионное число  $B_i$ , электрический заряд  $Q_i$  и спин-изоспиновый фактор  $g_i = (2J_i + 1)(2I_i + 1)$ , производящий функционал определяется уравнением

$$\ln z_i = \pm \frac{V g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty dp p^2 \ln \left[ 1 \pm \exp \left( -\frac{E_i - \mu_i}{T} \right) \right], \quad (2.101)$$

где знак плюс соответствует фермионам, а минус — бозонам.

Тогда плотность частиц

$$n_i = \frac{N}{V} = -\frac{T}{V} \frac{\partial \ln z_i}{\partial \mu} = \frac{g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{\exp \frac{E_i - \mu_i}{T} \pm 1}, \quad (2.102)$$

где  $T$  — температура,  $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$  — полная энергия,  $\mu_i = \mu_b B_i + \mu_s S_i + \mu_{3i} I_{3i}$  — химический потенциал, связанный с химическими потенциалами барионного заряда, странности и электрического заряда. При этом предполагается сохранение барионного заряда  $V \sum_i n_i B_i = Z + N$ , странности  $V \sum_i n_i S_i = 0$  и электрического заряда  $V \sum_i n_i I_{3i} = (Z - N)/2$ .

Эти ограничения оставляют только два свободных параметра модели — температуру  $T$  и барионный химический потенциал  $\mu_b$ . На самом деле, конечно, не определён объём системы, и поэтому следует сравнивать отношения выходов различных частиц, которые от объёма не зависят.

Очевидно, что большой канонический ансамбль — это простейшая реализация статистического подхода, приемлемая для систем с большим числом рождённых частиц. Однако для небольших систем (например, рождённых в периферических ядро-ядерных столкновениях) или при столкновениях ядер при низких энергиях описание системы каноническим ансамблем является более адекватным. Переход от большого канонического ансамбля к каноническому ансамблю приводит к уменьшению числа частиц («каноническое подавление»). Например, в каноническом подходе хорошо описываются выходы частиц в  $e^+e^-$  аннигиляции, хотя необходимо ввести феноменологический фактор подавления странности.

На рис. 2.5 представлены отношения выходов различных частиц в Pb + Pb столкновениях при энергиях 158 ГэВ/нуклон (ЦЕРН).

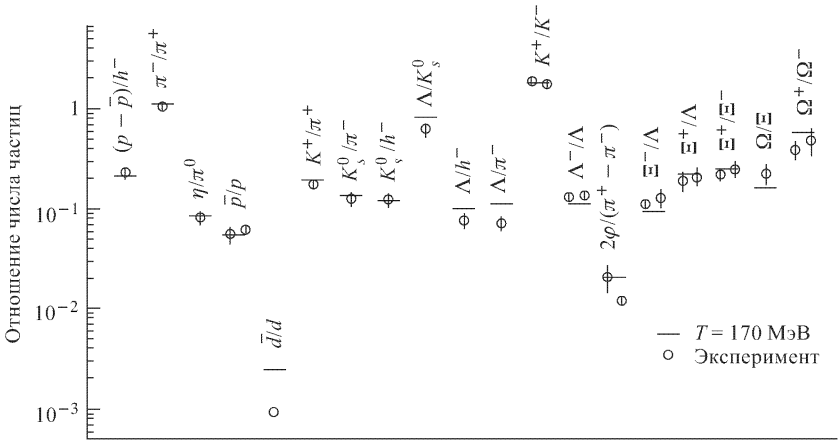


Рис. 2.5

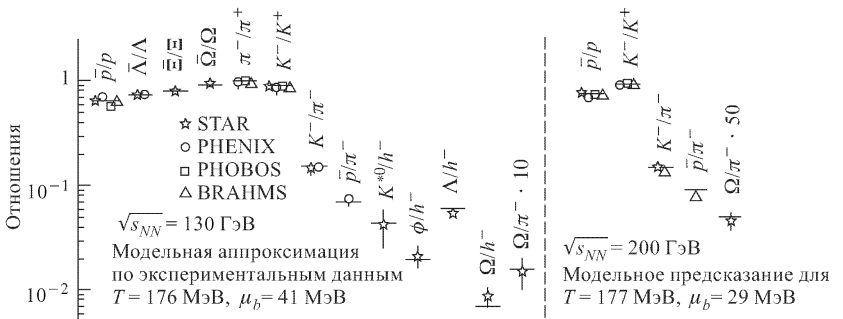


Рис. 2.6



Как оказалось, экспериментальные данные хорошо описываются в статистическом подходе, если использовать параметры  $T = (170 \pm 5)$  МэВ,  $\mu_b = (225 \pm 10)$  МэВ. На следующем рис. 2.6 изображены отношения выходов частиц в условиях RHIC (при энергиях 130 и 200 ГэВ/нуклон). В этом случае данные описываются статистической моделью, если выбрать параметры  $T = 176$  МэВ и  $\mu_b = 30 \div 40$  МэВ.

Если нанести извлечённые из экспериментальных данных значения  $T$  и  $\mu_b$  на фазовую диаграмму ядерной материи, то она будет выглядеть так, как представлено на рис. 2.7.

На этом рисунке извлечённые из экспериментальных данных значения  $(T, \mu_b)$  изображены точками, приведены также траектории, на которых происходит вымораживание адронного газа, соответствующие постоянной плотности энергии ( $\varepsilon = 500$  МэВ/фм<sup>3</sup>) и постоянной барионной плотности ( $n_b = 0,12$  фм<sup>-3</sup>). Граница между адронной материей и кварк-глюонной плазмой, рассчитанная в решёточной КХД, обозначена (РКХД). Квадратики определяют положения критических точек для различных способов вычислений в решёточной теории [37]. Как видно из рис. 2.7, при энергиях SPS извлечённые из экспериментальных данных параметры  $(T, \mu_b)$  близки к фазовой границе, полученной в решёточных вычислениях. Означает ли это, что уже

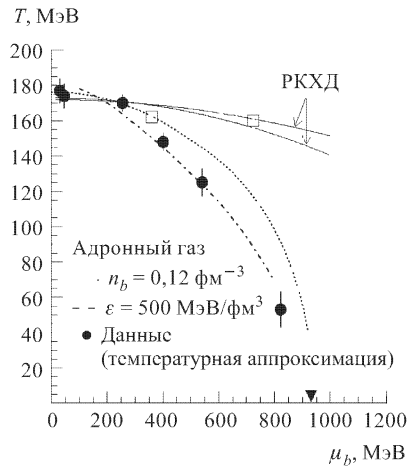


Рис. 2.7

при энергиях SPS достигается равновесие? Как отмечено в работе [38], скорости столкновений частиц и временные масштабы расширения адронной материи не позволяют сделать вывод об установлении равновесия при энергиях SPS, хотя наличие фазового перехода при этом не исключается.

## Глава 3

# КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ПОПЕРЕЧНОЙ ЭНЕРГИЕЙ И ПРИЦЕЛЬНЫМ ПАРАМЕТРОМ В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЁЛЫХ ИОНОВ

### 3.1. «Жёсткая» и «мягкая» компоненты поперечной энергии

Как видно из (2.27), начальная плотность энергии пропорциональна  $A^{1/3}$  для центральных столкновений ядер (с прицельным параметром, равным нулю). Для нецентральных соударений зависимость плотности энергии от массового числа гораздо слабее, чем  $A^{1/3}$ . Таким образом, наибольших  $\varepsilon_i$  следует ожидать именно в центральных соударениях. Но как экспериментально отбирать эти соударения, ведь прицельный параметр не является величиной, непосредственно измеряемой в столкновениях ионов?

В этом случае нужно найти измеряемую величину, которая была бы скоррелирована с прицельным параметром. В этой главе обсуждается метод косвенного измерения прицельного параметра по поперечной энергии в столкновении ядер  $E_{\perp} = \sum E_{\perp i}$ , где суммирование производится по всем частицам в событии  $E_{\perp i} = \sqrt{m_i^2 + p_{\perp i}^2}$ ,  $m_i$  и  $p_{\perp i}$  — масса и поперечный импульс  $i$ -й частицы.

Отметим, что кроме измерения поперечной энергии в событии, существуют и другие методы определения прицельного параметра. В работе [39] предлагается извлекать прицельный параметр путём регистрации ядерных осколков после развала ядра в калориметре, установленном под углом  $0^\circ$  к оси сталкивающихся пучков (ZDC калориметр).

В формирование поперечной энергии вносит вклад как «жёсткая», так и «мягкая» составляющие в столкновении. «Жёсткая» компонента обусловлена столкновениями кварков и глюонов с характерными переданными импульсами, превышающими  $p_0 \approx 1 \div 2$  ГэВ/с — это масштаб, при котором применима теория возмущений КХД. «Мягкие» процессы с характерными  $p_{\perp} < p_0$ , также дающие вклад в поперечную энергию, не описываются в рамках пертурбативной КХД, и их учёт должен проводиться феноменологически. Будем предполагать, что «мягкая» часть протон-протонного сечения  $\sigma_s^{pp} = \sigma_{\text{неупр}}^{pp}$ , где  $\sigma_{\text{неупр}}^{pp}$  —

сечение неупругого  $pp$ -взаимодействия. Если жёсткая компонента сечения в столкновениях ядер  $A$  и  $B$  формируется за счёт независимых партон-партонных взаимодействий, то среднее число жёстких столкновений как функция прицельного параметра  $b$  представляется в виде суммы по всем типам партонов  $f$  (кваркам, антикваркам и глюонам):

$$\bar{N}_{AB}^H(b) = \sum_f \bar{N}_{AB}^f(b, \sqrt{s_{NN}}, p_0), \quad (3.1)$$

где

$$\bar{N}_{AB}^f(b, \sqrt{s_{NN}}, p_0) = 2 \frac{d\sigma_{AB}^f(\sqrt{s_{NN}}, p_0)}{d^2b}, \quad (3.2)$$

и сечение  $d\sigma_{AB}^f/d^2b$  рождения партона сорта  $f$  вычисляется в теории возмущений КХД [40]. Тогда распределение по поперечной энергии  $E_\perp$  можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^H}{dE_\perp} = \int d^2b \sum_{N=1}^{\infty} \frac{[\bar{N}_{AB}^H(b)]^N}{N!} \exp[-\bar{N}_{AB}^H] \times \\ \times \int \prod_{i=1}^N dE_{\perp i} \frac{1}{\sigma_H^{pp}} \frac{d\sigma_H^{pp}}{dE_{\perp i}} \delta\left(E_\perp - \sum_{i=1}^N E_{\perp i}\right). \end{aligned} \quad (3.3)$$

Как показано в работе [41], при числе жёстких столкновений  $\bar{N}_{AB}^H \geq 5 \div 7$ , распределение (3.3) при фиксированном значении прицельного параметра хорошо аппроксимируется распределением Гаусса:

$$\frac{d\sigma_H}{dE_\perp} = \int d^2b \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_H^2(b)}} \exp\left[-\frac{(E_\perp - \bar{E}_{\perp H}^{AB}(b))^2}{2\sigma_H^2(b)}\right], \quad (3.4)$$

где средняя поперечная энергия  $\bar{E}_{\perp H}^{AB}(b)$  и дисперсия  $\sigma_H(b)$  пропорциональны, соответственно, первому и второму моментам сечений жёстких процессов [42].

Мягкая компонента пропорциональна числу нуклон-нуклонных столкновений:

$$\bar{N}_{AB}^s = T_{AB}(b)\sigma_s^{pp}, \quad (3.5)$$

где  $\sigma_s^{pp} \approx 30$  мбн для энергий SPS в ЦЕРН и  $\sigma_s^{pp} \approx 60$  мбн для энергий ЛНС, а  $T_{AB}(b)$  — функция ядерного перекрытия, учитывающая геометрию столкновений ядер  $A$  и  $B$ :

$$T_{AB}(b) = \int d^2r T_A(r) T_B(\vec{b} - \vec{r}). \quad (3.6)$$

Функция локальной ядерной толщины

$$T_A(\vec{r}) = \int dz \rho_A(z, \vec{r}). \quad (3.7)$$

Например для центральных столкновений одинаковых ядер  $T_{AA}(0) \approx \approx A^2/\pi R^2 \approx A^{4/3}$ .

Поскольку мягкая компонента в (3.5) очень слабо зависит от энергии, обычно предполагается, что мягкая и жёсткая составляющие разделяются на протон-протонном уровне и поэтому являются независимыми друг от друга при любом прицельном параметре.

Тогда средняя поперечная энергия и её стандартное отклонение имеют вид

$$\begin{aligned}\bar{E}_{\perp}^{AB}(b) &= \bar{E}_{\perp H}^{AB} + T_{AB}(b)\varepsilon_0, \\ \sigma^2(b) &= \sigma_H^2 + T_{AB}(b)\varepsilon_1,\end{aligned}\tag{3.8}$$

где  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_1$  извлекаются из данных по распределениям поперечной энергии при энергиях SPS. В табл. 3.1 приведены данные по первому и второму  $E_{\perp}$  моментам мягкой компоненты для детекторов STAR и PHENIX на RHIC и ALICE, CMS на LHC. Видно, что для LHC жёсткая компонента превосходит мягкую на порядок величины. Для RHIC вклад мягкой составляющей в  $E_{\perp}$  соизмерим с жёсткой и даже несколько превышает её.

Таблица 3.1

Эксперимент	$\varepsilon_0$ (мбн ГэВ)	$\varepsilon_1$ (мбн ГэВ <sup>2</sup> )
CMS	144	960
ALICE	60	200
STAR	27	10,5
PHENIX	90	35

### 3.2. Определение прицельного параметра столкновения ядер в экспериментах на RHIC

На рис. 3.1 представлены вероятности (нормированные на единицу плотности вероятностей) того, что в столкновении ядер золота на ускорителе RHIC в калориметре STAR (PHENIX) будет зарегистрировано событие с поперечной энергией  $E_{\perp} = 500(200)$  ГэВ. Из графиков видно, что столкновение при указанных поперечных энергиях должно произойти с прицельным параметром  $b \approx R$ . Точность определения прицельного параметра составляет  $\approx 0,6$  фм для установки STAR и  $\approx 1$  фм для PHENIX. Оказывается, что отбирая поперечную энергию в определённых интервалах её значений, можно выделять столкновения ядер в определённых интервалах прицельного параметра. Эти корреляции весьма важны с точки зрения сигналов формирования кварк-глюонной или адронной плазмы в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов. Дело в том, что наибольшие плотности энергии следует ожидать в центральных столкновениях, поэтому интенсивность сигналов нагретой материи убывает в периферических столкновениях, отбор которых производится по корреляциям между  $E_{\perp}$  и прицельным параметром.

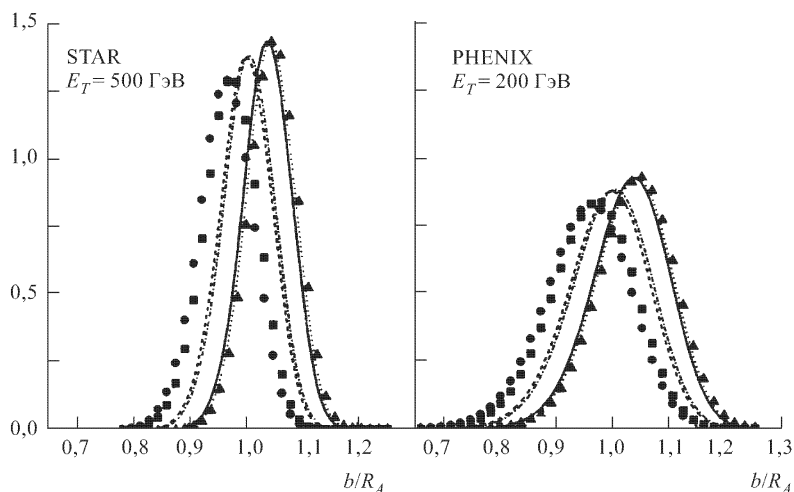


Рис. 3.1

На ускорителе RHIC в установках STAR и PHENIX прицельный параметр определяют следующим образом. Эти установки содержат ZDC (Zero Degree Calorimeter), расположенные на расстоянии нескольких десятков метров от точки взаимодействия пучков, т.е. находятся за пределами влияния магнитного поля установки. Напомним, что в калориметре определяют энергию нейтральных частиц, в большинстве случаев это нейтроны, которые практически не рассеиваются после взаимодействия ядер.

Корреляция ZDC сигнала с множественностью событий служит характеристикой геометрии столкновения ядер. В периферических столкновениях, при большом прицельном параметре, образуется только несколько нейтронов и, соответственно, множественность в таком событии невелика. В более центральных столкновениях, при уменьшении прицельного параметра, количество образованных нейтронов быстро растёт, достигая насыщения, и затем уменьшается при малых прицельных параметрах. В то же время множественность события увеличивается при уменьшении прицельного параметра. Таким образом, в центральных столкновениях получаем несколько нейтронов и высокую множественность в событии.

На рис. 3.2 для эксперимента STAR показана зависимость между энерговыделением в ZDC и множественностью событий в центральном триггерном калориметре СТВ (Central Trigger Barrel), измеряющем поперечную энергию заряженных частиц [43]. Таким образом, корреляция между СТВ и ZDC может быть использована как триггер для определения «центральности». На рис. 3.3 показаны корреляции между сигналом от ZDC (нормированным на максимальное энерговыделение в ZDC) и множественностью событий в BBC (Beam-Beam Counters),

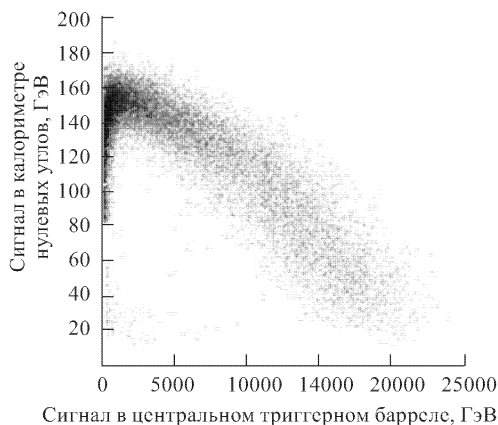


Рис. 3.2

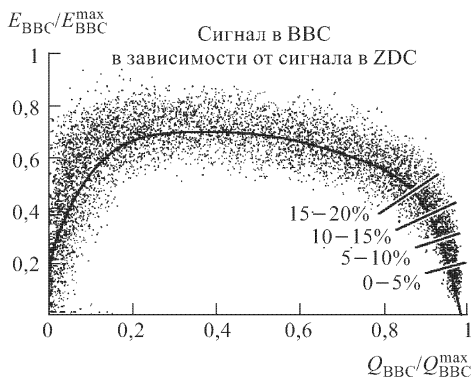


Рис. 3.3

измеряющих число частиц, в эксперименте PHENIX [44]. Основываясь на корреляции рис. 3.3, полное геометрическое сечение может быть разбито на бины (как показано линиями на рисунке), содержащие определённый процент «центральности», т. е. они показывают долю событий в фиксированных интервалах прицельного параметра (например, бину с 0–5% соответствуют центральные столкновения с прицельным параметром  $b < 1$  фм).

## Глава 4

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СИГНАЛЫ ОБРАЗОВАНИЯ НАГРЕТОЙ И СЖАТОЙ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЁЛЫХ ИОНОВ

### 4.1. Экспериментальные сигналы, чувствительные к природе фазового перехода

В этом разделе будут описаны экспериментально измеряемые величины, чувствительные к природе фазового перехода в ядерной материи, в частности, к порядку фазового перехода. Основными характеристиками вторичных частиц являются их распределения по быстротам и поперечным импульсам. Для получения уравнения состояния требуется определить измеряемые величины, связанные с термодинамическими переменными  $\varepsilon(T, \mu)$ ,  $s(T, \mu)$  или  $p(T, \mu)$ . Сигналом фазового перехода 1-го рода в конечном объёме ядерного фэйрбола может быть быстрый рост эффективного числа степеней свободы в небольшом ( $\sim 10$  МэВ) интервале температур. Число степеней свободы содержат величины  $s/T^3$  или  $\varepsilon/T^4$ , поэтому нужно определить экспериментально измеряемые величины, связанные с  $s$ ,  $\varepsilon$ ,  $p$  и  $T$ . Оказывается, что температура и давление определяются по среднему поперечному импульсу вторичных адронов  $\langle p_{\perp} \rangle$ , а энергия и энтропия — по распределению частиц по быстротам.

Ниже будет показано, как связаны  $dN/dY$  с начальной плотностью энтропии  $s_0$  и начальной плотностью энергии  $\varepsilon_0$ . Мы увидим, что зависимость среднего поперечного импульса  $\langle p_{\perp} \rangle$  вторичных частиц от  $dN/dY$  соответствует зависимости  $T$  от  $s$  или  $T$  от  $\varepsilon$ . Отметим, что вылаживание зависимости  $\langle p_{\perp} \rangle$  от  $dN/dY$  предложено Ван Ховом [45] в качестве сигнала фазового перехода.

**1. Измерение энтропии.** Основная идея — попытаться связать плотность энтропии с плотностью частиц в конечном состоянии. Вторичные частицы, в основном, составляют  $\pi$ -мезоны. Поскольку  $\pi$ -мезоны в масштабах адронных масс практически безмассовые, их энтропия  $s$  пропорциональна числу  $\pi$ -мезонов  $N$ . В частности, для плотностей имеем

$$s = \alpha n, \tag{4.1}$$

где  $\alpha \approx 3,6$  для безмассовых  $\pi$ -мезонов. Распределение по быстротам можно получить интегрированием плотности частиц. Если элемент 4-объёма выразить через  $\eta$  и собственное время  $\tau$ , то

$$N = \int n d^4x = \int n \tau d\tau d\eta d^2x_t. \quad (4.2)$$

Тогда число частиц, приходящихся на единицу быстроты в момент времени  $\tau_f$ :

$$\frac{dN}{d\eta} = \int n(\tau_f, \eta, x_t) \tau_f d^2x_t. \quad (4.3)$$

Из уравнений (4.1), (2.66) следует:

$$\frac{dN}{d\eta} = \int d^2x_t \tau_f \frac{1}{\alpha} s(\tau_f, \eta, x_t) = \int d^2x_t \tau_0 \frac{1}{\alpha} s_0(\tau_0, \eta, x_t). \quad (4.4)$$

Если начальная плотность энтропии  $s_0$  не зависит от поперечной координаты  $x_t$ , то распределение частиц по быстротам в конечном состоянии пропорционально плотности энтропии в начальном состоянии:

$$\frac{dN}{d\eta} = \tau_0 \frac{1}{\alpha} s_0(\tau_0, \eta) A_t, \quad (4.5)$$

где  $A_t = \pi R^2$  — площадь поперечного сечения ядра. Например, множественность на единицу быстроты при центральном соударении ядер  $^{16}\text{O}$  (с радиусом  $R \approx 3$  фм) составляет примерно 150. Если время  $\tau_0 \approx 1$  фм, то начальная плотность энтропии  $s_0 \approx 20$  фм $^{-3}$ .

**2. Измерение плотности энергии.** Для того чтобы получить выражение для начальной плотности энергии  $\varepsilon_0$ , подобное (4.5), нужно иметь соотношения, связывающие  $s_0$  и  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_0$  и  $T_0$ , а затем исключить из них начальную температуру  $T_0$ . Из термодинамического выражения  $\varepsilon + p = Ts$  и уравнения состояния модели мешков имеем:

$$(\varepsilon_0 - B) (1 + C_s^2) = T_0 s_0, \quad (4.6)$$

где фактор  $1/3$  для безмассового газа частиц заменён на  $C_s^2$ , квадрат скорости звука в ядерной материи. Отметим, что, как и ранее в модели мешков,

$$\varepsilon_0 - B = g T_0^4. \quad (4.7)$$

Фактор  $g$  для безмассовых  $u$ ,  $d$  кварков, антикварков и глюонов равен

$$g = \frac{\pi^2}{30} \left( 2 \times 2 \times 2 \times 3 \times \frac{7}{8} + 2 \times 8 \right) = 111 \frac{\pi^2}{90}. \quad (4.8)$$

Различные факторы в этом выражении соответствуют спиновым состояниям кварков, антикварков, цветам, ароматам, глюонным степеням свободы;  $7/8$  возникает за счёт квантовой статистики Ферми–Дирака. Тогда из (4.6), (4.7) имеем

$$\varepsilon_0 = B + g \left[ \frac{\alpha}{A_t (1 + C_s^2) g \tau_0} \frac{dN}{d\eta} \right]^{1 + C_s^2}. \quad (4.9)$$



Это выражение связывает распределение вторичных частиц с начальной плотностью энергии  $\varepsilon_0$  по быстротам.

**3. Распределение частиц по поперечному импульсу.** Рассмотрим сначала связь между средним поперечным импульсом вторичных частиц  $\langle p_{\perp} \rangle$  и  $E/S$ . В системе покоя элемента жидкости распределение по импульсам частиц изотропно. Для ультрарелятивистской жидкости полный импульс равен энергии, поэтому средний поперечный импульс пропорционален энергии, приходящейся на одну частицу:

$$\langle p_{\perp} \rangle = \frac{\pi}{4} \frac{E}{N}. \quad (4.10)$$

Если заменить  $E$  и  $N$  соответствующими плотностями и выразить плотность частиц  $n$  через плотность энтропии, то получим

$$\langle p_{\perp} \rangle = \frac{\alpha\pi}{4} \frac{\varepsilon}{s}. \quad (4.11)$$

Это выражение определяет зависимость  $\langle p_{\perp} \rangle$  от температуры через отношение  $\varepsilon/s$ . Когда  $\varepsilon/s$  вычисляется в модели мешков, то  $\langle p_{\perp} \rangle \sim \sim (s_0/s_c)^{1/3}$ , где  $s_c$  — критическая плотность энтропии. При  $s_0 \approx s_c$  средний поперечный импульс как функция  $(s_0/s_c)^{1/3}$  или  $dN/dY$  будет выполаживаться. Поэтому наличие «полочки» в зависимости  $\langle p_{\perp} \rangle$  от  $dN/dY$  могло бы свидетельствовать о существовании фазового перехода. Однако следует иметь в виду, что при наличии как продольного, так и поперечного расширения, соотношение (4.11) уже не применимо.

Поперечное расширение может стать существенным как до, так и после распада жидкости на не взаимодействующие частицы. Если система распадается на не взаимодействующие частицы до того, как наступает поперечное расширение, то  $\langle p_{\perp} \rangle$  нечувствителен к уравнению состояния и отражает свойства системы вблизи точки кинетического вымораживания — развала на не взаимодействующие частицы.

**4. Энтальпия и давление.** Средний поперечный импульс  $\langle p_{\perp} \rangle$  можно найти, используя решения гидродинамических уравнений. Средний поперечный импульс записывается через среднюю поперечную быстроту  $Y_T$  теплового движения и быстроту  $\vartheta$  элемента жидкости

$$\langle p_{\perp} \rangle = m_{\pi} \operatorname{sh}(Y_T + \vartheta). \quad (4.12)$$

Энтальпия системы находится по  $\langle p_{\perp} \rangle$ , если быстрота элемента жидкости  $\vartheta$  зависит от системы в начальном состоянии [32]:

$$\vartheta_R = \frac{C_s}{1 + C_s^2} \ln \frac{\varepsilon_0 + p_0}{\varepsilon + p}, \quad (4.13)$$

где  $\vartheta_R$  находится из решения гидродинамических уравнений. Подставляя (4.13) в (4.12), получим

$$\langle p_{\perp} \rangle \sim \frac{m_{\pi}}{2} \left( \frac{\varepsilon_0 + p_0}{\varepsilon + p} \right)^{C_s/(1+C_s^2)}. \quad (4.14)$$

Теперь надо выразить правую часть этого выражения через наблюдаемые величины. Средний поперечный импульс зависит от давления системы. Быстрота элемента жидкости есть функция от плотности энергии в момент развала системы на невзаимодействующие частицы. По аналогии с (4.13) можно записать

$$\vartheta(\varepsilon_f) = \frac{C_s}{1 + C_s^2} \ln \left( \frac{p_0}{p_f} \right), \quad (4.15)$$

тогда

$$\langle p_{\perp} \rangle = \frac{m_{\pi}}{2} e^{Y_T} \left( \frac{p_0}{p_{f^{\circ}}} \right)^{C_s/(1+C_s^2)}. \quad (4.16)$$

Измерение  $\langle p_{\perp} \rangle$  иногда называют барометром состояния в столкновениях тяжёлых ионов. Если скорость звука и давление в точке развала известны, то измерение  $\langle p_{\perp} \rangle$  позволяет оценить давление  $p_0$  в начальном состоянии. Уравнение (4.16) определяет  $\langle p_{\perp} \rangle$  для адронного газа, состоящего из пионов, в пренебрежении продольным расширением. Однако если отношения  $p_0/p_f$  или  $\varepsilon_0/\varepsilon_f$  в выражении (4.16) заменить плотностью распределения пионов по быстротам, то  $\langle p_{\perp} \rangle$  окажется гораздо больше экспериментально измеряемых величин. Дело в том, что часть энергии неизбежно трансформируется в продольное расширение.

Выражения (4.14) и (4.15) представляют собой пример связи между наблюдаемыми величинами ( $\langle p_{\perp} \rangle$ ,  $dN/dY$ ) и величинами, вычисляемыми на пространственно-временных решётках ( $\varepsilon$ ,  $p$  и  $s$ ). Выполаживание зависимости  $\langle p_{\perp} \rangle$  от  $dN/dY$  означает слабое изменение температуры и давления при резком возрастании плотности энергии и энтропии, т.е. соответствует фазовому переходу первого рода в конечном объёме адронной жидкости. Характерное поведение

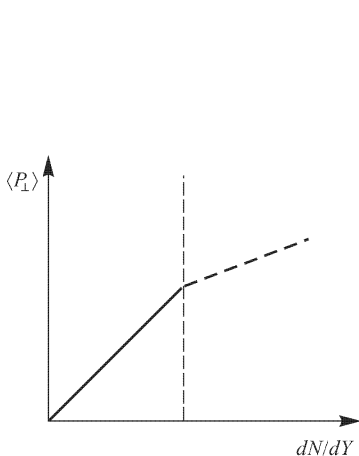


Рис. 4.1

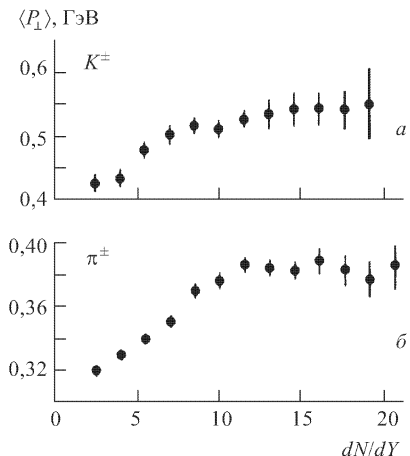


Рис. 4.2

$\langle p_{\perp} \rangle$  от  $dN/dY$ , схематично представленное на рис. 4.1, действительно наблюдалось в данных с Тэватрона (Фермилаб, США). На рис. 4.2 показаны зависимости средних поперечных импульсов  $\langle p_{\perp} \rangle$   $K^{\pm}$  и  $\pi^{\pm}$ -мезонов в  $p\bar{p}$ -аннигиляции как функции зарядовой множественности частиц на единицу быстроты. К сожалению, это не единственное объяснение подобной зависимости  $\langle p_{\perp} \rangle$  от  $dN/dY$ . Выплаживание может быть связано с чисто кинематическими ограничениями, а также с процессами перераспределения партонов и рождения министруй.

## 4.2. Испускание дилептонов в столкновениях релятивистских ядер

Предположим, что начальные плотности энергий в столкновении ядер  $A$  и  $B$  таковы, что происходит образование кварк-глюонной плазмы. Так как размер КГП невелик (порядка радиуса ядер), а сечение электромагнитных процессов мало (по сравнению с сильными взаимодействиями), дилептоны покидают систему практически без взаимодействий и несут информацию о её состоянии непосредственно в детектор. Дилептоны испускаются на всех стадиях эволюции системы, начиная с предравновесной КГП и заканчивая распадом адронной фазы на не взаимодействующие частицы. Таким образом, в отличие от испускания адронов, выход дилептонов чувствителен ко всем стадиям эволюции. В качестве кинематических переменных, описывающих испускание дилептонов, удобно выбрать инвариантную массу дилептонной пары  $M$ , её поперечный импульс  $p_{\perp}$  и быстроту  $Y$ . Тогда множественность дилептонов с квадратом инвариантной массы  $M^2$ , поперечным импульсом  $p_{\perp}$  в интервале быстрот  $dY$  можно записать в виде

$$R = \frac{dN}{dM^2 dp_{\perp} dY} = \int_V d^4x \frac{dN}{d^4x d^4p}, \quad (4.17)$$

где  $R$  — интеграл по 4-объёму от скорости рождения дилептонных пар  $dN/d^4x d^4p$  с 4-импульсом  $p$  в пространственно-временной точке  $(\vec{x}, t)$ . Величина  $dN/d^4x d^4p$  зависит от температуры через  $(\vec{x}, t)$ , и, следовательно, от фазового состояния системы. Фазовое же состояние (КГП или адронная фаза) определяет основные механизмы генерации дилептонов через сечения элементарных процессов и структурные функции, входящие в  $dN/d^4x d^4p$ . Структурные функции отражают свойства среды, из которой идёт испускание дилептонов — это могут быть кварки, антикварки и глюоны, находящиеся в фазе деконфайнмента, или адроны. В выбранной фазе источников дилептонов также может быть несколько. Нас будет в основном интересовать испускание дилептонов равновесной термализованной ядерной материей. Однако существуют и другие механизмы генерации дилептонов — процессы Дрелла–Яна, предравновесные процессы, а также распады резонансов (например  $\rho$ -мезона) в адронной фазе. «Тепловые» дилептоны возни-

кают при партонных соударениях в термализованной материи. Задача состоит в том, чтобы попытаться найти область кинематических переменных  $(M, p_{\perp}, Y)$ , в которой доминировало бы «тепловое» испускание дилептонов над другими источниками. В этом интервале величина  $R$  будет чувствительной к кинетике фазового перехода и его порядку.

Предположим, что величина  $R(\vec{x}, t)$  определена как функция температуры  $T(\vec{x}, t)$ . Тогда интеграл по 4-объёму в (4.17) можно вычислить с известной функцией  $T(\vec{x}, t)$ . Как мы уже видели выше, эту зависимость можно определить в гидродинамике. В бёркеновском сценарии эволюции пренебрегается поперечным расширением, и это приводит к сохранению энтропии. Мы уже обсуждали, что множественность адронов в конечном состоянии связана с начальными условиями расширения сохранением энтропии. Поэтому, если известна плотность энтропии как функция времени, зависимость температуры от времени для функции  $s(T)$  определена. Определим теперь скорость рождения частиц в пространственно-временной точке  $x$  с 4-импульсом  $p$ . Общее выражение для скорости рождения дилептонных пар ( $\mu^+\mu^-$  или  $e^+e^-$ ) может быть записано в следующем виде:

$$\frac{dN}{d^4x d^4p} = \int \frac{d^3q_1}{2E_1(2\pi)^3} f(q_1) \int \frac{d^3q_2}{2E_2(2\pi)^3} f(q_2) \times \\ \times \int \frac{d^3q_+}{2E_+(2\pi)^3} \int \frac{d^3q_-}{2E_-(2\pi)^3} |M(p_1\bar{p}_2 \rightarrow \mu^+\mu^-)|^2 \delta(p - q_1 - q_2), \quad (4.18)$$

где  $M$  — матричный элемент процесса рождения дилептонной пары при столкновении частиц  $p_1$  и  $\bar{p}_2$  с импульсами  $q_1$  и  $q_2$ ;  $p$  — импульс дилептонной пары,  $q_+$  и  $q_-$  — импульсы  $\mu^+$  и  $\mu^-$  (или  $e^+$  и  $e^-$ ). Статистические факторы  $f(q_1)$  и  $f(q_2)$  характеризуют вероятность найти частицы  $p_1$  и  $\bar{p}_2$  (массы  $m$ ) с импульсами  $q_1$  и  $q_2$  в адронной среде. Дилептонные состояния не содержат таких факторов, поскольку пренебрегается перерасеянием дилептонов. В терминах сечения выражение (4.18) можно переписать в виде

$$\frac{dN}{d^4x d^4p} = \int \frac{d^3q_1}{(2\pi)^3} \frac{d^3q_2}{(2\pi)^3} v_{q_1q_2} \sigma(p_1\bar{p}_2 \rightarrow \mu^+\mu^-) f(q_1) \times \\ \times f(q_2) \delta(p - q_1 - q_2), \quad (4.19)$$

где  $v_{q_1q_2}$  — относительная скорость частиц  $p_1$  и  $\bar{p}_2$ :

$$v_{q_1q_2} = \frac{\sqrt{(q_1q_2)^2 - m^4}}{E_1E_2}. \quad (4.20)$$

В состоянии КГП основной процесс генерации дилептонов — слияние кварка и антикварка в виртуальный фотон, распадающийся на дилептоны:

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-. \quad (4.21)$$

Функции распределения кварков и антикварков  $f_q$  и  $f_{\bar{q}}$  задаются распределениями Ферми–Дирака:

$$f_{\bar{q}} = \frac{6}{e^{(uq-\mu)/T} + 1}, \quad f_q = \frac{6}{e^{(u\bar{q}+\mu)/T} + 1}. \quad (4.22)$$

Химический потенциал  $\mu$  будем в дальнейшем полагать равным нулю,  $u$  — локальная 4-скорость элемента адронной жидкости в лабораторной системе отсчёта,  $q$  ( $\bar{q}$ ) — 4-импульсы кварка (антикварка). Для продольного расширения адронной материи произведение  $uq$  можно выразить через поперечную массу дилептонной пары  $M_{\perp}$ , быстроту  $Y$  и пространственно-временную быстроту элемента плазмы:

$$uq = M_{\perp} \operatorname{ch}(\vartheta - Y), \quad (4.23)$$

где

$$M_{\perp} = \sqrt{M^2 + p_{\perp}^2}, \quad Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}, \quad \vartheta = \operatorname{arcth} v, \quad (4.24)$$

где  $v = z/t$  — коллективная скорость жидкости. Если поперечная масса дилептона гораздо больше температуры, экспоненты в (4.22) имеют резкий пик при  $\vartheta = Y$ . В этом случае не остаётся зависимости от  $\vartheta$ . Тогда скорость рождения дилептонов в фазе кварк-глюонной плазмы в пространственно-временной точке  $x = (\tau, x_{\perp}, y)$  ( $y$  — локальная пространственно-временная быстрота элемента жидкости)

$$\frac{dN_{\text{КГП}}}{d^4x d^4p} = \frac{\alpha^2}{4\pi^4} \left[ 1 + \frac{2m_l^2}{M^2} \right] \left[ 1 - \frac{4m_l^2}{M^2} \right]^{1/2} e^{-E^*/T} \sum e_i^2. \quad (4.25)$$

Индекс КГП относится к фазе кварк-глюонной плазмы,  $e_i$  — заряды кварков,  $\alpha$  — электромагнитная константа,  $m_l$  — масса лептона и  $E^* = M_{\perp} \operatorname{ch}(\eta - y)$ .

В адронной фазе вклад процессов генерации дилептонов зависит от инвариантной массы дилептона. Для дилептонов с инвариантной массой ниже пика  $\rho$ -мезона значительный вклад дают процессы тормозного излучения дилептонов заряженными адронами. Для инвариантных масс  $M \gg M_{\rho}$  важны процессы аннигиляции  $h\bar{h} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ , где  $h\bar{h}$  — адроны, отличные от  $\pi$ -мезонов. В промежуточной области  $M \approx M_{\rho}$  должен быть существенным вклад от процесса  $\pi^+\pi^-$ -аннигиляции:  $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Сечение электромагнитного процесса  $\sigma(M)$  модифицируется сильными взаимодействиями  $\pi$ -мезонов:

$$\sigma_{\pi}(M) = F_{\pi}^2(M) \left( 1 - \frac{4m_{\pi}^2}{M^2} \right)^{1/2} \sigma(M), \quad (4.26)$$

где

$$\sigma(M) = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{M^2} \left( 1 + \frac{2m_{\pi}^2}{M^2} \right) \left( 1 - \frac{4m_{\pi}^2}{M^2} \right)^{1/2}. \quad (4.27)$$

Обычно пионный формфактор выбирается в модели векторной доминантности с учётом лишь одного  $\rho$ -полюса. Тогда скорость рождения дилептонов в адронной фазе можно записать в виде:

$$\frac{dN_H}{d^4x d^4p} = \frac{\alpha^2}{48\pi^4} \left(1 + \frac{2m_\pi^2}{M^2}\right) \left(1 - \frac{4m_\pi^2}{M^2}\right)^{3/2} \left|F_\pi(M^2)\right|^2 e^{-E^*/T}. \quad (4.28)$$

Выражения (4.25) и (4.28) характеризуют скорость генерации дилептонов из единицы объёма КГП и адронной фазы. Для сравнения полученных спектров с экспериментом необходимо учесть эволюцию ядерного вещества.

### 4.3. Интегрирование по пространственно-временному расширению

Предположение о бёркеновском характере расширения ядерной материи в процессе ядро-ядерных столкновений существенно упрощает нахождение выхода дилептонов. В этом случае элемент 4-объёма  $d^4x = \tau d\tau dy d^2x_\perp$ , где  $\tau$  — собственное время в системе покоя элемента жидкости,  $y$  — пространственно-временная быстрота этого элемента и  $x_\perp$  — поперечная координата.

В этом приближении, как уже отмечалось, пренебрегается поперечным расширением, а термодинамические величины ( $\varepsilon, p, s, T$ ) зависят только от собственного времени  $\tau$ . Тогда выход дилептонов

$$\frac{dN_{ph}(\text{гидро})}{dM^2 d^2p_\perp dY} = \frac{1}{2} \int_{\tau_i}^{\tau_f} \tau d\tau \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} dy \int d^2x_\perp \frac{dN_{ph}}{d^4x d^4p}(T(\tau)). \quad (4.29)$$

Индекс  $ph$  в этом выражении указывает на фазу, из которой идёт испускание дилептонов;  $(\tau_f - \tau_i)$  — продолжительность нахождения системы в определённой фазе; быстрота  $y$  изменяется между минимальной  $y_{\min}$  и максимальной  $y_{\max}$  быстротой пучка сталкивающихся ядер.

Уравнение состояния определяет зависимость  $T(\tau)$ , т. е. закон охлаждения ядерной материи.

Наиболее часто обсуждаются два сценария расширения ядерной материи [32]:

- 1) имеется фазовый переход 1-го рода, описываемый в модели «мешков»;
- 2) фазовый переход 2-го рода с уравнением состояния, извлекаемым из расчётов на пространственно-временных решётках.

Используя скейлинговое решение для расширения системы при сохранении энтропии  $s(\tau) \cdot \tau = \text{const}$ , можно найти соотношение, определяющее зависимость температуры от времени  $T(\tau)$ . Разница между фазовым переходом 1-го рода и 2-го рода будет заключаться в том,

что средняя температура будет выше в стадии КГП в первом случае и ниже в адронной фазе во втором случае. Зная зависимость  $T(\tau)$ , можно проинтегрировать выражение (4.29). При этом в стадии КГП

$$T(\tau) = T_0 \left( \frac{\tau_0}{\tau} \right)^{1/3}, \quad (4.30)$$

где для оценок можно использовать значения параметров  $T_0 \approx \approx 300$  МэВ,  $\tau_0 \approx 1$  фм/с.

В адронной фазе интегрирование производится от  $\tau_H$  до времени развала системы на не взаимодействующие частицы.

При фазовом переходе 1-го рода имеется смешанная фаза, в которой сосуществуют как кварковая, так и адронная фазы. Их относительный вес определяется фактором  $f$  — долей энтропии в фазе КГП:

$$s(\tau, T_c) = s_{\text{КГП}}(T_c) f(\tau) + s_H(T_c) (1 - f(\tau)), \quad (4.31)$$

где  $s_{\text{КГП}} = 148aT^3$ ,  $s_H = 12aT^3$ ,  $a = \pi^2/90$ .

Отношение  $s_{\text{КГП}}/s_H$  плотностей энтропии позволяет оценить времена  $\tau_{\text{КГП}}$  и  $\tau_H$ :

$$\frac{\tau_H}{\tau_{\text{КГП}}} = \frac{s_{\text{КГП}}}{s_H} = \frac{37}{3}.$$

Большое различие в плотностях энтропии между двумя фазами объясняет длительность пребывания системы в смешанной фазе, поскольку необходимо время для преобразования кварковых степеней свободы в адронные.

Функцию  $f(\tau)$  можно выбрать в виде

$$f(\tau) = \frac{1}{r-1} \left( r \frac{\tau_{\text{mix}}}{\tau} - 1 \right), \quad (4.32)$$

где  $r = 37/3$  — отношение числа степеней свободы в двух фазах,  $\tau_{\text{mix}}$  — время образования смешанной фазы.

На рис. 4.3 представлены спектры дилептонов для двух случаев: фазового перехода первого (а) и второго (б) родов. При этом распределение дилептонов проинтегрировано по поперечному импульсу дилептонной пары, а быстрота дилептона выбрана равной нулю. Штрихпунктирная линия соответствует вкладу адронной фазы, пунктирная — вкладу кварковой фазы, сплошная линия — сумме кварковой и адронной фаз. Две вертикальные линии разделяют области, в которых различные фазы вносят основной вклад. Слева направо: адронная фаза, смешанная фаза и фаза кварк-глюонной плазмы. Основное отличие состоит в том, что в случае фазового перехода второго рода область дилептонных масс, в которую вносят вклад как кварковая, так и адронная фазы, значительно уже, чем для фазового перехода первого рода. Однако размер области инвариантных масс, в которую вносят вклад как кварковая, так и адронная фазы не является сигналом фазового перехода. Резкое изменение в механизме генерации дилептонов должно отражаться на среднем поперечном импульсе  $\langle p_{\perp} \rangle$  дилептонной пары.

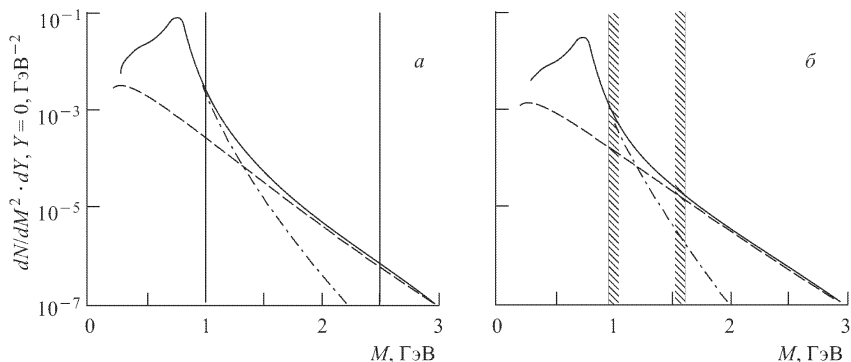


Рис. 4.3

Средний же поперечный импульс  $\langle p_{\perp} \rangle$  можно определить по спектру  $\frac{dN}{dM^2 d^2 p_{\perp} dY}$ . Если найти скорость изменения среднего поперечного импульса дилептонной пары  $d\langle p_{\perp} \rangle/dM$  как функцию  $M$ , то для фазового перехода второго рода в распределении  $d\langle p_{\perp} \rangle/dM$  должен быть пик, и этот пик является кандидатом на сигнал фазового перехода в ядерной материи. Однако этот сигнал далеко не однозначен: как показано в работе [32], пик может быть связан с рождением и последующим распадом на дилептоны тяжёлых резонансов, например,  $\rho'$  (1600). Чтобы выяснить природу немонотонностей в функции  $d\langle p_{\perp} \rangle/dM$ , надо попытаться отобрать события в столкновениях тяжёлых ионов с различными начальными температурами ядерной материи. Пиковая структура в зависимости  $d\langle p_{\perp} \rangle/dM$  от  $M$  в случае фазового перехода второго рода более очевидна для низких начальных температур, для больших начальных температур подобная структура ожидается и для фазового перехода первого рода.

#### 4.4. Свойства дилептонов, рождённых в кварк-глюонной плазме и адронном газе

Приведённые выше формулы позволяют рассчитать спектры дилептонов, испускаемых кварк-глюонной плазмой и адронным газом. В этом разделе будут рассмотрены качественные свойства дилептонных спектров, способные служить для диагностики образования термализованной ядерной материи в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов.

На рис. 4.4 изображены зависимости спектров дилептонов  $\frac{dN}{dy dM^2}$  от инвариантной массы пары для двух комбинаций начальной  $T_i$  и критической  $T_c$  температур. Видно, что двухпиконная аннигиляция (в адронной фазе) доминирует над кварк-антикварковой аннигиляцией



(в КГП фазе) в области масс дилептонов  $0,4 < M < 2,0$  ГэВ. Причина состоит в существовании  $\rho$ -пика и в длительном нахождении системы в адронной фазе. Вклад кварковой фазы становится заметным для инвариантных масс  $M \geq 2$  ГэВ, поскольку при высоких температурах аннигилируют, в основном, кварки и антикварки.

Спектры дилептонных пар, испускаемых ядерной материей в условиях столкновения ядер на ускорителе ЛНС, вычислены в работе [46]. На рис. 4.5 и 4.6 представлены спектры дилептонов для двух значений множественности:

$dN/dy = 1736$  и  $dN/dy = 3830$ . На этих рисунках сплошной линией изображён вклад адронной фазы, точками — вклад КГП. Как видно, в области масс  $M < 1,5 \div 2,0$  ГэВ в условиях ЛНС доминирует вклад адронной фазы.

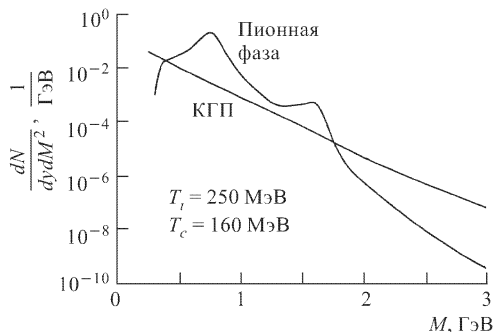


Рис. 4.4

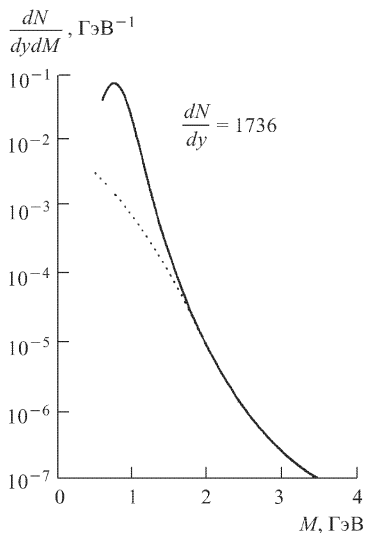


Рис. 4.5

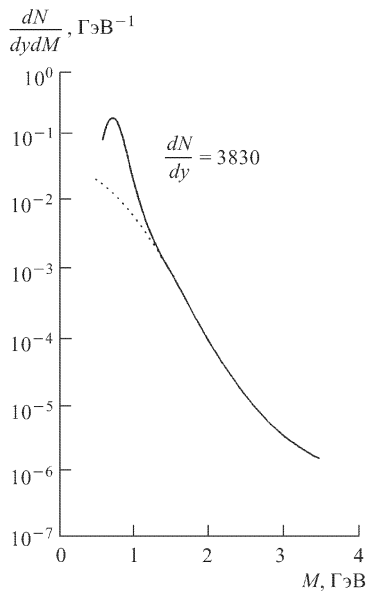


Рис. 4.6

Вклад пионной аннигиляции в дилептонный спектр имеет пик при  $M = m_\rho$  и исчезает при  $M = 2m_\pi$ . Поэтому можно ожидать, что в об-

ласти  $2m_\mu < M < 2m_\pi$  доминирует испускание из КГП. К сожалению, в этой области не удаётся выделить вклад КГП из-за большого фона от далайц-распадов  $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$  и  $\eta \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$ .

Спектры дилептонов, испускаемых КГП, обладают свойством  $M_\perp$ -скейлинга, т.е. функция  $\frac{dN_{\text{КГП}}}{dM^2 dy d^2 p_\perp}$  зависит не порознь от величин  $M$  и  $p_\perp$ , а от их комбинации  $M_\perp = \sqrt{M^2 + p_\perp^2}$ . Поэтому при фиксированных  $M_\perp$  и  $y$  дилептона спектр  $\frac{dN_{\text{КГП}}}{dM^2 dy d^2 p_\perp}$  практически не зависит от величины массы дилептона  $M$ . Как видно из рис. 4.7, в нерезонансной области дилептонных масс  $1,2 \text{ ГэВ} < M < 2,7 \text{ ГэВ}$

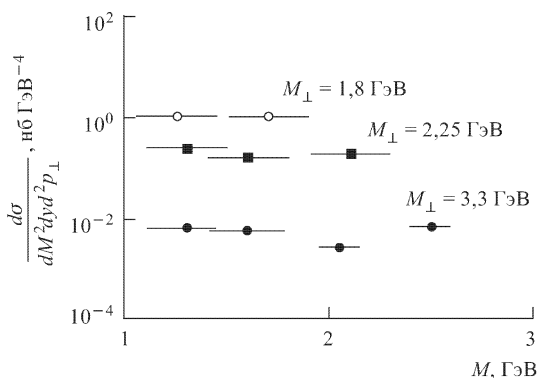


Рис. 4.7

сечение рождения дилептонных пар при фиксированном  $M_\perp$  не зависит от  $M$ . Заметим, что при изменении  $M_\perp$  дилептонов, соответствующем рис. 4.7, абсолютная величина сечения изменяется на несколько порядков величины! Важно, что спектр дилептонов при фиксированном значении  $M_\perp$  дилептонов, испускаемых из адронной фазы, отличен от константы из-за адронного (пионного) формфактора.

До сих пор обсуждалась лишь  $\pi^+ \pi^-$ -аннигиляция как источник дилептонов из адронной фазы. Однако и другие адроны являются источниками дилептонов [47]. Как показано в работе [48], скорость рождения дилептонов, включающая взаимодействие с аксиально-векторными мезонами, доминирует над другими источниками для инвариантных масс  $M \geq 1,5 \text{ ГэВ}$ . Вклад трёхпионных реакций в спектр дилептонов исследован в работе [49]. Как и ожидалось, трёхпионные реакции изменяют спектр дилептонов вблизи пиков  $\omega$  и  $\phi$ -мезонов. Сравнение трёхпионных реакций с  $\pi^+ \pi^-$ -аннигиляцией показывает, что недостаточно рассматривать только  $\pi^+ \pi^-$ -аннигиляцию для дилептонов с массой  $M > M_\phi$ .

## 4.5. Отношение дилептонного и пионного спектров

Дилептонный спектр зависит от времени формирования КГП  $\tau_i$ . Это время определяется по порядку величины: иногда оно выбирается равным 1 фм, в других случаях  $\tau_i \approx 0,1$  фм. Таким образом неопределённости в абсолютной величине выхода дилептонов велики. Чтобы избежать этой неопределённости, можно определить экспериментально измеряемую величину, которая не зависела бы от  $\tau_i$ .

Величина  $dN/dy$ , получаемая из  $\frac{dN}{dM^2 dy d^2p_\perp}$  интегрированием по  $M$  и  $p_\perp$ , пропорциональна  $\tau_i^2$ . Множественность заряженных пионов  $dN^\pi/dy$  пропорциональна  $\tau_i$ . Поэтому отношение выходов дилептонов к выходу  $\pi$ -мезонов  $(dN/dy)(dN^\pi/dy)^{-2}$  не зависит от  $\tau_i$  и, следовательно, от  $dN^\pi/dy$ . Это отношение как функция  $dN^\pi/dy$  изображено на рис. 4.8. Отношение  $(dN/dy)(dN^\pi/dy)^{-2}$  должно быть монотонно растущей функцией от  $dN^\pi/dy$ , если система существует только в термализованной адронной фазе. Если же начальная плотность энергии превышает критическое значение для перехода в фазу КГП, то отношение  $(dN/dy)(dN^\pi/dy)^{-2}$  как функция  $dN^\pi/dy$  выходит на плато. При этом высота плато пропорциональна температуре фазового перехода  $T_c$ . Конечно, высота плато определяется и другими факторами, не учтёнными в модели расширения Бьёркена. Например, поперечное расширение ядерной материи уменьшает величину плато. На величину плато влияет и значение температуры  $T_f$  распада системы на невзаимодействующие адроны. Тем не менее, измерение отношения  $(dN/dy)(dN^\pi/dy)^{-2}$  как функции от  $dN^\pi/dy$  является очень важным с точки зрения диагностики образования КГП в столкновениях тяжёлых ионов.

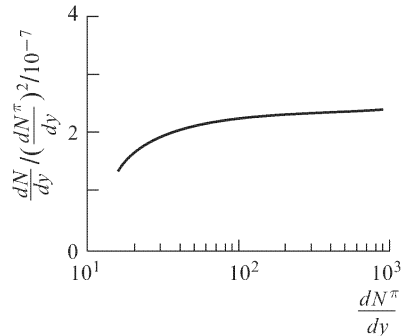


Рис. 4.8

## 4.6. Неопределённости в сигналах адронного газа и кварк-глюонной плазмы

Как уже отмечалось выше, неопределённости в величине  $\tau_i$  и начальном объёме КГП ведут к значительной неопределённости в оценке вклада кварковой и адронной фаз в дилептонный спектр. Очевидно, что вклад кварковой фазы усилен при  $\tau_i = 0,1$  фм, тогда как адронной фазы — при  $\tau_i \geq 0,1$  фм. В качестве иллюстрации обратимся снова

к рис. 4.4. Видно, что адронная фаза доминирует в спектре дилептонов в области масс  $M < 2$  ГэВ для  $\tau_i = 0,1$  фм. Если для  $\tau_i$  выбрать значение  $\tau_i = 0,5$  фм, то кварковая фаза будет преобладать в спектре и для масс  $M < 2$  ГэВ. Таким образом, величина выхода дилептонов сильно зависит от времён жизни двух фаз.

До сих пор обсуждалась только одномерная (бьёркеновская) картина эволюции ядерной материи. На самом деле эволюция одномерна только в фазе кварк-глюонной плазмы и адронного газа, находящегося при температурах, близких к температуре фазового перехода  $T_c$ . Однако при температурах  $T \approx T_f$  — температуры развала системы на невзаимодействующие частицы — расширения ядерной материи будет трёхмерным. Как ожидается, эффекты коллективного поперечного расширения важны на конечном этапе эволюции ядерной материи в столкновениях тяжёлых ионов.

Рассмотрим зависимость дилептонного спектра по поперечной массе с дилептона  $M_{\perp}$  от поперечного расширения ядерной материи.

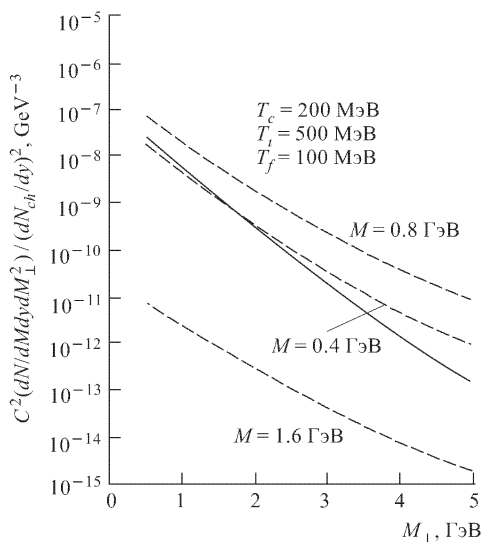


Рис. 4.9

На рис. 4.9 для набора температур  $T_c$ ,  $T_i$ ,  $T_f$  показан дилептонный спектр, нормированный на множественность заряженных частиц, как функция  $M_{\perp}$  в отсутствие поперечного расширения. Сплошная линия на рис. 4.9 соответствует вкладу КПП, а три другие — вкладу адронного газа при фиксированных значениях масс дилептонов  $M = 0,4, 0,8$  и  $1,6$  ГэВ. Видно, что вклад адронной фазы из-за адронных форм-факторов имеет сильную  $M$ -зависимость.

На рис. 4.10 тот же самый спектр дилептонов рассчитан с учётом поперечного расширения. Видно, что

поперечное расширение практически не меняет вклад КПП в дилептонный спектр. Однако заметно изменяется вклад адронной фазы: а) уменьшается выход дилептонов с малыми поперечными массами; б) увеличивается выход дилептонов с большими поперечными массами.

Выше рассматривалось испускание дилептонов термализованной ядерной материей, находящейся в фазе КПП или адронной плазмы. Однако «тепловые» дилептоны очень не просто выделить на фоне других источников испускания. В порядке возрастания

инвариантной массы дилептонов фоновыми источниками по отношению к «тепловым» дилептонам являются: далиц-распады  $\pi^0$  и  $\eta$ -мезонов, тормозное излучение заряженных адронов, распады адронных резонансов, предравновесные процессы и дрелл-яновское испускание дилептонов на начальных стадиях столкновения тяжёлых ионов. Поэтому целью вычислений выходов дилептонов является определение кинематической области испускания дилептонов, в которой «тепловое» испускание доминирует над другими источниками дилептонов. Как показывают оценки, эта кинематическая область невелика:  $1 \text{ ГэВ} < M < 2 \text{ ГэВ}$ ,  $p_{\perp} \geq 1 \text{ ГэВ}$ . Именно в этой области кинематических переменных дилептонов ищутся «тепловые» дилептоны на SPS ЦЕРН и RHIC.

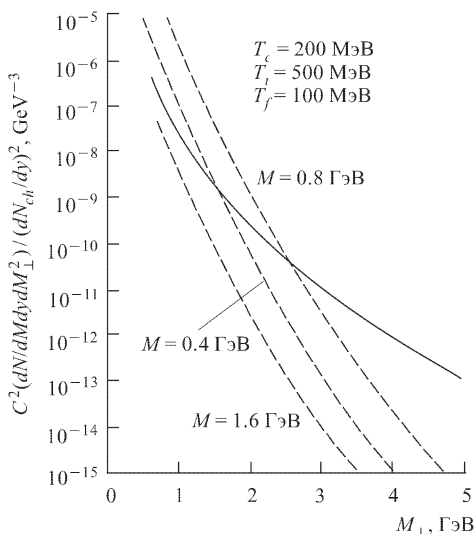


Рис. 4.10

## 4.7. Плавление резонансов в термализованной ядерной материи

Наряду с дилептонами, которые практически не испытывают перерассеяний в КГП или адронной плазме и поэтому могут служить «термометрами» этих фазовых состояний, этим свойством обладают частицы, содержащие тяжёлые ( $c, b, \dots$ ) кварки. Например, длина свободного пробега  $J/\psi$ , состоящего из очарованного кварка и антикварка, составляет  $\sim 10$  фм, т.е. порядка размера тяжёлых ядер. Поэтому  $J/\psi$ , родившись в ядерной среде, покидает её без изменения кинематических характеристик. Экспериментально  $J/\psi$  идентифицируется по пику в распределении по инвариантной массе дилептона вблизи значения  $M = 3,1 \text{ ГэВ}$ .  $J/\psi$  может рождаться как в термализованной ядерной материи, так и в нетермализованной, причём последний случай реализуется при небольших энергиях сталкивающихся ядер. Однако если формируется КГП, то в столкновении ядер возможны высокие температуры, при которых будет усилено образование  $c\bar{c}$ -пар, а следовательно, и  $J/\psi$  частиц. Таким образом, в случае образования КГП выход  $J/\psi$  частиц должен быть усилен. Однако это рассуждение не учитывает тот факт, что  $c\bar{c}$  рождаются в среде термализованных

кварков, антикварков и глюонов. Ядерная же среда может как усиливать, так и ослаблять процессы генерации частиц. Подобно обычной электрон-позитронной плазме, в термализованной КГП возникает цветовое экранирование (дебаевское экранирование) с радиусом экранирования  $\xi(T)$ , зависящим от температуры среды. Радиус экранирования цветовых зарядов вычисляется в решёточных калибровочных теориях. Очевидно, что если  $\xi(T)$  меньше радиуса  $J/\psi$  при данной температуре, то цветовой заряд  $c$  кварка будет экранирован средой из лёгких кварков, антикварков и глюонов, и связанное состояние  $c\bar{c}$  не образуется. Оценки [10]  $r_{J/\psi}(T)$  показывают, что уже при температурах  $T > 250$  ГэВ  $\xi(T) \leq r_{J/\psi}(T)$ , и выход  $J/\psi$  частиц подавлен. При этом предсказывается подавление выхода  $J/\psi$  в области поперечных импульсов  $p_{\perp} \approx 1$  ГэВ.

Однако подобное плавление  $J/\psi$  возможно и в адронной плазме за счёт поглощения сопутствующими адронами, а также за счёт перераспределения  $J/\psi$  в конечном состоянии. Адронные модели подавления  $J/\psi$

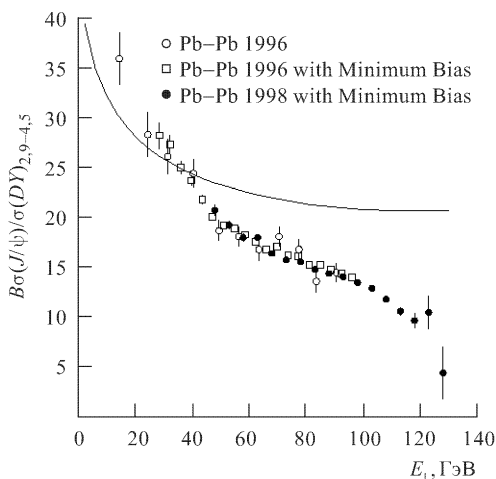


Рис. 4.11

Видно, что при  $E_{\perp} \geq 40$  ГэВ модели адронного поглощения не описывают выходов  $J/\psi$  в ядро-ядерных столкновениях.

Если, пользуясь моделью Бьёркена (2.92), оценить начальную плотность энергии в Pb + Pb взаимодействиях в условиях эксперимента NA50, получатся значения  $\sim 3,4 \div 3,5$  ГэВ/фм<sup>3</sup>. На рис. 4.12 показано отношение числа рождённых  $J/\psi$  к числу  $J/\psi$ , предсказанному моделями адронного поглощения, как функция начальной плотности энергии.

Важно подчеркнуть, что адронные модели подавления  $J/\psi$  описывают выходы  $J/\psi$  в протон-протонных и протон-ядерных взаимо-

[50] предсказывают плавное уменьшение выходов  $J/\psi$  при переходе от протон-протонным к протон-ядерным и ядро-ядерным взаимодействиям, причём подавление  $J/\psi$  должно достигать насыщения в центральных соударениях.

На рис. 4.11 изображено отношение выхода  $J/\psi$  к выходу Дрелл-Яновских  $\mu^+\mu^-$  пар как функция поперечной энергии в столкновении ядер Pb при энергии 158 ГэВ/нуклон. Сплошная кривая на этом рисунке соответствует предсказаниям моделей адронного поглощения.

действиях. Как видно из рис. 4.12, адронные модели не описывают выходы  $J/\psi$  при плотностях энергий  $\varepsilon > 2$  ГэВ/фм<sup>3</sup>. При этом выход  $J/\psi$  испытывает два скачка: один — при плотностях  $\varepsilon \approx \approx 2,3$  ГэВ/фм<sup>3</sup>, а второй — при  $\varepsilon \approx 3$  ГэВ/фм<sup>3</sup>. Первый скачок, по-видимому, связан с плавлением  $\chi_c$ -мезона, распадающегося на  $J/\psi$  путём испускания фотона  $\chi_c \rightarrow J/\psi + \gamma$ . Действительно, радиус  $r_{\chi_c} > r_{J/\psi}$ , поэтому плавление  $\chi_c$  должно происходить при меньших температурах, т.е. при меньших плотностях энергии. Второй скачок в выходе  $J/\psi$  при плотности энергии  $\varepsilon \approx 3$  ГэВ/фм<sup>3</sup> соответствует плавлению  $J/\psi$ .

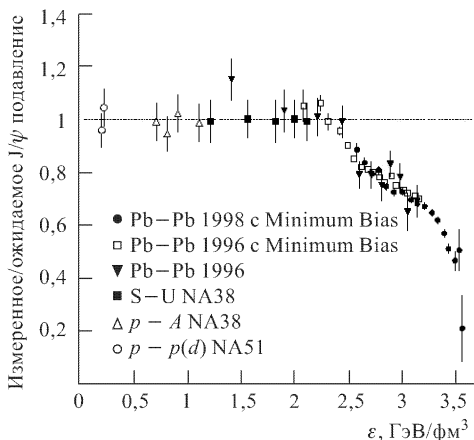


Рис. 4.12

Это интересное явление — «плавление» резонансов в термализованной ядерной материи должно наблюдаться не только для  $J/\psi$ , но и для других резонансов. В спектре дилептонов, испускаемых из адронной фазы, должны быть пики, соответствующие  $\rho$ ,  $\rho'$ -мезонам. В спектре же дилептонов эти пики от КПП отсутствуют. Поэтому чем выше  $T_i > T_c$ , тем менее заметны пики резонансов в дилептонных спектрах. Пример такого поведения в спектре дилептонов по поперечной массе  $M_{\perp}$  приведён на рис. 4.13. Если пренебрегается поперечным расширением ядерной материи, поперечная масса дилептона тем больше, чем выше температура, при которой дилептон испущен. Кварк-антикварковая аннигиляция в КПП доминирует при  $T_i > T_c$ , поэтому относительный вклад адронной фазы уменьшается с ростом  $M_{\perp}$ . Это и наблюдается на рис. 4.13.

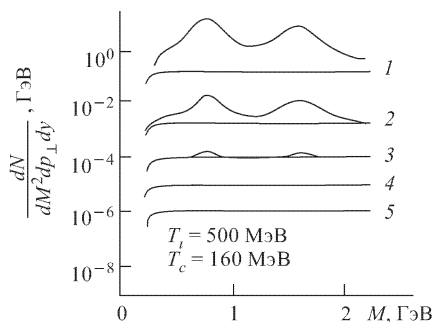


Рис. 4.13

В ряде работ [17, 51] «плавление» резонансов связывают с восстановлением киральной симметрии в КПП, т.е. исчезновением конденсата кварковых полей  $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ .

Рассмотрим явление восстановления киральной симметрии на примере векторных и аксиально-векторных мезонов. Сначала для двух

сортов ( $N_f = 2$ ) кварков определим векторные и аксиально-векторные токи:

$$V_\mu^a = \bar{q}\gamma_\mu \left( \frac{\tau^a}{2} \right) q, \quad A_\mu^a = \bar{q}\gamma_\mu\gamma_5 \left( \frac{\tau^a}{2} \right) q, \quad (4.33)$$

где  $\tau^a$  — матрицы Паули.

Тогда вакуумные свойства векторных и аксиально-векторных мезонов определяются соответствующими корреляторами:

$$\langle V_\mu^a(x)V_\nu^b(0) \rangle = -\frac{\delta^{ab}}{\pi} \int d^4q \vartheta(q^0) e^{iqx} \text{Im} \Pi_{\mu\nu}^V(q), \quad (4.34)$$

$$\langle A_\mu^a(x)a_\nu^b(0) \rangle = -\frac{\delta^{ab}}{\pi} \int d^4q \vartheta(q^0) e^{iqx} (\text{Im} \Pi_{\mu\nu}^A(q) - F_\pi^2 \delta(q^2) q_\mu q_\nu),$$

где  $\Pi_{\mu\nu}^{V,A}$  — спектральная функция [52],  $F_\pi$  — пионная константа.

Условия сохранения токов подразумевают поперечность тензора  $\Pi_{\mu\nu}^{V,A}$ :

$$\Pi_{\mu\nu}^{V,A}(q) = \left( g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q_{V,A}^2} \right) \Pi^{V,A}(s), \quad \Pi^{V,A}(s) = \frac{1}{3} g^{\mu\nu} \Pi_{\mu\nu}^{V,A}(q), \quad (4.35)$$

где  $s = q^2$ , и  $g^{\mu\nu}$  — метрический тензор.

Заметим, что изовекторная часть спектральной функции  $\text{Im} \Pi^V$  наблюдается в  $e^+e^-$  аннигиляции:  $e^+ + e^- \rightarrow$  чётное число  $\pi$ -мезонов — в виде резкого пика, соответствующему  $\rho$ -мезону с массой  $\approx 770$  МэВ. Аксиально-векторную часть  $\text{Im} \Pi^A$  можно наблюдать в распаде  $\tau$ -лептона:  $\tau \rightarrow$  нечётное число  $\pi$ -мезонов. В этом случае возникает широкий пик  $a_1(1260)$  мезона. Спектральные функции  $\Pi_{\mu\nu}^V$  и  $\Pi_{\mu\nu}^A$  различны, и это есть следствие спонтанного нарушения киральной симметрии.

Восстановление киральной симметрии, которое, как ожидается, должно происходить в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов, должно проявляться в том, что векторные, аксиально-векторные, а также скалярные и псевдоскалярные корреляторы становятся одинаковыми. Таким образом вырождение различного типа мезонов по чётности может служить сигналом восстановления киральной симметрии.

Поскольку векторные и аксиально-векторные корреляторы «насыщаются» резонансами (например  $\rho$ -мезоном) весьма интересно проследить, как изменяются свойства резонансов в зависимости от температуры  $T$  и барионной плотности в столкновениях тяжёлых ионов. Векторный коррелятор наблюдаем в столкновениях тяжёлых ионов в канале распада  $\rho \rightarrow e^+e^-$ , поэтому эффекты восстановления киральной симметрии должны приводить к плавлению  $\rho$ -мезона — уменьшению его массы и уширению пика [53].

Более 10 лет назад коллаборация DLS сообщила об усилении выхода  $e^+e^-$  пар с инвариантной массой  $M_{e^+e^-} < 700$  МэВ/ $c^2$  в яд-



ро-ядерных столкновениях. Недавно коллаборация CERES (на ускорителе SPS ЦЕРН) установила [54], что выходы  $e^+e^-$  пар в  $p + p$  и  $p + \text{Au}$  столкновениях хорошо описываются «коктейлем» из адронных распадов ( $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ,  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  и т.д.), в то время как в  $\text{Pb} + \text{Au}$  взаимодействиях экспериментальные данные дают оценку сигнала, превышающую ожидаемую примерно в 3 раза. На рис. 4.14 показаны экспериментальные данные коллаборации CERES, а также

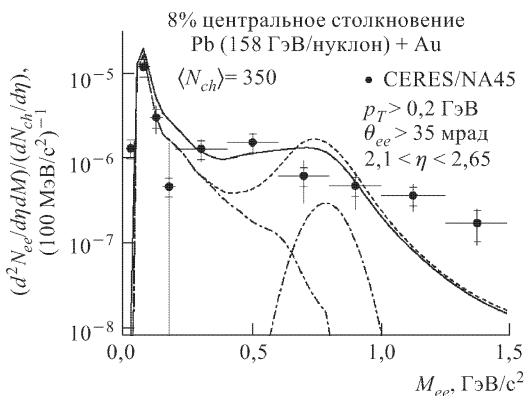


Рис. 4.14

рассчитаны вклады от распадов адронов, (штрих-пунктирные кривые),  $\pi^+\pi^-$  аннигиляции (штриховая кривая) и вклад от  $\rho$ -мезона, учитывающий изменение его свойств вследствие восстановления киральной инвариантности (сплошная кривая) [52]. Видно, что экспериментальные данные неплохо описываются, если предположить, что свойства  $\rho$ -мезона изменяются в плотной и нагретой ядерной среде.

Однако восстановление киральной симметрии — не единственная причина, которая приводит к изменению массы  $\rho$ -мезона и его ширины. В  $e^+e^-$  аннигиляции при  $\sqrt{s} = 90$  ГэВ наблюдается смещение пика  $\rho$ -мезона примерно на 30 МэВ [55]. В протон-протонных взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 27,5$  ГэВ [56] получено значение  $m_\rho = (0,7626 \pm \pm 0,0026)$  ГэВ/ $c^2$ . Недавние данные коллаборации STAR [57] обнаруживают смещение положения пика  $\rho$ -мезона в minimum bias  $p + p$  столкновениях на величину  $\sim 40$  МэВ/ $c^2$  и на величину  $\sim 70$  МэВ/ $c^2$  в периферических Au + Au столкновениях.

Среди эффектов, приводящих к изменению параметров  $\rho$ -мезонов, следует отметить: перерасеяние пионов в процессах  $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow \rightarrow \pi^+\pi^-$ ; бозе-эйнштейновские корреляции пионов от распада  $\rho$ -мезонов и пионов окружающей ядерной материи; интерференция между различными каналами рассеяния пионов. Очевидно, что весьма непросто выделить на фоне этих процессов эффекты восстановления киральной симметрии в ядерной материи.

Суммируя рассмотрение дилептонов как сигналов образования КГП в ядро-ядерных взаимодействиях, можно сказать, что эти «термометры» несут важную информацию о свойствах среды, из которой произошло их испускание.

## 4.8. Испускание фотонов

Фотоны, подобно дилептонным парам, представляют собой хороший «термометр» образования термализованной ядерной материи в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов. Фотоны испускаются на всех стадиях эволюции ядерной материи и очень слабо взаимодействуют с окружающей средой. Нагретая ядерная материя может испускать как одиночные фотоны, так и фотонные пары.

**1. Одиночные фотоны.** Можно выделить три основных источника одиночных фотонов в столкновениях тяжёлых ионов: прямые фотоны от партонных процессов в начальном состоянии; «тепловые» фотоны из КГП и адронной плазмы; фотоны от распадов частиц на конечных стадиях эволюции.

При больших значениях поперечных импульсов фотонов  $p_{\perp}^{\gamma} \geq 3$  ГэВ основной вклад вносит партонный комптон-эффект  $q(\bar{q})g \rightarrow q(\bar{q})\gamma$ , кварк-антикварковая аннигиляция  $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$  и тормозное излучение кварков (антикварков). При очень больших энергиях (энергиях ЛНС), как ожидается, основным механизмом генерации фотонов будет фрагментация кварковых и антикварковых струй. При малых  $p_{\perp}^{\gamma} < 2 \div 3$  ГэВ спектр одиночных фотонов определяют распады нейтральных  $\pi^0, \eta, \eta'$  и  $\omega$ -мезонов. Этот вклад очень трудно оценить, поскольку неизвестен  $p_{\perp}$  спектр мезонов, рождённых в ядро-ядерных столкновениях.

Возможное «окно» для наблюдения «тепловых» фотонов ожидается в районе поперечных импульсов фотонов  $p_{\perp}^{\gamma} \approx 2 \div 3$  ГэВ. Для испускания фотонов из КГП сечения элементарных процессов (компон-эффекта и кварк-антикварковой аннигиляции) имеют вид

$$\sigma(gq \rightarrow g\gamma) = \frac{16\pi\alpha_s}{81s} \ln\left(\frac{s}{4m_q^2}\right), \quad \sigma(q\bar{q} \rightarrow g\gamma) = \frac{2\pi\alpha_s}{3s} \ln\frac{s}{4m_q^2}, \quad (4.36)$$

где  $s$  — мандельштамовская переменная,  $m_q$  — масса кварка и  $\alpha_s$  — «константа» сильных взаимодействий. Эти сечения, как обычно, нужно проинтегрировать по эволюции ядерной материи. Для одномерного расширения имеем [35]

$$\frac{d\sigma}{dyd^2p_{\perp}} = \frac{\alpha_s}{p_{\perp}^4} \frac{4\sqrt{2\pi}\Gamma(3,5)}{\pi^4} \left[ \frac{(R_A + R_B)^2}{R_A R_B} \frac{c}{4a_q} \frac{dN^{\pi}}{dy} \right]^2 \times \\ \times \ln\left(\frac{2}{\alpha_s}\right) \left\{ P\left(3,5, \frac{p_{\perp}}{T_c}\right) - P\left(3,5, \frac{p_{\perp}}{T_i}\right) \right\}, \quad (4.37)$$

где

$$P(3,5; a_s) - P(3,5; a_i) = \frac{1}{\Gamma(3,5)} \int_{a_i}^{a_s} t^{2,5} e^{-t} dt, \quad a_s = \frac{p_{\perp}}{T_c}, \quad a_i = \frac{p_{\perp}}{T_i}$$

В соотношении (4.37)  $R_A$  и  $R_B$  — радиусы сталкивающихся ядер,  $\Gamma$  — гамма-функция,  $c = 3,6$ ,  $a_q = 5,25$ . Для тормозного испускания фотонов фактор 3,5 нужно заменить на 1,5.

Вклад адронной фазы в спектр одиночных фотонов вычислен в работе [58]. Основными процессами генерации фотонов в адронной фазе являются  $\pi\pi \rightarrow \rho\gamma$  и  $\pi\rho \rightarrow \pi\gamma$ . Оказывается, что интенсивности испускания фотонов кварк-глюонной плазмой и адронной фазой вполне сравнимы для температур в районе  $150 \div 200$  МэВ.

В области поперечных импульсов фотонов  $p_{\perp}^{\gamma} < 1$  ГэВ спектр определяется фотонами от распадов нейтральных мезонов. Однако это не означает, что в этой области  $p_{\perp}^{\gamma}$  нельзя выделить «тепловое» испускание фотонов. Дело в том, что выход «тепловых» фотонов пропорционален квадрату плотности заряженных частиц  $(dN^c/dy)^2$ , в то время как «распадных» фотонов — первой степени  $dN^c/dy$ . Поэтому при асимптотических множественностях «тепловые» фотоны могут быть заметны на фоне «распадных» фотонов.

**2. Фотонные пары.** Рождение фотонных пар из термализованной ядерной материи связано с элементарными процессами кварк-антикварковой аннигиляции:

$$q + \bar{q} \rightarrow 2\gamma \quad (4.38)$$

в кварк-глюонной плазме и

$$\pi^+ + \pi^- \rightarrow 2\gamma, \quad \pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (4.39)$$

в адронной фазе.

Число фотонных пар, испускаемых элементом  $d^4x$  с инвариантной массой  $M$  при кварк-антикварковой аннигиляции,

$$\frac{dN_{\gamma\gamma}^{\text{КГП}}}{d^4x dM} = \frac{1}{(2\pi)^4} (M^2 - 4m_q^2)^{1/2} M^2 T^2 \sigma_{q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma}(M^2) G_+(T, M^2), \quad (4.40)$$

где

$$G_+(T, M^2) = \int_{m_q/T}^{\infty} dx (e^x + 1)^{-1} \ln \left[ \frac{1 + \exp \left\{ -wx + p[x^2 - (m_q/T)]^2 \right\}}{1 + \exp \left\{ -wx - p[x^2 - (m_q/T)]^2 \right\}} \right] \quad (4.41)$$

$$w = \frac{M^2}{2m_q^2}, \quad p = \sqrt{w^2 - 1}.$$

Сечение кварк-антикварковой аннигиляции в низшем порядке теории возмущений

$$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma}(M^2) = 2\pi\alpha^2 N_c (2S + 1) \sum_q \frac{e_q^4}{M^2 - 4m_q^2} \left\{ \left[ 1 + \frac{4m_q^2}{M^2} - \frac{8m_q^4}{M^4} \right] \times \right. \\ \left. \times \ln \left| \frac{M^2}{2m_q^2} \left( 1 + \left[ 1 - \frac{4m_q^2}{M^2} \right]^{1/2} \right) - 1 \right| - \left( 1 + \frac{4m_q^2}{M^2} \right) \left( 1 - \frac{4m_q^2}{M^2} \right)^{1/2} \right\}, \quad (4.42)$$

$N_c = 3$ , спин  $S = 1/2$  и суммирование проводится по зарядам кварков.

Скорость рождения фотонных пар из адронного газа вычисляется по формулам, аналогичным (4.40), только вместо  $G_+(T, M^2)$  надо взять

$$G_-(T, M^2) = \int_{m_\pi/T}^{\infty} dx (e^x - 1)^{-1} \ln \left[ \frac{1 - \exp \left\{ -wx - p(x^2 - (m_\pi/T)^2)^{1/2} \right\}}{1 - \exp \left\{ -wx + p(x^2 - (m_\pi/T)^2)^{1/2} \right\}} \right], \quad (4.43)$$

где  $w = \frac{M^2}{2m_\pi^2}$ ,  $p = \sqrt{w^2 - 1}$ .

В низшем порядке теории возмущений сечение  $\pi^+\pi^-$ -аннигиляции [59]

$$\sigma_{\pi^+\pi^- \rightarrow \gamma\gamma}(M^2) = \frac{4\pi\alpha^2}{s - 4m_\pi^2} \left[ \left( 1 + \frac{4m_\pi^2}{M^2} \right) \left( 1 - \frac{4m_\pi^2}{M^2} \right)^{1/2} - \right. \\ \left. - 4m_\pi^2 M^2 \left( 1 - \frac{2m_\pi^2}{M^2} \right) \ln \left\{ \frac{M^2}{2m_\pi^2} \left( 1 + \left( 1 - \frac{4m_\pi^2}{M^2} \right)^{1/2} \right) - 1 \right\} \right]. \quad (4.44)$$

Вклад в дифотонный спектр от распадов  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  [60]

$$\frac{dN_{\gamma\gamma}}{d^4x dM} = \Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma}(M^2) \frac{M^2}{\pi^2} \delta(M^2 - m_{\pi^0}^2) \int_{m_{\pi^0}}^{\infty} dE \frac{E \sqrt{E^2 - m_{\pi^0}^2}}{\exp(E/T) - 1}, \quad (4.45)$$

где  $\Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{\alpha^2 m_\pi^3}{32\pi^3 f_\pi}$  и пионная константа  $f_\pi \approx 0,98 m_{\pi^0}$ .

Используя эти формулы и интегрируя по эволюции ядерной материи, можно найти вклады КГП и адронной фазы в дифотонный спектр. Как и в случае одиночных фотонов, возникает проблема идентификации «тепловых» дифотонных пар на фоне распадных дифотонов.

Заметим, что дифотоны рождаются с гораздо меньшим сечением (по крайней мере, в  $\alpha$  раз), чем одиночные фотоны. Однако дифотоны являются важным сигналом образования КГП. На рис. 4.15 и рис. 4.16 изображены нормированные на квадрат плотности заряженных частиц

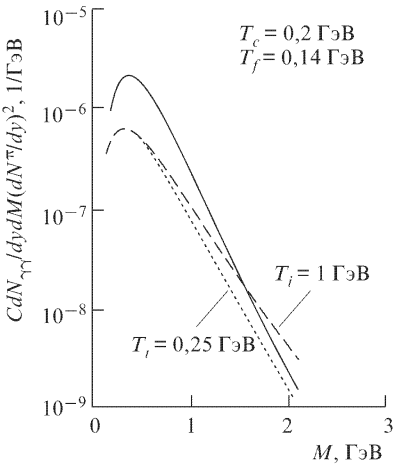


Рис. 4.15

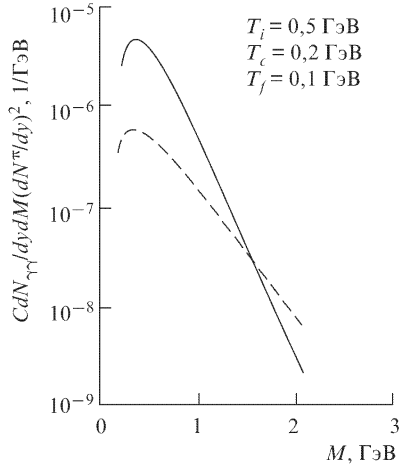


Рис. 4.16

$(dN^\pi/dy)^2$ ) вклады в дифотонный спектр от пионной (сплошная линия) и кварк-антикварковой (штриховые линии) аннигиляции для различных наборов температур  $T_i, T_c, T_f$ . При небольших массах дифотонов ( $M < 1,5$  ГэВ) адронный вклад превышает вклад от кварк-антикварковой аннигиляции даже для начальных температур  $T_i \approx 1$  ГэВ. Для  $T_i \approx 250$  МэВ даже при  $M = 4$  ГэВ вклад КГП в два раза превышает вклад адронного газа. При начальных температурах  $T_i > 1$  ГэВ (и для  $M \approx 4$  ГэВ) вклад КГП в дифотонный спектр на три порядка величины больше вклада пионного газа.

Выше уже упоминалось, что дилептонные, фотонные и дифотонные спектры зависят от плохо известного времени термализации  $\tau_i$  и начального объёма термализованной ядерной материи. Можно, однако, определить величины, не зависящие от  $\tau_i$ , используя экспериментально измеряемые спектры  $\frac{dN}{dM^2 dy d^2 p_\perp}, \frac{dN^\gamma}{dy d^2 p_\perp}$  и  $\frac{dN^{\gamma\gamma}}{dM dy d^2 p_\perp}$ . На рис. 4.17

изображено отношение  $R = \frac{dN^{\mu^+\mu^-}}{dM^2 dy d^2 p_\perp} / \frac{dN^\gamma}{dy d^2 p_\perp}$  для различных начальных температур  $T_i$  (в единицах  $T_c$ ) как функция поперечной массы  $M_\perp$  (поперечного импульса  $p_\perp$  для фотонов). Это отношение практически не зависит от  $M_\perp$  для  $M_\perp \geq 2$  ГэВ. На рис. 4.18 представлено

отношение  $R = \frac{dN^{\mu^+\mu^-}}{dM^2 dy d^2 p_\perp} / \frac{dN^{\gamma\gamma}}{dM^2 dy d^2 p_\perp}$  как функция инвариантной массы  $M$  при различных  $p_\perp$  дифотона. Видно, что отношение  $R$  слабо зависит от  $p_\perp$ , отражая тот факт, что процессы рождения  $\mu^+\mu^-$  и  $\gamma\gamma$  похожи (кварк-антикварковая аннигиляция). Отношение  $R$  не зависит от  $M$  для значений  $M \approx 10T_c$ , а минимум связан с ростом сечения рождения  $\mu^+\mu^-$  вблизи  $\rho$ -пика. Экспериментальное изучение подобно-

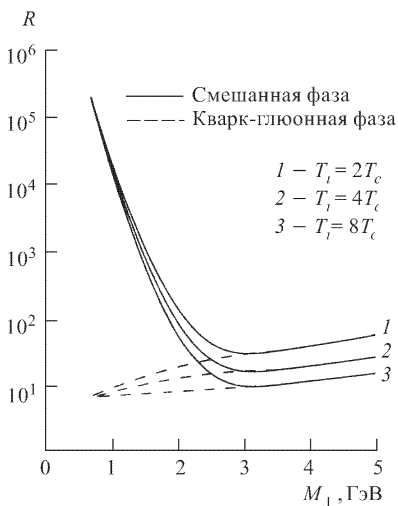


Рис. 4.17

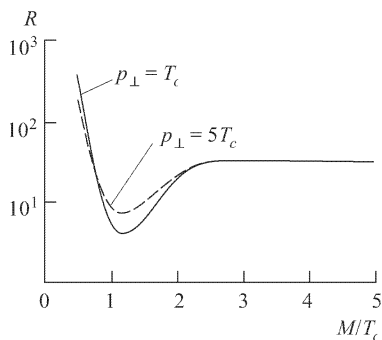


Рис. 4.18

го рода зависимости даст важную информацию о фазовых состояниях расширяющейся ядерной материи.

Завершая обсуждение рождения дилептонов, одиночных фотонов и фотонных пар, подчеркнём, что они являются хорошими «термометрами» начальных стадий эволюции ядерной материи, однако их весьма непросто обнаружить на фоне других конкурирующих процессов генерации лептонов и фотонов.

#### 4.9. Сжатие струй (jet quenching) в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов

Обычно предполагается, что выход «жёстких» пробников ( $J/\psi$ ,  $e^+e^-$  пар,  $\gamma$ -квантов) в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов пропорционален числу нуклон-нуклонных столкновений. Это ожидание, казалось бы, оправдано для процессов с большими  $Q^2$ , для которых можно пренебречь взаимодействиями в конечном состоянии. Однако экспериментальные данные с RHIC по выходам адронов с большими поперечными импульсами в Au + Au столкновениях указывают на их значительное подавление по сравнению с нуклон-нуклонными взаимодействиями. Этот эффект, названный сжатием струй («jet quenching»), можно объяснить потерями энергии партонами при их взаимодействии с окружающей ядерной материей [61–63]. Согласно современным представлениям, доминантным механизмом потерь энергии в КХД является излучение глюонов при столкновениях быстрых партонов. Радиационные потери энергии при этом подавлены (эффект Ландау–Померанчука) и растут пропорционально квадрату толщины ядерной материи  $L$ .

Конечно, в столкновениях тяжёлых ионов очень трудно измерить потери энергии отдельного партона, поскольку из-за большой множественности сложно изолировать струю, в которую фрагментирует рассматриваемый партон. Однако потери энергии партонов связаны с потерями энергии лидирующего адрона, в который он фрагментирует.

Начнём обсуждения потерь энергии с рассмотрения быстрого партона, пересекающего однородную, статическую среду толщиной  $L$ . Будем предполагать, что геометрия задаётся цилиндром радиуса  $R$ , как в бьёркеновской модели расширения ядерной материи, и партон движется в поперечной плоскости в системе покоя элемента ядерной среды. Предположим также [64], что эффективные потери энергии, определяемые как сдвиг в импульсном распределении быстрых партонов, зависят от  $p_{\perp}$  и  $L$  следующим образом:

$$\Delta p_{\perp} = \eta p_{\perp}^{\mu} L, \quad (4.46)$$

где  $\eta, \mu$  — скейлинговые показатели. Линейная зависимость от  $L$  в выражении (4.46) оправдана тогда, когда происходят последовательные, независимые взаимодействия партона с ядерной средой.

Поперечная длина пути партона, рождённого в поперечной плоскости в точке  $\vec{r}$  и углом  $\varphi$  по отношению к радиальному направлению, может быть представлена в виде:

$$L(\varphi) = (R^2 - r^2 \sin^2 \varphi)^{1/2} - r \cos \varphi \approx \frac{z^2}{2R \cos \varphi}, \quad (4.47)$$

где  $z = |\vec{z}|$ ,  $z^2 = R^2 - r^2$ , и приближение справедливо вблизи поверхности ядра.

Теория возмущений КХД предсказывает для поперечных импульсов  $p_{\perp} \geq 2$  ГэВ партонов следующую форму спектра [65]:

$$\frac{dN}{d^2 p_{\perp}} = N_0 \left( 1 + \frac{p_{\perp}}{p_0} \right)^{-\nu}, \quad (4.48)$$

где  $\nu = 8$  и  $p_0 \approx 1,75$  ГэВ. Тогда спектр партонов с учётом потерь энергии

$$\frac{d\tilde{N}}{d^2 p_{\perp}} = Q(p_{\perp}) \frac{dN}{d^2 p_{\perp}} = \frac{1}{2\pi^2 R^2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^R d^2 r \frac{dN(p_{\perp} + \Delta p_{\perp})}{d^2 p_{\perp}}. \quad (4.49)$$

Заменяя интегрирование по  $r$  интегрированием по  $z$  и используя приближение (4.47), можно получить

$$Q(p_{\perp}) \approx \frac{2(p_0 + p_{\perp})}{\pi R \eta (\nu - 1) p_{\perp}^{\mu}}. \quad (4.50)$$

Отметим, что функция  $Q(p_{\perp})$ , характеризующая потери энергии, обратно пропорциональна первой степени  $R$  — поперечному размеру ядерной материи. Зависимость  $Q$  от  $p_{\perp}$  определяется степенью  $\mu$ , для

$\mu = 1$  фактор  $Q$  падает медленнее с ростом  $p_{\perp}$ , чем для  $\mu > 1$ , а для  $\mu = 1/2$  он растёт с ростом  $p_{\perp}$ .

Предыдущее обсуждение касалось оценок фактора подавления  $Q(p_{\perp})$  для центральных соударений релятивистских ядер. Обобщая формулу (4.50) на столкновения с прицельным параметром  $b$ , имеем

$$Q(p_{\perp}, b) = \frac{Q(p_{\perp}, 0)}{\alpha_b - \sin \alpha_b}, \quad (4.51)$$

где  $\alpha_b = 2 \arccos \frac{b}{2R}$ . Это приближение справедливо с той же степенью точности, что и выражение (4.50).

Для того чтобы сравнить расчёты с экспериментальными данными, надо отказаться от упрощённых геометрических предположений, использованных выше:

1. Поперечный профиль первичной струи не однороден, а пропорционален профилю бинарных нуклон-нуклонных соударений:

$$T(\vec{r}, \vec{b}) = \rho_1(\vec{r}) \rho_2(\vec{r} - \vec{b}), \quad (4.52)$$

где  $\rho_i(\vec{r})$  — проинтегрированная по продольной координате плотность ядра  $i$ .

2. Плотность ядерной среды неоднородна в поперечной плоскости. Предположим, что она пропорциональна локальной плотности участвующих нуклонов. Например в модели Глаубера

$$\rho_{\text{part}}(\vec{r}) = \rho_1(\vec{r}) (1 - e^{-\sigma \rho_1(\vec{r} - \vec{b})}) + \rho_2(\vec{r} - \vec{b}) (1 - e^{-\sigma \rho_2(\vec{r})}), \quad (4.53)$$

где  $\sigma$  — неупругое нуклон-нуклонное сечение.

3. Ядерная среда расширяется, и её плотность уменьшается со временем:

$$\rho(\vec{r}, \tau) = \frac{C \rho_{\text{part}}(\vec{r})}{\tau + \tau_0}. \quad (4.54)$$

Эта формула моделирует продольное расширение. Для анализа данных RHIC следует положить  $C \approx 3$ ,  $\tau_0 \approx 1$  фм/с.

Вернёмся снова к соотношению (4.46) для потерь энергии. Теория возмущений КХД предсказывает, что радиационные потери энергии, включая эффект Ландау–Померанчука, зависят квадратично от размеров ядерной материи  $L$ . Как отмечено в работе [66], это имеет место для усреднённых потерь  $\Delta \bar{E}$  энергии данного партона, однако средняя потеря энергии наблюдаемых партонных с фиксированным значением импульса  $p_{\perp}$  имеет другую зависимость от  $L$ . Действительно среднее смещение спектра из-за потерь энергии, называемое «эффективными потерями энергии» [66],

$$\Delta p_{\perp} \approx \alpha_s L \sqrt{\frac{\pi \hat{q} p_{\perp}}{\nu}}, \quad (4.55)$$



где  $\hat{q}$  включает «степень рассеяния» среды,  $\hat{q}$  линейно зависит от плотности. Для расширяющейся материи фактор  $\hat{q}L^2$  следует заменить на

$$\hat{q}_0 L_{\text{eff}}^2 = 2\hat{q}_0 \int_0^L d\tau \frac{\rho(\vec{r}(\tau), \tau)}{\rho(\vec{r}, 0)}, \quad (4.56)$$

где  $\vec{r}(\tau) = \vec{r} + \vec{v}\tau$  соответствует положению быстрого партона в среде в момент времени  $\tau$ , и  $\hat{q}_0$  — функция поперечной координаты  $\vec{r}$ , в которой рождается частица.

Для согласования с выражением (4.46) следует определить

$$\Delta p_{\perp} = \eta' L_{\text{eff}} \sqrt{\frac{\rho(\vec{r}, 0) p_{\perp}}{\nu}} \quad (4.57)$$

с константой  $\eta' = \alpha_s \sqrt{\pi \hat{q}_0 / \rho(0)}$ , не зависящей от  $\vec{r}$ . В численных расчётах обычно используется [64] две параметризации  $\Delta p$ . Первая — параметризация Бете–Гайтлера

$$\Delta p_{\perp} = \eta p_{\perp} \int_0^L d\tau \rho(\vec{r}(\tau), \tau) \equiv \eta p_{\perp} (L\rho)_{\text{eff}}, \quad (4.58)$$

соответствующая при  $\mu = 1$  выражению (4.46). Вторая параметризация

$$\Delta p_{\perp} = \eta p_{\perp} \sqrt{(L\rho)_{\text{eff}}}. \quad (4.59)$$

Эта параметризация описывает случайное движение быстрого партона в поперечной плоскости, причём некоторые взаимодействия со средой приводят к увеличению энергии партона, а другие — к потере энергии партона.

Зависимость фактора  $Q$  от поперечного импульса быстрого партона показана на рис. 4.19. Обозначения (BDMS), (BH), (RW) соответствуют параметризациям (4.57)–(4.59). Видно, что (BDMS) параметризация (4.57) заметно отличается в факторе  $Q$  от двух других параметризаций. Это не удивительно, поскольку она выражает различную зависимость потерь энергии от  $p_{\perp}$  в этих моделях (линейное для (4.57), (4.58) и корневое для (4.59) поведение). Предварительные данные с RHIC указывают на то, что «quenching» усиливается с ростом  $p_{\perp}$ , это утверждение, как видно из рис. 4.19, не в пользу параметризации (4.57).

Зависимость фактора сжатия от прицельного параметра изображена на рис. 4.20, причём фактор сжатия отнесён к половине участвующих нуклонов и рассматривается как функция числа участников  $N_{\text{part}}$ . Если бы сжатия струй не было, функция, изображённая на рис. 4.20, возросла бы от  $N_{\text{part}}$ . Как видно из этого рисунка, сжатие компенсирует этот рост, и выход струй на одного участника на самом деле падает с ростом центральности соударения ядер. Это поведение наблюдается

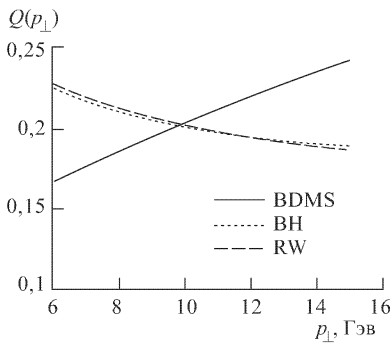


Рис. 4.19

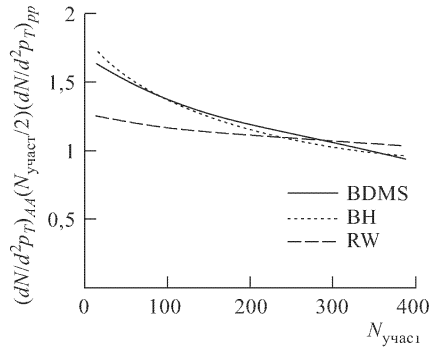


Рис. 4.20

для параметризаций (4.57) и (4.58), в случае параметризации (4.59) функция (рис. 4.20) слабо зависит от  $N_{\text{part}}$ .

Из предыдущего рассмотрения потерь энергии быстрого партона в ядерной среде можно сделать несколько выводов. Во-первых, зависимость от импульса в выражении (4.57) не согласуется с данными RHIC. Однако это может быть связано с тем, что из-за ограниченного по  $p_{\perp}$  аксептанса в экспериментах на RHIC, формула (4.57) не применима в этом интервале  $p_{\perp}$ .

Во-вторых, линейная зависимость эффективных потерь  $\Delta p_{\perp}$  от толщины ядерной среды не даёт наблюдаемой зависимости адронов от числа участников при  $p_{\perp} \approx 4$  ГэВ/с. Только зависимость (4.59) даёт плоское распределение, замеченное в данных PHOVOS. Заметим, что первые теоретические оценки потерь энергии партонов в нагретой ядерной среде сделаны в работе Бьёркена, в которой вычислены потери энергии за счёт упругих столкновений партонов [61]:

$$\frac{dE_{\text{el}}}{dx} = C_2 \frac{3\pi\alpha_s^2}{2} T^2 \ln\left(\frac{3ET}{2\mu^2}\right), \quad (4.60)$$

где  $T$  — температура ядерной среды,  $\mu$  — дебаевская масса,  $C_2$  — оператор Казимира партона (кварка) в фундаментальном представлении группы  $SU(3)$ ,  $E$  — энергия партона.

Радиационные потери энергии партона в плазме размером  $L$  впервые вычислены в работах [67, 68]:

$$\frac{dE_{\text{rad}}}{dx} = C_2 \frac{\alpha_s \mu^2}{4} \frac{L}{\lambda} \ln\left(\frac{2E}{\mu^2 L}\right), \quad (4.61)$$

где  $\lambda$  — длина свободного пробега глюона в ядерной среде.

Используя выражения (4.60) и (4.61), можно оценить полные потери энергии партона, например, с энергией  $E = 40$  ГэВ. Они составят  $\Delta E \approx 40$  ГэВ при его движении в среде с размером  $L = 6$  фм, если выбрать  $\mu = 0,5$  ГэВ и  $\lambda = 1$  фм. Предполагая, что большинство этой

энергии уносится глюонами вне конуса струи, получаем, что для измерения потерь энергии требуется экспериментальное разрешение  $\delta E$ , гораздо меньшее, чем полные потери энергии  $\Delta E$ . Для измеренной на RHIC полной множественности, при  $\sqrt{s} = 130$  ГэВ,  $dN/d\eta \approx 900$  и плотности энергии  $dE_{\perp}/d\eta \approx 500$  ГэВ можно оценить полную фоновую энергию (от испускания глюонов) в конусе струи ( $\delta\eta = 1$ ,  $\delta\phi = 1$ )  $\sum E_{\perp} \approx 80$  ГэВ с флуктуацией  $\delta E_{\perp} \approx 10$  ГэВ. Поэтому очень трудно определить энергию струи в каждом событии. Так как партоны с большими  $p_{\perp}$  в адронных и ядерных столкновениях возникают в результате фрагментации струй, потери энергии в среде должны приводить к подавлению адронов с большими  $p_{\perp}$ . Причём очень важно, что в протон-протонных взаимодействиях при тех же энергиях, что и в ядро-ядерных столкновениях, из-за отсутствия ядерной среды такого подавления ожидать не следует. Поскольку инклюзивный спектр адронов включает сечение рождения струи и функцию фрагментации струи теории возмущений КХД, подавление инклюзивного спектра адронов с большими  $p_{\perp}$  есть прямое следствие модификации функции фрагментации струи в ядерной среде.

Коллаборация PHENIX [69] сообщила о значительном подавлении выхода адронов, особенно  $\pi^0$  мезонов, при поперечных импульсах  $p_{\perp} < 6$  ГэВ. Это подавление можно интерпретировать как результат потерь энергии глюонных струй с поперечными импульсами  $p_{\perp} < 10$  ГэВ. Отметим, что подобного подавления не наблюдается при энергиях SPS.

Вычислим потери энергии струй больших энергий в КГП [70]. В качестве модели КГП используем сценарий «горячих глюонов» Э. Шурьяка [71]. Рождение глюонов на начальном этапе формирования КГП связано с относительно большим сечением глюон-глюонного рассеяния по сравнению с глюон-кварковым и кварк-кварковым. В низшем порядке теории возмущений КХД квадраты матричных элементов в формуле

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi\alpha_S^2}{s^2} M^2$$

при больших углах рассеяния относятся как [72]

$$M_{gg \rightarrow gg}^2 / M_{qg \rightarrow qg}^2 / M_{qq \rightarrow qq}^2 = 30,4/5,4/2,2,$$

т. е. действительно глюон-глюонное рассеяние доминирует.

Как известно, сечение рассеяния на малые углы расходится, однако в КГП оно принимает конечные значения из-за «температурной Дебаевской массы»  $t_{\min} = g^2 T^2$ . Сечение рассеяния на большие углы определяется формулой [71]

$$\sigma_{gg \rightarrow gg}^{\text{больш. углы}} = 2,65 \frac{\alpha_S^2}{T^2}, \quad (4.62)$$

а на малые углы

$$\sigma_{gg \rightarrow gg}^{\text{малые углы}} = \frac{9\alpha_S}{8T^2}. \quad (4.63)$$

Эффективная скорость рассеяния  $1/\tau_g$  определяется суммой рассеяний на большие и малые углы:

$$\frac{1}{\tau_g} = n_g \left( \frac{2,65\alpha_S^2}{T^2} + \frac{9\alpha_S}{8T^2} \right), \quad (4.64)$$

где  $n_g$  — глюонная плотность. Очевидно, что вблизи температуры фазового перехода глюоны уже нельзя рассматривать как свободные частицы, число степеней свободы их должно изменяться, т.е. глюоны следует рассматривать как квазичастицы [70]. Параметры квазичастиц (глюонов) можно извлечь из решёточных данных, тогда

$$\alpha_S = \frac{G^2}{4\pi}, \quad (4.65)$$

где

$$G(T, T_c) = G_0 \left( 1 + \delta - \frac{T_c}{T} \right)^\beta \quad \text{и} \quad G_0 = 1,25, \quad \delta = 0,0026, \quad \beta = 0,31.$$

При этом эффективная глюонная плотность квазичастиц

$$n_g(T) = \frac{16T^3}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{dx x^2 G(T, T_c)}{e^{\sqrt{x^2 + m_g^2}/T} - 1}, \quad (4.66)$$

где глюонная масса

$$\frac{m_g^2}{T^2} = \frac{1}{2} \left[ G_0 \left( \left( 1 + \delta - \frac{T_c}{T} \right)^\beta \right)^2 \right]. \quad (4.67)$$

Для оценки начальной температуры КГП используем модель Бьёркена. Действительно, для плотности числа частиц в единичном интервале быстрот имеем [70]

$$\left( \frac{dN}{dy} \right)_{y=0} = 0,8 \ln \sqrt{s} A^{1,1} \approx 1374. \quad (4.68)$$

Долю глюонов, морских  $u$ ,  $d$  и  $s$  кварков (и антикварков) можно оценить из структурных функций. Например, число глюонов

$$N_g = \int_{m_{\text{char}}/|\vec{p}|}^1 dx g(x, Q^2), \quad (4.69)$$

где  $g(x, Q^2)$  — глюонная структурная функция,  $m_{\text{char}}$  — характеристическая адронная масса,  $m_{\text{char}} \sim m_\rho$ ,  $|\vec{p}|$  — импульс нуклона.

Например, в условиях RHIC  $\frac{m_{\text{char}}}{|\vec{p}|} = \frac{2m_{\text{char}}}{\sqrt{s}} \approx 0,012$ . Аналогично для числа морских кварков имеем

$$N_{\text{sea}} = \int_{m_{\text{char}}/|\vec{p}|}^1 dx (u_{\text{sea}} + d_{\text{sea}} + s_{\text{sea}}). \quad (4.70)$$

Для структурных функций [73]  $N_{\text{sea}}/N_g \approx 0,44$ , т.е. число глюонов примерно вдвое превышает число морских кварков.

Оценим число глюонов в центральной области быстрот в условиях RHIC.

$$\left( \frac{dN_g}{dy} + \frac{dN_{\text{sea}}}{dy} + \frac{dN_{\text{val}}}{dy} \right)_{y=0} \approx \frac{dN_g}{dy} + 0,44 \frac{dN_g}{dy} + \frac{dN_{\text{val}}}{dy} = 1374. \quad (4.71)$$

Здесь  $N_{\text{val}} = 3(N - \bar{N}) \approx 49$ , поскольку избыток нуклонов над анти-нуклонами в центральной области быстрот для RHIC составляет  $\approx 16$ .

Поэтому число глюонов в центральной области

$$\left( \frac{dN_g}{dy} \right)_{y=0} \approx 920. \quad (4.72)$$

Тогда, используя соотношение (4.64), получаем

$$n_g \tau_g = \frac{dN_g}{dy \pi R_{\text{Au}}^2} = \frac{T^2}{2,65 \alpha_s^2(T) + 1,1125 \alpha_s(T)}, \quad (4.73)$$

где величина  $\alpha_s$  определяется выражениями (4.65). Последняя формула позволяет определить начальную температуру глюонов  $T_g \approx 345$  МэВ.

При этом начальная плотность глюонов  $n_g(T_g) \approx 19 m_\pi^3$ , а время установления равновесия  $\tau_g \approx \frac{12,5}{n_g(T_g)} \approx 0,9$  фм/с.

Для интенсивности излучения кварков и глюонов в расширяющейся плазме имеем [74]

$$\begin{aligned} \frac{dI}{dx} = \frac{9C_R E}{\pi^2} \int_{z_0}^{\infty} \rho(z) dz \int_{|k|_{\min}}^{|k|_{\max}} \alpha_s d^2 \vec{k} \int_0^{q_{\max}} d^2 \vec{q} \frac{\alpha_s^2}{(q^2 + \mu^2(z))^2} \frac{\vec{k} \vec{q}}{k^2 (\vec{k} - \vec{q})^2} \times \\ \times \left[ 1 - \cos \frac{(\vec{k} - \vec{q})^2 (z - z_0)}{2x(1-x)E} \right]. \end{aligned} \quad (4.74)$$

В этом выражении  $E$  — энергия струи,  $C_R$  — цветовой фактор ( $C_R = N_C$  для глюонных струй). Верхний предел при интегрировании по переданному импульсу  $|q|_{\max} \approx \sqrt{3\mu(\tau)/E}$ . Поперечный импульс  $\vec{k}^2$  связан с испусканием глюонов партонной струёй в отсутствии ядерной среды.

Кинематические границы на поперечный импульс определяются следующим образом:

$$\vec{k}_{\max}^2 = \min [4E^2 x^2, 4E^2 x(1-x)], \quad \vec{k}_{\min}^2 = \mu^2(\tau)$$

для глюонов, несущих долю импульса  $x$  и  $\mu^2(\tau) = 4\pi\alpha_s^2 T^2(\tau)$ . Величина  $z = \tau$  ограничивает толщину  $L$  мишени, а  $\rho(\tau)$  — плотность глюонов или кварков в момент времени  $\tau$  на пути струи.

Потери энергии можно получить, интегрируя выражение (4.74) по  $x$  для каждого момента времени  $\tau_g < \tau < \tau_c$  и фиксированного значения энергии струи  $E$ .

Для этого можно, например, использовать метод Монте-Карло.

Чтобы найти полные потери энергии, нужно учесть рассеяние глюонов (кварков) на глюонном и кварковом потенциалах в плазменной среде.

Например, доля глюонного рассеяния на глюонном потенциале в среде определяется соотношением

$$\frac{n_g \sigma_{gg}}{n_g \sigma_{gg} + n_q \sigma_{gq}} = \frac{1}{1 + \frac{n_q \sigma_{gq}}{n_g \sigma_{gg}}}, \quad (4.75)$$

где  $\sigma_{gg}$  — сечение рассеяния на глюонном потенциале,  $\sigma_{gq}$  — на кварковом потенциале. С учётом кваркового фактора  $\sigma_{gq}/\sigma_{gg} = 4/9$ . Тогда полные потери энергии глюонной струи

$$\Delta E_g(E) = \frac{9C_R E}{\pi^2 \mu^2} \int_{\tau_g}^{\tau_c} d\tau I_0(E, \tau) \frac{n_g}{1 + \frac{4n_q}{9n_g}} + \frac{4C_R E}{\pi^2 \mu^2} \int_{\tau_g}^{\tau_c} d\tau I_0(E, \tau) \frac{n_q}{1 + \frac{9n_g}{4n_q}}, \quad (4.76)$$

где  $I_0(E, \tau)$  есть не что иное, как функция

$$I_1(E, \tau(T)) = \int_0^1 dx \int_{|\vec{k}|_{\min}}^{|\vec{k}|_{\max}} d^2 \vec{k} \alpha_s^2(\tau) \int \frac{d^2 \vec{q} \alpha_s^2(\tau)}{(\vec{q}^2 + \mu^2(\tau))^2} \frac{\vec{k} \vec{q}}{(\vec{k} - \vec{q})^2} \left[ 1 - \cos \frac{(\vec{k} - \vec{q})^2 \tau}{2x(1-x)E} \right]$$

в переменных  $|k|/\mu$  и  $|q|/\mu$ .

Аналогично потери энергии кварковой струи

$$\Delta E_q(E) = \frac{4C_F E}{\pi^2 \mu^2} \int_{\tau_g}^{\tau_c} d\tau I_0(E, \tau) \frac{n_g}{1 + \frac{4n_q}{9n_g}} + \frac{16C_F E}{9\pi^2 \mu^2} \int_{\tau_g}^{\tau_c} d\tau I_0(E, \tau) \frac{n_q}{1 + \frac{9n_g}{4n_q}}, \quad (4.77)$$

где  $C_F = \frac{N_c^2 - 1}{2N_c^2}$ .

Потери энергии находятся численным интегрированием по  $\tau$ .

Оценим потери энергии для SPS энергий: для энергии струи  $E \approx 4$  ГэВ потери составляют  $\approx 100$  МэВ. Такие малые потери связаны с тем, что фаза кварк-глюонной плазмы при энергиях SPS живёт очень мало.

При энергиях RHIC, если потери энергии струи вычислять по теории возмущений, они составят  $\Delta E = 8,5$  ГэВ для  $E = 10$  ГэВ. Отметим, что это очень большие потери энергии, которые не согласуются с подавлением выхода адронов при больших  $p_{\perp}$ , обнаруженным на RHIC. По-видимому, это связано с тем, что теория возмущений не применима вблизи температуры фазового перехода.

Сжатие струй уменьшает энергию струй до её фрагментации, при этом поперечный импульс из-за энергетических потерь смещён на величину  $\Delta E(E)$ . Этот эффект можно учесть, заменив вакуумные функции фрагментации на «эффективные» функции фрагментации

$$\frac{z_c^*}{z_c} D_{h/c}(z_c^*, Q^2),$$

где

$$z_c^* = \frac{z_c}{1 - \Delta E(E)/E}.$$

Тогда сечение рождения адрона в  $AA$  взаимодействиях

$$\begin{aligned} E_n \frac{d\sigma_n^{AA}}{d^3p} &= \int_0^{b_{\max}} d^2\vec{b} d^2\vec{r} t_A(\vec{r}) t_A(|\vec{b} - \vec{r}|) \times \\ &\times \sum_{abcd} \int dx_a dx_b d^2\vec{k}_{\perp,a} d^2\vec{k}_{\perp,b} g_A(k_{\perp,a}, Q^2, \vec{r}) g_A(k_{\perp,b}, Q^2, |\vec{b} - \vec{r}|) \times \\ &\times f_{a/A}(x_a, Q^2, \vec{r}) f_{b/A}(x_b, Q^2, |\vec{b} - \vec{r}|) \frac{d\sigma}{dt} \frac{z_c^*}{z_c} \frac{D_{h/c}(z_c^*, Q^2)}{\pi z_c}, \quad (4.78) \end{aligned}$$

где  $t_A(\vec{r})$  — ядерная функция толщины,  $k_{\perp,a}$  и  $k_{\perp,b}$  — распределения партонов по поперечному импульсу,  $f_{a/A}$  и  $f_{b/B}$  — партонные структурные функции. Обычно функцию распределения партонов по поперечному импульсу  $g_A(k_{\perp})$  выбирают в Гауссовой форме.

Заметим, что «внутренний»  $k_{\perp}$  партонов и уширение поперечного импульса (эффект Кронина) важны для SPS энергий. Однако с ростом энергий спектры становятся всё более пологими, и влияние «внутреннего»  $k_{\perp}$  становится всё менее заметным.

Для 10% центральных столкновений на RHIC  $b_{\max} \approx 0,6R_{Au}$ .

Если в формуле (4.78) пренебречь зависимостью от  $k_{\perp}$  и ввести новые переменные

$$\begin{aligned}
 x_a = x_1 = x_{\perp}^{\pi} \frac{\xi}{2z}, \quad x_b = x^2 = x_{\perp}^{\pi} \frac{\xi}{2z(\xi - 1)}, \\
 x_{\perp}^{\pi} = 2 \frac{p_{\perp}^{\pi}}{\sqrt{s}}, \quad z = \frac{x_{\perp}^{\pi}}{x_{\perp}}, \quad x_{\perp} = 2 \frac{E}{\sqrt{s}}, \quad z = \frac{p_{\perp}^{\pi}}{E}
 \end{aligned} \tag{4.79}$$

и проинтегрировать формулу (4.78) по  $r$  и  $b$ , то получим

$$\begin{aligned}
 E_n \frac{d\sigma_h^{AA}}{d^3p} = \frac{9k}{(p_{\perp}^{\pi})^4} \int_{x_{\perp}^{\pi}}^{z_{\max}} dz \alpha_s^2(Q(z)) z^2 D_{h/g}(z_c^*, \widehat{Q}^2) \frac{1}{1 - \Delta E(z)/E} \times \\
 \times \int_{2z/(2z - x_{\perp}^{\pi})}^{2z/x_{\perp}^{\pi}} d\xi f_{gg}(\xi) \Phi(x_1, x_2) x_1 G_g(x_1) x_2 G_g(x_2) \tag{4.80}
 \end{aligned}$$

для глюонной струи.

В соотношении (4.80)  $Q = \frac{p_{\perp}^{\pi}}{2z}$ ,  $\widehat{Q} = \frac{p_{\perp}^{\pi}}{2z^*}$ ,  $G_g$  — глюонные структурные функции,  $D_{h/g}$  — функция фрагментации глюона в струю адронов,  $k$ -фактор, учитывающий вклад высших порядков теории возмущений. Функция  $\Phi(x_1, x_2)$  учитывает экранирование [75].

Величина  $f_{gg}(\xi)$  есть доля глюон-глюонного рассеяния

$$f_{gg}(\xi) = \frac{3(\xi - 1)}{\xi^4} - \frac{(\xi - 1)^2}{\xi^6} + \frac{1}{(\xi - 1)\xi^3} + \frac{(\xi - 1)^2}{\xi^3}, \tag{4.81}$$

а величины

$$f_{qg}(\xi) = \frac{1 + \xi^2}{\xi^4(\xi - 1)} + \frac{4(\xi - 1)}{9\xi^5} + \frac{4(\xi - 1)}{9\xi^3} \tag{4.82}$$

и

$$f_{qq}(\xi) = \frac{4(1 + \xi^2)}{9\xi^4(\xi - 1)}. \tag{4.83}$$

Величина  $z_{\max}$  в (4.80) находится из соотношения

$$z_c^* = \frac{p_{\perp}^{\pi}}{E - \Delta E}.$$

Например, при  $p_{\perp}^{\pi} = 3, 4, 6$  ГэВ  $z_{\max} = 0,61, 0,64, 0,67$ , соответственно.

Теперь можно оценить фактор подавления

$$\begin{aligned}
 R_{AA}(p_{\perp}) = \frac{dN}{dy d^2p_{\perp}} \\
 \sigma_{in}^{pp} \frac{dN_{pp}}{dy d^2p_{\perp}} \int_0^{b_{\max}} db T_{AA}(b) \tag{4.84}
 \end{aligned}$$

где  $T_{AA}(b)$  — функция перекрытия двух ядер.

Отметим, что если пренебречь сжатием струй и экранированием, то  $R_{AA} = 1$ . Оценки фактора подавления в условиях RHIC дают для  $p_{\perp}^{\pi 0} =$



$= 3, 4, 5, 6$  ГэВ соответствующие значения  $R_{AA} = 0,25, 0,29, 0,33, 0,39$ , что неплохо согласуется с экспериментальными данными.

В гл. 10 будет подробнее обсуждён вопрос о подавлении выходов мезонов с большими поперечными импульсами в AuAu и дейтрон-Au столкновениях и связь этого подавления со сжатием струй.

## 4.10. Коллективное расширение ядерной материи в столкновениях релятивистских ядер

Как мы уже отмечали, в столкновениях релятивистских ядер может сформироваться термализованная среда, состоящая из адронов или кварков. Такой среде должны быть присущи коллективные явления, например, коллективное расширение. Так, поперечная энергия в событии будет содержать не только компоненту, связанную с температурным хаотическим движением, но и компоненту коллективного движения. Например, если средняя поперечная энергия, приходящаяся на одну частицу при адронизации, составляет  $\sim 300$  МэВ, то при изоэнтропическом расширении это означает, что «истинная» температура составляла  $\sim 300$  МэВ, но ядерное вещество участвовало в коллективном движении со скоростью  $\beta = v/c \approx 0,5$ .

Ожидается, что коллективное движение ядерного вещества должно усиливаться при переходе от энергии SPS к RHIC и LHC. Это предположение оправдывается: данные RHIC при  $p_{\perp} < 1$  ГэВ фитируются при радиальной скорости  $v_{\perp} \approx 0,6c$ , в то время как для SPS  $v_{\perp} \approx 0,4c$ .

Существует несколько подходов к анализу течения ядерной жидкости. Один из них [76] основан на фитировании распределений по  $p_{\perp}$  или  $dN/dy$  для различных частиц, используя предположение о локальном термодинамическом равновесии и гидродинамическом расширении. В этом случае можно получить информацию о начальных условиях, уравнении состояния и температуре вымораживания. Однако такой подход является модельно зависимым. Отнюдь не очевидно, что термодинамическое равновесие устанавливается в столкновениях релятивистских ионов. В другом подходе [77] изучаются азимутальные распределения частиц и их анизотропия. При этом источник анизотропии может быть разным: гидродинамические течения вследствие градиентов давления, экранирование и т.д. Общим является лишь коллективное поведение в процессе множественного рождения.

Азимутальные распределения частиц можно построить в достаточно узких интервалах (псевдо) быстрот из различных величин, таких, как поперечный импульс, множественность или поперечная энергия. Обычно делят интервал (псевдо) быстрот, входящий в аксептанс, на более мелкие интервалы, чтобы при этом достаточно большое число частиц попадало в каждый интервал. Иногда вводят различные веса, соответствующие разным частицам, или изучаются различные функции  $p_{\perp}$ , множественности. Например, если хотят исследовать вклад частиц

с большими  $p_{\perp}$  в коллективное течение, можно изучать  $p_{\perp}^2(\phi)$  вместо  $p_{\perp}(\phi)$  или выбирать частицы с поперечными импульсами, большими определённой величины.

Обозначим азимутальную функцию распределения через  $r(\phi) = dp_{\perp}(\phi)/d\phi$ , где  $p_{\perp}(\phi)$  — полный поперечный импульс частиц, испускаемых под азимутальным углом  $\phi$ .

Функцию  $r(\phi)$  можно построить в каждом событии и представить в виде разложения Фурье, поскольку  $r(\phi)$  — периодическая функция:

$$r(\phi) = \frac{x_0}{2\pi} + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (x_n \cos(n\phi) + y_n \sin(n\phi)). \quad (4.85)$$

Коэффициенты в этом разложении определяются через интегралы от  $r(\phi)$  с весами, пропорциональными  $\cos(n\phi)$  или  $\sin(n\phi)$ . Для конечного числа частиц интегралы представляют собой суммы по всем частицам в заданном интервале (псевдо) быстрой:

$$\begin{aligned} x_n &= \int_0^{2\pi} r(\phi) \cos(n\phi) d\phi = \sum_{\nu} r_{\nu} \cos(n\phi_{\nu}), \\ y_n &= \int_0^{2\pi} r(\phi) \sin(n\phi) d\phi = \sum_{\nu} r_{\nu} \sin(n\phi_{\nu}), \end{aligned} \quad (4.86)$$

где индекс  $\nu$  соответствует всем частицам,  $\phi_{\nu}$  — азимутальный угол  $\nu$ -той частицы.

В отсутствии течения ядерной жидкости и пренебрегая флуктуациями, функция  $r(\phi)$  — константа,  $r(\phi) = \frac{x_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sum_{\nu} r_{\nu}$ .

При этом все Фурье-коэффициенты, кроме одного, обращаются в ноль.

Возникновение поперечной анизотропии ожидается при столкновениях ядер с отличным от нуля прицельным параметром.

Пусть  $z$  — ось вдоль пучка, её обычно называют продольным направлением, а поперечная плоскость —  $(x, y)$ . Прицельный параметр в плоскости  $(x, y)$  вместе с осью  $z$  образуют плоскость реакции, и угол  $\psi_r (0 \leq \psi_r \leq 2\pi)$  плоскости реакции — это угол между осью  $x$  и плоскостью реакции.

Каждой паре коэффициентов Фурье,  $x_n$  и  $y_n$ , соответствует ненулевая компонента  $v_n = \sqrt{x_n^2 + y_n^2}$  и угол  $\psi_n (0 \leq \psi_n \leq 2\pi)$  « $n$ -го типа» течения:

$$x_n = v_n \cos(n\psi_n), \quad y_n = v_n \sin(n\psi_n). \quad (4.87)$$

Если имеется коллективное течение ядерного вещества, то  $r(\phi) \neq \text{const}$ , и форма распределения уже не окружность с центром в точке ноль.

Первая гармоника ( $v_1$ ) соответствует общему сдвигу распределения в поперечной плоскости, такое течение называется ориентированным («directed flow»). Если пренебречь флуктуациями, то из-за симметрии ориентированное течение совпадает с углом плоскости реакции (отталкивательное течение) или с противоположным направлением  $\psi_1 = = \psi_r + \pi$  (притягивающее течение).

Ненулевая вторая гармоника ( $v_2$ ) описывает эксцентриситет эллипсоидального распределения. Количественно  $v_2$  есть разность между большой и малой полуосью эллипса. Если  $\psi_2 = \psi_r$ , то большая полуось лежит в плоскости реакции, в то время как эллипс ориентирован перпендикулярно плоскости реакции.

Коэффициент  $v_3$  отличен от нуля для асимметричных ядерных столкновений, когда асимметрия в течении связана с различными размерами сталкивающихся ядер. Как видно из предыдущего рассмотрения, в каждом случае нужно знать плоскость реакции. Очень важно детектировать течение ядерного вещества без использования информации о точном расположении плоскости реакции в каждом событии.

При рассмотрении флуктуаций величины  $v_n$  становятся уже функциями распределения. Рассмотрим влияние флуктуаций множественности на течение ядерного вещества. Поскольку двухчастичные корреляции весьма слабые [78], будем считать все частицы в событии независимыми и распределёнными с дисперсией  $\sigma_0^2$ . Будем считать при этом, что число частиц в выбранном интервале (псевдо) быстрот велико ( $N \gg 1$ ). При этих предположениях в отсутствии течения ядерного вещества распределение вероятностей величин  $(v_1, \psi_1)$  имеет Гауссову форму:

$$\frac{d^2w}{dv_1 d\psi_1} = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{v_1^2}{2\sigma^2}\right), \quad (4.88)$$

причём пик находится в начале координат. Дисперсия распределения

$$\sigma^2 = \sigma_x^2 = \sigma_y^2 = N\langle r_i^2 \rangle \langle \cos^2(\phi_i) \rangle = \frac{N\langle r_i^2 \rangle}{2} = N\sigma_0^2, \quad (4.89)$$

где  $N$  — число частиц в рассматриваемом интервале (псевдо) быстрот.

Начнём обсуждение флуктуаций с ориентированного течения. При наличии течения каждое событие характеризуется величиной течения и углом. Для событий с одинаковыми параметрами течения центр распределения (4.88) будет сдвинут в полярной системе координат в точку  $(\tilde{v}_1, \psi_1)$ . Предположим, что и для сдвинутого распределения статистические флуктуации (4.89) те же самые. Выберем  $\tilde{v}_1$  как параметр, характеризующий величину течения, этот параметр зависит от прицельного параметра столкновения. Как известно (гл. 3), прицельный параметр скоррелирован с такими наблюдаемыми величинами как поперечная энергия, энергия в калориметре нулевых углов и т.д. Используя эти корреляции, можно отобрать экспериментально события с одинаковой величиной течения. Распределение по углу  $\psi_1$  должно быть однородным.

Проинтегрируем выражение (4.88) по  $\psi'_i = \psi_1 - \psi_r$

$$\begin{aligned} \frac{dw}{v_1 dv_1} &= \frac{1}{2\pi\sigma^2} \int_0^\infty d\psi'_1 \exp\left(-\frac{\tilde{v}_1 + v_1^2 - 2\tilde{v}_1 v \cos(\psi'_1)}{2\sigma^2}\right) = \\ &= \frac{1}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{\tilde{v}_1^2 + v_1^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{\tilde{v}_1 v_1}{\sigma^2}\right), \end{aligned} \quad (4.90)$$

где  $I_0$  — модифицированная функция Бесселя. Экстремум этого выражения определяется из уравнения

$$\tilde{v}_1 I_1\left(\frac{v_1 \tilde{v}_1}{\sigma^2}\right) - v_1 I_0\left(\frac{v_1 \tilde{v}_1}{\sigma^2}\right) = 0. \quad (4.91)$$

Это выражение имеет локальный минимум при  $v_1 = 0$ , если  $\tilde{v}_1/\sigma > \sqrt{2}$ . Поэтому наблюдение такого минимума в экспериментальных данных есть достаточное условие возникновения течения.

Отметим, что функциональная форма (4.90), которая допускает существование в нуле локального минимума распределения, предложена в работе [79].

Как уже отмечалось выше, для определения течения необходимо знать положение плоскости реакции. Заметим, что плоскость реакции можно определить для каждой гармоники анизотропного течения. Вектор течения  $Q_n$  и угол  $\psi_n$   $n$ -й гармоники распределения выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} Q_n \cos(n\psi_n) &= X_n = \sum_i w_i \cos(n\phi_i), \\ Q_n \sin(n\psi_n) &= Y_n = \sum_i w_i \sin(n\phi_i), \\ \psi_n &= \frac{1}{n} \operatorname{tg}^{-1} \frac{\sum_i w_i \sin(n\phi_i)}{\sum_i w_i \cos(n\phi_i)}. \end{aligned} \quad (4.92)$$

В этих выражениях суммирование проводится с весами  $w_i$  по всем частицам в событии. Веса подбираются таким образом, чтобы максимально точно определить положение плоскости реакции [80].

Какие качественно новые явления наблюдаются в ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях по сравнению с  $pp$  столкновениями и  $e^+e^-$  аннигиляцией? Как первоначально планировалось, в  $AA$  взаимодействиях должен достигаться качественно новый динамический режим, характеризующийся малым микроскопическим масштабом  $l$  (длиной свободного пробега) по сравнению с макроскопическим масштабом  $L$  (размером системы),  $l \ll L$ .

Если такой режим достигнут, то фэйрбол, рождённый в столкновениях тяжёлых ионов, можно рассматривать как макроскопический объём. Тогда адекватно термодинамическое описание объёмных свойств системы и гидродинамическое описание её пространственно-временной эволюции.

Отметим, что статистические модели хорошо «работают» при описании столкновений тяжёлых ионов, но они же успешны и для описания данных в  $pp$  и  $e^+e^-$  аннигиляции. Почему это происходит, до конца не ясно и в настоящее время. По-видимому, в  $pp$  и  $e^+e^-$  рождаются многочастичные системы, но они остаются макроскопическими малыми, в них не проявляются коллективные эффекты. В столкновениях тяжёлых ионов на RHIC обнаружено коллективное движение ядерной материи, т. е. макроскопическое поведение действительно наблюдается. Справедливости ради следует подчеркнуть, что течение ядерного вещества присутствует и при энергиях AGS и ниже, но его источник там другой, чисто ядерный, не связанный со множественным рождением частиц.

Первые попытки связать экспериментальные данные с коллективным поперечным расширением были сделаны в работе [81] для энергий BEVALAC и [82] для  $pp$  взаимодействий на ISR CERN. Идея анализа очень простая: коллективная скорость расширения по-разному сказывается на спектрах лёгких и тяжёлых частиц. Поскольку  $\pi$ -мезоны — ультрарелятивистские, их спектр имеет экспоненциальную форму по  $p_{\perp}$ : из-за смещения, вызванного коллективным течением, спектр остаётся экспоненциальным с параметром наклона  $T^* = T\gamma$ . Для тяжёлых частиц эффект другой: например, для очень тяжёлой частицы отсутствует «температурная» составляющая скорости, т. е. температурный спектр  $\sim \delta(\bar{p})$ . При смещении, вызванном течением, аргумент  $\delta$ -функции изменяется на  $mv_{\perp}$ ,  $v_{\perp}$  — скорость поперечного расширения. Оказалось, однако, что при энергиях CERN спектры  $\pi, K, N$  в протон-протонных столкновениях обладают свойством  $m_{\perp}$  скейлинга:

$$\frac{dN}{dp_{\perp}^2} \sim \exp\left(-\frac{m_{\perp}}{T}\right), \quad (4.93)$$

где  $m_{\perp}^2 = p_{\perp}^2 + m^2$ , причём наклон  $T$ -универсальный для всех частиц без каких-либо указаний на коллективное расширение. Как ожидалось, подобная картина должна быть справедливой и при столкновениях тяжёлых ионов сравнимых энергий.

Однако данные CERN по ядро-ядерным столкновениям показали, что наклон  $m_{\perp}$  спектра зависит от массы частиц. Это можно видеть на рис. 4.21, наклон спектра по  $p_{\perp}$  («температура»  $T$ ) растёт линейно с ростом массы частиц.

На рис. 4.22 представлены спектры пионов, каонов и протонов (антипротонов), измеренные при различных величинах прицельного параметра на RHIC, как функции разности  $m_{\perp} - m_{\pi}$  ( $a$ ),  $m_{\perp} - m_K$

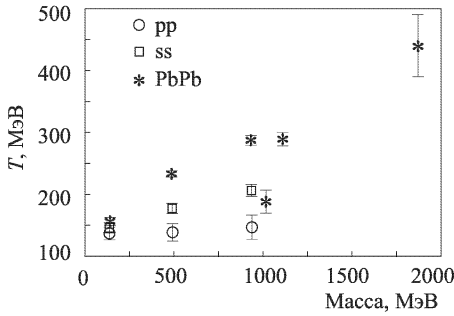


Рис. 4.21

(б),  $m_{\perp} - m_p$  (в), где  $m_{\perp i} = \sqrt{p_{\perp i}^2 + m_i^2}$ ,  $i = \pi, K, p$ . Спектры можно аппроксимировать двумя параметрами — температурой вымораживания и средней скоростью расширения  $\langle \beta \rangle$ . Как видно из этого рисунка, параметры  $T_{kin}$  и  $\langle \beta \rangle$  слабо зависят от центральности столкновения:  $T_{kin}$  уменьшается, а  $\langle \beta \rangle$  растёт. Заметим, что температура установ-

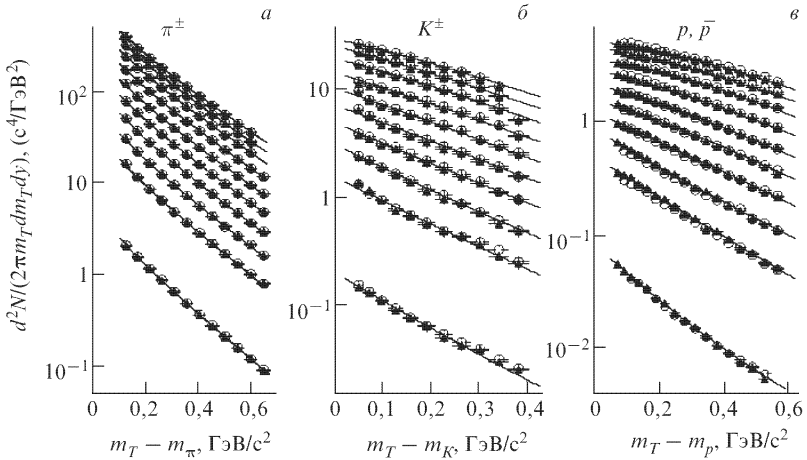


Рис. 4.22

ления химического равновесия  $T_{ch}$  также не зависит от центральности. При энергиях RHIC скорость поперечного расширения  $v_{\perp} \approx 0,7$ , а гидродинамические предсказания с различными параметрами наклона спектров справедливы вплоть до импульсов  $p_{\perp} \approx 2$  ГэВ. Впервые обнаружено пересечение пионных и протонных спектров, т.е. пионов и протонов образуется примерно одинаковое число при  $p_{\perp} \approx 2 \div 5$  ГэВ. В нецентральных столкновениях ядер вторичные частицы участвуют в «эллиптическом» течении. Причина такого течения состоит в том,

что спектаторные нуклоны движутся вдоль пучка, а образующийся файербол имеет асимметричную форму. Если в такой системе имеется давление, то его градиент больше в направлении прицельного параметра ( $x$ -направление), чем в более протяжённом  $y$ -направлении.

В этом случае материя расширяется, главным образом в  $x$  направлении. Как уже отмечалось выше, распределение частиц по азимутальному углу  $\phi$  можно представить в виде

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{v_0}{2\pi} + \frac{v_2}{\pi} \cos(2\phi) + \frac{v_4}{\pi} \cos(4\phi) + \dots \quad (4.94)$$

Каждая из  $v_i$  — функция центральности (прицельного параметра), быстроты, поперечного импульса и типа частиц.

На рис. 4.23 представлены данные коллабораций E877, NA49 и STAR по эллиптическому течению (коэффициент  $v_2$ ) в зависимости от энергии столкновения (или множественности), а также сравнение с гидродинамическими расчётами [83].

Видно, что зависимость  $v_2$  от центральности определяется начальной пространственной анизотропией системы, контролируемой параметром  $\varepsilon = \frac{\langle y^2 - x^2 \rangle}{\langle y^2 + x^2 \rangle}$ ,  $x, y$  — поперечные координаты эллиптического течения. Кроме того,  $v_2$  при энергиях RHIC растёт с ростом множественности, и этот рост описывается гидродинамикой.

В гидродинамике предполагается выполнение локальных законов сохранения для тензора энергии-импульса  $T^{\mu\nu}$  и сохранения токов  $J_i^\mu$ :

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0, \quad \partial_\mu J_i^\mu = 0. \quad (4.95)$$

В состоянии равновесия  $T^{\mu\nu}$  и  $J_c^\mu$  связаны с объёмными свойствами жидкости следующими соотношениями:

$$T^{\mu\nu} = (\varepsilon + p)u^\mu u^\nu - pg^{\mu\nu}, \quad J_i^\mu = n_i u^\mu. \quad (4.96)$$

В этих выражениях  $\varepsilon$  — плотность энергии,  $p$  — давление,  $n_i$  — плотность соответствующих токов,  $u^\mu = \gamma(1, \vec{v})$  — собственная скорость элемента жидкости. В сильных взаимодействиях сохраняющимися то-

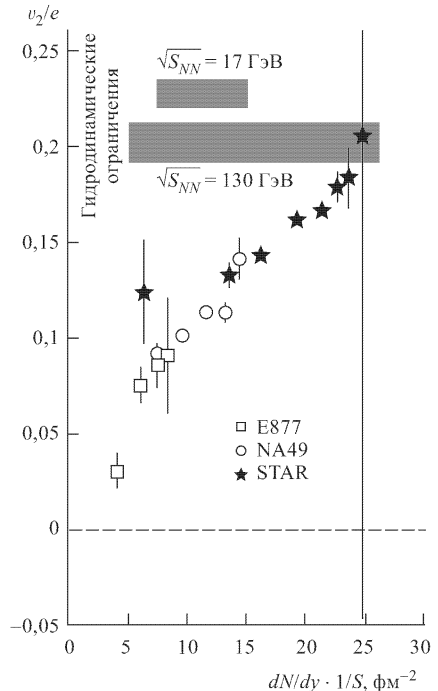


Рис. 4.23

ками являются изоспин ( $J_I^\mu$ ), странность ( $J_S^\mu$ ) и барионное число ( $J_B^\mu$ ). Отметим снова, что гидродинамические уравнения справедливы тогда, когда микроскопическая длина (например, длина свободного пробега  $l$ ) мала по сравнению с размером системы  $L$ .

Можно учесть в первом порядке по  $l/L$  и диссипативные эффекты. При этом тензор  $T^{\mu\nu}$  и токи не сохраняют энтропию состояния, она монотонно растёт в процессе эволюции.

Диссипативные поправки к тензору  $T^{\mu\nu}$  и токам можно записать в следующем виде

$$\begin{aligned} \delta T_{\mu\nu} &= \eta \left( \nabla_\mu u_\nu + \nabla_\nu u_\mu - \frac{2}{3} \Delta_{\mu\nu} \nabla_\rho u_\rho \right) + \zeta \nabla_{\mu\nu} \Delta \rho, \\ \delta J_\mu &= k \left( \frac{\eta T}{\varepsilon + p} \right)^2 \nabla_\mu \left( \frac{\mu\beta}{T} \right), \end{aligned} \quad (4.97)$$

где три коэффициента  $\eta$ ,  $k$ ,  $\zeta$  есть вязкость, объёмная вязкость и теплопроводность. В выражениях (4.97) использованы следующие проекционные операторы на систему покоя элемента жидкости:

$$\nabla_\mu = \Delta_{\mu\nu} \partial_\nu, \quad \Delta_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - u_\mu u_\nu. \quad (4.98)$$

Отметим, что для материи, несущей вакуумные квантовые числа и характеризуемой температурой, нельзя определить коэффициент теплопроводности.

Интересно связать величину коэффициента вязкости  $\eta$  с физическими наблюдаемыми. Если звуковые волны в рассматриваемой среде имеют частоту  $\omega$  и волной вектор  $\vec{q}$ , то закон дисперсии следующий:

$$\omega = C_s q - \frac{i}{2} \vec{q}^2 \Gamma_s, \quad \Gamma_s = \frac{4}{3} \frac{\eta}{\varepsilon + p}. \quad (4.99)$$

Для того, чтобы выяснить, как эти параметры входят в гидродинамические уравнения, рассмотрим пример 1-мерного расширения со скоростью  $u_\mu = (t, 0, 0, z/\tau)$ , где  $\tau^2 = t^2 - z^2$  — собственное время. В этой модели расширения все объёмы элементов жидкости увеличиваются линейно со временем, причём элементы жидкости движутся по прямым линиям из точки столкновения.

При этом условие сохранения энтропии позволяет получить следующее уравнение:

$$\frac{ds(\tau)}{d\tau} + \frac{s}{\tau} = 0, \quad (4.100)$$

которое имеет очевидное решение  $s = \text{const} / \tau$ . Если ввести диссипативные поправки, то

$$\frac{1}{\varepsilon + p} \cdot \frac{d\varepsilon}{d\tau} = \frac{1}{s} \frac{ds}{d\tau} = -\frac{1}{\tau} \left( 1 + \frac{4\eta/3 + \zeta}{(\varepsilon + p)\tau} \right). \quad (4.101)$$



Видно, что если пренебречь величиной  $\zeta$  в (4.101), то в правой части возникает величина  $\Gamma_s$ , поэтому  $\Gamma_s$  характеризует величину диссипативных поправок. Поскольку поправка отрицательна, общий положительный знак указывает на дополнительную генерацию энтропии в процессе расширения.

На рис. 4.24 показана зависимость параметра течения  $v_2$  от  $p_\perp$  при различных значениях отношения  $\Gamma_s/\tau$ . Видно, что для  $p_\perp \leq 1$  ГэВ данные коллаборации STAR описываются предположением  $\sqrt{s}/\tau_0 = 0$ , а при  $p_\perp > 1$  ГэВ необходимо использовать ненулевые значения  $\sqrt{s}/\tau_0$ .

В заключение этого раздела отметим, что анализ экспериментальных данных ЦЕРН и RHIC указывает на коллективный характер эволюции ядерного вещества в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов. Однако далеко не очевидно, в какой (каких) фазах происходит это расширение: кварк-глюонной или адронной плазмы.

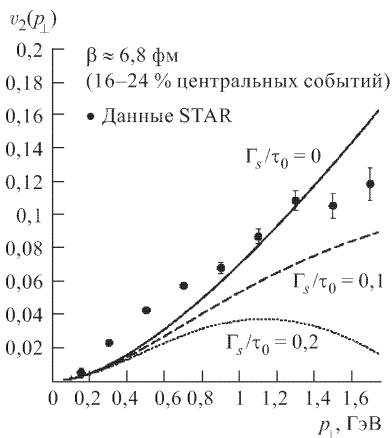


Рис. 4.24

## 4.11. Рождение странных частиц в КГП и адронной плазме

В столкновениях релятивистских тяжёлых ионов предсказывается усиление выхода странных частиц по сравнению с адрон-адронными или адрон-ядерными взаимодействиями. Например, отношение  $K^+/\pi^+$  в экспериментах по столкновениям ядер на АГС в Брукхейвене и SPS в ЦЕРН больше примерно в 2 раза, чем в адрон-адронных взаимодействиях при тех же энергиях. Эти данные трудно интерпретировать как сигнал образования кварк-глюонной плазмы, поскольку процессы перерасеяния частиц в нагретом адронном газе также приводят к росту отношения  $K/\pi$ . Исторически рост отношения  $K/\pi$  в ядро-ядерных взаимодействиях рассматривался как сигнал формирования КГП. Существуют по крайней мере две причины усиления выхода странных частиц в событиях с образованием КГП.

1. Независимо от барионной плотности, пороговые энергии для рождения странных частиц (странных кварков) в КГП гораздо ниже, чем для образования странных барионов и мезонов в адронной фазе. В адронной фазе странные мезоны или барионы возникают при столкновении двух нестранных адронов. Типичная реакция  $p + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+ + n$  с наиболее низким порогом требует энергий, больших

671 МэВ. В кварк-глюонной плазме порог образования двух странных кварков  $s\bar{s}$  в системе их покоя составляет 300 МэВ, т. е. заметно ниже, чем в адронной фазе. При данной температуре плотность невзаимодействующих странных кварков больше, чем плотность невзаимодействующих  $K$ -мезонов. Кроме того, масса  $K$ -мезона  $\approx 494$  МэВ гораздо больше массы токового  $s$ -кварка  $m_s \approx 180 \pm 30$  МэВ.

2. Вторая причина усиления странности существенна при высоких барионных плотностях ядерной материи, формируемых в областях фрагментации сталкивающихся ядер. Принцип Паули запрещает рождение пар лёгких кварков  $u\bar{u}$  и  $d\bar{d}$ . Для  $s\bar{s}$ -пар такого запрета нет. Выход лёгких пар кварков подавлен большим барионным химическим потенциалом  $\mu_B$ , а для  $s\bar{s}$  подавление связано только с массой странного кварка. Кроме того,  $\bar{u}$  и  $\bar{d}$  кварки имеют заметную вероятность рекомбинации с  $u$  и  $d$  кварками с формированием глюонов. Для странных кварков вероятность рекомбинации в глюоны гораздо меньше. Вследствие расширения ядерной материи и уменьшения температуры процесс  $gg \rightarrow s\bar{s}$  выходит из теплового равновесия, т. е. процесс идёт в прямом и не идёт в обратном направлении.

В среде, обогащённой  $u$  и  $d$  кварками, число безмассовых  $\bar{u}$  или  $\bar{d}$  кварков

$$n(\bar{u}) = 6 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\exp\{(p + \mu)/T\} + 1}. \quad (4.102)$$

Это число следует сравнить с числом странных кварков

$$n(s) = 6 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\exp\{(p^2 + m_s^2)^{1/2}/T\} + 1}. \quad (4.103)$$

При  $\mu \gg m_s$ , как видно из (4.102) и (4.103),  $n(\bar{u}) \ll n(s)$ . В низшем порядке теории возмущений КХД  $s\bar{s}$ -пары рождаются при слиянии двух глюонов или аннигиляции лёгких кварков и антикварков, причём доминирующим механизмом является глюонный.

Как было уже отмечено выше, для дилептонов и фотонов достаточно сосчитать их скорость генерации в единице объёма ядерного вещества. Из-за очень малого сечения электромагнитных взаимодействий дилептоны и фотоны испускаются плазмой без вторичных взаимодействий. Странные же кварки участвуют в последующей эволюции, и этим они существенно отличаются от дилептонов и фотонов.

Странные кварки входят в состав странных адронов после перехода КГП в адронную фазу. В свою очередь странные адроны взаимодействуют с другими странными и нестранными адронами, поэтому плотность странных частиц  $dn/dt$  зависит от времени. Ниже мы увидим, что в случае статической плазмы  $dn/dt$  равняется  $dn/dt|_{t=0}$ , т. е. плотности кварков в момент начала рождения странных кварков. Далее,  $dn/dt \rightarrow 0$ , когда достигается равновесное значение плотности. Конечно, возникает вопрос: достигается ли вообще равновесное значение плотности странных кварков в столкновениях релятивистских

ионов? Всё зависит от соотношения времён установления равновесия  $\tau_{\text{eq}}(n(\tau_{\text{eq}})) = n_s^{\text{eq}}$  и времени существования фазы, в которой рассматривается эволюция странных частиц.

Можно ожидать, что конкретный выбор сценария эволюции ядерной материи гораздо существеннее для странных частиц, чем для лептонов и фотонов. Далее будет определено дифференциальное уравнение, описывающее время установления равновесия странных частиц.

Считаем, что скорость генерации  $R_p$  странных кварков в КГП столь велика, что их плотность быстро достигает химически равновесного значения  $n_s^{\text{eq}}$ . Следующее предположение состоит в том, что система расширяется и остывает столь быстро, что избыток странности сохраняется во времени, несмотря на возможность аннигиляции  $s\bar{s}$  в глюоны. Чтобы получить отношения выходов частиц в момент распада системы на невзаимодействующие частицы, сделаем следующие предположения:

а) рассматривается бьёркеновская картина расширения в пренебрежении вязкостью, теплопроводностью и поперечным расширением ядерной материи;

б) в центральной области ( $y \approx 0$ ) барионная плотность равна нулю;

в) будем использовать для описания эволюции ядерной материи уравнение состояния модели мешков. Как известно, в этой модели имеется фазовый переход 1-го рода.

Тогда для расширяющейся КГП скорость изменения плотности странных кварков  $n_s$  задаётся следующим уравнением:

$$\frac{dn_s(t)}{dt} = R_p(T(t)) \left\{ 1 - \left[ \frac{n_s(t)}{n_s^{\text{eq}}(T(t))} \right]^2 \right\} - \frac{n_s(t)}{t}. \quad (4.104)$$

В этом выражении  $n_s^{\text{eq}}$  — равновесная плотность странных кварков, зависящая от времени через температуру  $T$ . Величина  $R_p$  определяет число  $s\bar{s}$ -пар, рождающихся в единицу времени в единице объёма ядерной материи:

$$R_p(a_1 + a_2 \rightarrow X) = \frac{1}{1 + \delta_{a_1 a_2}} \int \frac{d^3 \vec{K}_1}{(2\pi)^3} f(\vec{K}_1) \int \frac{d^3 \vec{K}_2}{(2\pi)^3} f(\vec{K}_2) \times \\ \times \sigma(a_1 + a_2 \rightarrow X; \vec{K}_1 \vec{K}_2) v_{\text{rel}}, \quad (4.105)$$

где

$$f(\vec{K}) = \exp \left\{ -\frac{\sqrt{K^2 + m_a^2}}{T} \right\}$$

и  $m_a$  — масса частиц  $a_1$  и  $a_2$ . В (4.105) из-за принципа Паули пренебрегается взаимодействием в конечном состоянии, что соответствует центральной области быстрот с нулевым барионным зарядом. Фактор  $1/(1 + \delta)$  исключает двойной учёт рождения  $s\bar{s}$ -пар при слиянии двух глюонов. Относительная скорость частиц  $a_1$  и  $a_2$  обозначена  $v_{\text{rel}}$ . Нако-

нец, сечение  $\sigma$  соответствует конкретному механизму генерации  $s\bar{s}$ -пар в рассматриваемом фазовом состоянии системы.

Сделаем ещё несколько замечаний, поясняющих уравнение эволюции странности (4.104). Последнее слагаемое в (4.104) описывает уменьшение плотности  $s\bar{s}$ -пар за счёт расширения системы. Плотность странных частиц будет уменьшаться по тому же закону, что и плотность энтропии, т. е.  $\sim 1/t$ , если объём растёт линейно со временем. Первое слагаемое в (4.104) характеризует скорость рождения  $s\bar{s}$ -пар для нерасширяющейся ядерной материи. Ограничиваясь в правой части (4.104) статическим слагаемым, имеем

$$\tau_{\text{eq}} = \frac{n_{\text{eq}}}{2R_p}, \quad (4.106)$$

т. е. высокая скорость  $R_p$  генерации  $s\bar{s}$ -пар предполагает малое время установления равновесия  $\tau_{\text{eq}}$ .

Скорость остывания ядерной материи зависит от выбранного сценария эволюции. В фазе КГП с уравнением состояния в модели мешков зависимость температуры от времени

$$T(t) = T_i \left( \frac{t_i}{t} \right)^{1/3}. \quad (4.107)$$

Другие величины, входящие в (4.104): равновесная плотность  $n_s^{\text{eq}}$  странных частиц и скорость генерации  $R_p$  ( $gg$  или  $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ ), вычисляются в фазе КГП. Плотность  $n_s^{\text{eq}}$  обычно выбирается в виде бoльцмановской экспоненты. Скорость генерации  $R_p$  вычислена в работе [84] и учитывает сечения КХД процессов  $gg \rightarrow s\bar{s}$ ,  $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$  и  $d\bar{d} \rightarrow s\bar{s}$ . Наконец, для решения уравнения для плотности  $n_s(t)$  в фазе КГП нужно задать начальные условия. Так как считается, что в сталкивающихся ядрах странных кварков нет, будем полагать  $n_s(t_i) = 0$ , где  $t_i$  — время формирования кварк-глюонной плазмы.

Сохраняющейся величиной в процессе расширения является разность между числом странных и антистранных частиц. Только если странные и антистранные частицы не взаимодействуют между собой, их числа сохраняются по отдельности. Таким образом, если плотность  $s$ -кварков, связанная с образованием  $K^-$ -мезона, сохраняется, то это означает, что кварки и мезоны в обеих фазах представляют собой идеальные газы. Как уже обсуждалось выше, из вычислений на пространственно-временных решётках следует, что картина идеального кваркового или адронного газа неверна в окрестности температуры фазового перехода  $T_c$ . Поэтому при наличии взаимодействия между  $s$ - и  $\bar{s}$ -кварками не совсем понятно, какая величина является мерой, определяющей содержание странных частиц той или иной фазы.

Обратимся теперь к эволюции странных частиц от момента адронизации КГП до развала системы на невзаимодействующие частицы. Вид уравнения эволюции, подобного (4.104), зависит от сценария расширения. В работе [85] рассмотрены два сценария: фазовый переход 1-го

рода и фазовый переход 2-го рода с перегревом и переохлаждением ядерной материи. В первом случае система расширяется адиабатически, находится в состоянии локального термодинамического равновесия, и можно использовать максвелловское условие сосуществования двух фаз в смешанном состоянии. Скорость образования адронных состояний больше скорости расширения, поэтому доля  $(1 - f(t))$  адронной фазы возникает сразу после достижения системой критической температуры  $T_c$ . Это происходит в момент времени

$$t_1 = \left(\frac{T_i}{T_c}\right)^3 t_i. \quad (4.108)$$

После этого температура остаётся постоянной до тех пор, пока все кварки и глюоны не перейдут в адроны, и смешанная фаза прекратит своё существование. Обе фазы вносят вклад в плотность энтропии согласно соотношению

$$s(t) = f(t)s_p(T_c) + [1 - f(t)]s_h(T_c), \quad (4.109)$$

где  $s_p$  и  $s_h$  — плотности энтропии в фазе КГП и адронной фазе. Объединяя последнее соотношение с временной зависимостью  $s(t)$ , получим

$$f(t) = \frac{37}{34} \left(\frac{T_i}{T_c}\right)^3 \frac{t_i}{t} - \frac{3}{34}. \quad (4.110)$$

Фаза КГП трансформируется в адронную фазу в момент времени  $t_2$ , которое следует из условия  $f(t_c) = 0$ :

$$t_2 = \frac{37}{3} t_1. \quad (4.111)$$

Второй сценарий фазового перехода (с перенагревом и переохлаждением) реализуется тогда, когда граница между фазой КГП и адронной фазой содержит избыток энергии, т.е. велико поверхностное натяжение между «каплями» КГП и адронной фазой. В этом случае фазовый переход происходит с некоторой задержкой, при температуре  $T_p < T_c$ . Адронная фаза находится в перегретом состоянии при температурах  $T_h > T_c$ , а КГП — в переохлаждённом состоянии при  $T_p < T_c$ .

В обоих сценариях скорости изменения  $dn/dt$  плотности кварков и плотности  $K^-$ -мезонов определяются временами нахождения системы в адронной и кварковой фазах. В максвелловском сценарии температура остаётся постоянной и равной  $T_c$ , а в сценарии с перегревом (переохлаждением) она уменьшается от температур  $T_h > T_c$  к  $T_c$ .

Наконец, для нахождения плотности  $K^-$ -мезонов нужно найти величины  $R_h(T(t))$  и  $R_h(T_c)$  в адронной фазе. В адронной фазе основными процессами генерации  $K^\pm$ -мезонов являются:  $\pi^+\pi^- \rightarrow K^+ + K^-$ ,  $\pi^-\pi^0 \rightarrow K^-K^0$  и  $\pi^0\pi^0 \rightarrow K^+K^-$ .

В столкновениях тяжёлых ионов нельзя наблюдать плотности  $n_s(t)$ . Вместо плотностей следует рассматривать отношения числа частиц, например,  $K^-/\pi^-$ . Тогда отношение

$$\frac{K^-}{\pi^-} \sim \frac{n_s}{n_{\pi^-}}, \quad (4.112)$$

где  $n_s$  — плотность странных частиц в момент развала системы на невзаимодействующие адроны и  $n_{\pi^-}$  — плотность  $\pi^-$  мезонов. Для безмассовых пионов пионная плотность пропорциональна плотности энтропии  $s_h \sim T^3$ , которая практически совпадает с полной плотностью энтропии адронного газа. Тогда отношение выходов частиц

$$\frac{K^-}{\pi^-} \sim \frac{n_s}{s_h}. \quad (4.113)$$

Это отношение следует сравнить с  $n_s(\text{плазма})/S_p$  — отношением числа странных кварков в фазе КГП к плотности энтропии этого состояния. Вопрос состоит в том, что является мерой содержания странных кварков в фазе КГП. В работе [86] вместо отношения  $n_s/s$  использовано отношение  $n_s/n_d$  ( $n_d$  — плотность  $d$  кварков). Однако величиной, которой соответствует  $n_{\pi^-}$  в фазе КГП, является плотность энтропии  $s$ , а не  $n_d$ , так как степени свободы  $u$  и  $d$  кварков и глюонов должны адронизоваться в  $\pi$ -мезоны.

Зависимости  $n_s/s$  и  $n_s/n_{\text{eq}}$  от времени вычислены для трёх сценариев эволюции ядерной материи: фазового перехода 1-го рода ( $M$ ); сценария с перегретой (переохлаждённой) ядерной материей без изменения энтропии ( $\Delta S = 0$ ) и с удвоением энтропии при критической температуре  $T_c$  ( $\Delta S = S$ ). Чем выше начальные температуры, тем быстрее плотность  $n_s$  достигает равновесного значения. Окончательное отношение  $K^-/\pi^-$  как функция начальной температуры  $T_i$  показано на рис. 4.25 для трёх сценариев эволюции и трёх наборов параметров, соответствующих пунктирной, сплошной и точечной кривым. Параметрами в расчётах являлись  $\alpha_s$ , масса странного кварка  $m_s$  и время формирования КГП  $t_i$ . Очевидно, в сценариях ( $\Delta S = S$  и  $\Delta S = 0$ ) с перегревом (переохлаждением) отношения  $K^-/\pi^-$  слабо зависят от начальной температуры  $T_i$  и других параметров. Отношения  $K^-/\pi^-$  находятся в интервале 0,21–0,25, при этом химически равновесное значение составляет 0,217. Эти отношения в случае столкновений тяжёлых ионов гораздо больше, чем в  $p\bar{p}$ -взаимодействиях, для которых  $K^-/\pi^- \approx 0,07 \pm 0,02$ . Для фазового перехода 1-го рода такое усиление (на фактор примерно три) возможно лишь при оптимистическом выборе параметров (пунктир на рис. 4.25) при всех начальных температурах  $T_i \geq 200$  МэВ.

Для реалистических параметров (сплошная линия на рис. 4.25) фактор три можно получить при  $T_i > 250$  МэВ, а для «пессимистического» набора параметров (точечная кривая на рис. 4.25) — даже при больших начальных температурах. Усиление отношения  $K^-/\pi^-$  на

фактор три по сравнению с  $p\bar{p}$ -столкновениями иногда трактуется как косвенный сигнал формирования кварк-глюонной плазмы. В отсутствие фазового перехода первого рода время жизни было бы настолько коротким, что отношение  $K^-/\pi^-$  не достигало бы равновесного значения. Поэтому, в отличие от дилептонов и фотонов,  $K^-$ -мезоны не являются пробниками высокотемпературной кварковой фазы, поскольку их избыток зависит от характера фазового перехода и последующей эволюции в адронной фазе.

Интересно проследить чувствительность отношения  $K/\pi$  к характеру фазового перехода адроны — кварк-глюонная плазма. Чаще всего КГП представляется как идеальный газ кварков, антикварков и глюонов, находящихся в фазе деконфайнмента. Однако вычисления на пространственно-временных решётках указывают на то, что связанные состояния чармония существуют вплоть до температур  $T \approx 1,5T_c$  [87]. Более того, временные корреляторы и при температурах  $T \sim \sim 3T_c$  ещё не достигают асимптотического поведения. При температурах  $T > T_c$  сильная «константа связи» изменяется вплоть до масштабов экранирования. При этом возможно формирование связанных кулоновских состояний кварков и антикварков, а также связанных глюонных состояний [88]. Таким образом вблизи  $T_c$  КГП представляет собой отнюдь не газ слабо взаимодействующих кварков, антикварков и глюонов. При  $T \sim T_c$  определяющими являются непертурбативные взаимодействия КХД.

Будем предполагать, что вблизи  $T_c$  формируются капли размером  $R \approx 1 \div 2$  фм, состоящие из кварков, антикварков и глюонов, находящихся в фазе деконфайнмента. Кроме того, состояние системы должно быть синглетом по отношению к преобразованиям из цветовой группы SU(3). Синглетная природа такой КГП изменяет импульсные распределения кварков, антикварков и глюонов [89]:

$$f_{q(\bar{q})}(K, R, T) = \frac{2K^2}{\pi^2} \left(1 - \frac{1}{2(KR)^2}\right) \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m e^{-\frac{K(m+1)}{T}} e^{-(m+1)^2 \left(\frac{K^2}{4DT^2} + \frac{C}{3}\right)}, \quad (4.114)$$

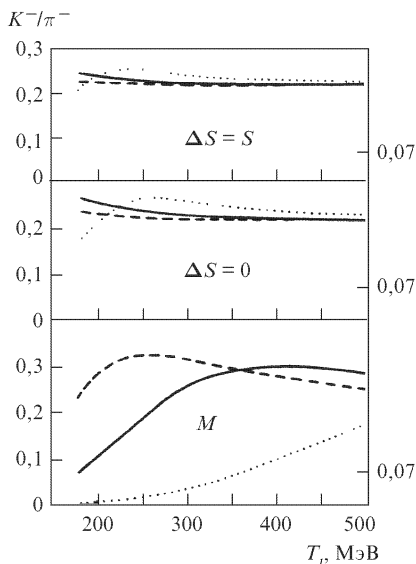


Рис. 4.25

$$f_q(K, R, T) = \frac{K^2}{\pi^2} \left( 1 - \frac{2}{(KR)^2} \right) \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m e^{-\frac{K(m+1)}{T}} e^{-(m+1)^2 \left( \frac{K^2}{4DT^2} + \frac{1}{C} \right)},$$

где

$$K = |\vec{K}|,$$

$$C = \frac{32}{9} \pi R^3 T^3 + \frac{20}{3\pi} RT, \quad D = \frac{148}{135} \pi^3 R^3 T^3 - \frac{38}{27} \pi RT. \quad (4.115)$$

При  $RT \gg 1$  из соотношений (4.114) и (4.115) получаем распределения Ферми и Бозе для невзаимодействующего газа кварков, антикварков и глюонов. Как видно из этих же соотношений, условие синглетности подавляет кварковые и глюонные моды с импульсами  $K \leq 1/R$ , причём к условию синглетности более «чувствительны» глюонные функции распределения.

Вычислим скорость рождения  $s\bar{s}$  кварков с функциями распределения (4.114) и (4.115). Как уже отмечалось выше, каналами генерации странных кварков и антикварков  $s\bar{s}$  являются  $gg \rightarrow s\bar{s}$  и  $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ . Тогда скорость генерации  $s\bar{s}$  пар, т.е. число  $s\bar{s}$  пар, рождённых в единице объёма плазмы имеет две компоненты:  $A(R, T) = A_{gg \rightarrow s\bar{s}} + A_{q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}}$ . При этом

$$A_{gg \rightarrow s\bar{s}}(R, T) = \frac{4}{\pi^4} \int_{4m_s^2}^{\infty} dS \cdot S \sigma_{gg \rightarrow s\bar{s}} \times \\ \times \left[ \int_0^{\infty} dK_1 \int_0^{\infty} dK_2 \vartheta(4K_1 K_2 - S) f_g(K_1, R, T) f_g(K_2, R, T) \right],$$

$$A_{q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}}(R, T) = \frac{9}{4\pi^4} \int_{4m_s^2}^{\infty} dS \cdot S \sigma_{q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}} \times \\ \times \left[ \int_0^{\infty} dK_1 \int_0^{\infty} dK_2 \vartheta(4K_1 K_2 - S) f_q(K_1, R, T) f_{\bar{q}}(K_2, R, T) \right], \quad (4.116)$$

где  $\sigma_{gg \rightarrow s\bar{s}}$  и  $\sigma_{q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}}$  [90] сечения реакций  $qq \rightarrow s\bar{s}$  и  $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ .

На рис. 4.26 представлено отношение скоростей рождения  $A_{gg}/A_{q\bar{q}}$  как функции величины  $RT$ . Как видно из этого рисунка, для идеальной КГП в пределе  $RT \gg 1$  полная скорость генерации определяется глюон-глюонным слиянием. Однако при  $RT \sim 1 \div 2$  основным каналом генерации  $s\bar{s}$  пар является аннигиляция лёгких кварков и антикварков. Плотность энтропии при этом возрастает вдвое при  $RT \sim 1 \div 2$ .

Таким образом, как отмечено в работе [91], отношение  $K/\pi$  как функция множественности рождённых частиц или, числа участников в ядро-ядерном столкновении может быть немонотонной: при числе



нуклонов — участников  $\sim 100$  в Рb + Рb взаимодействиях возможно возникновения минимума.

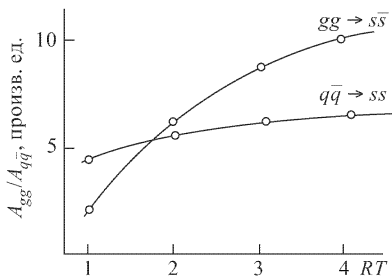


Рис. 4.26

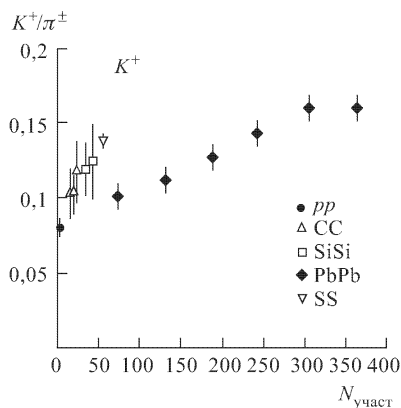


Рис. 4.27

Указания на существование подобного минимума имеются в данных коллаборации NA49 (ЦЕРН). На рис. 4.27 представлено отношение  $K^+/\pi^\pm$  в  $p + p$ ,  $C + C$ ,  $Si + Si$ ,  $S + S$  и  $Pb + Pb$  при энергиях 158 ГэВ/нуклон как функция числа участников столкновения. Поведение  $K/\pi$  от  $N_{\text{part}}$  действительно оказывается немонотонным: в районе  $N_{\text{part}} \approx 60$  (это центральные соударения для ядер серы) отношения  $K/\pi$  примерно на 50% больше, чем для  $Pb + Pb$  взаимодействий с  $N_{\text{part}} \approx 60$  (периферическое столкновения).

Рассмотренный пример показывает, что  $K/\pi$  отношение весьма чувствительно к динамике фазового перехода и поэтому может служить его сигналом.

Отношения  $K^+/\pi^+$  и  $K^-/\pi^-$  измерялись в экспериментах E802 на AGS и NA34 в ЦЕРН. В обоих экспериментах исследовалась кинематическая область рождённых частиц, соответствующая областям фрагментации ядер (с ненулевым барионным зарядом), поэтому результаты нельзя сравнивать с теоретическими оценками, предполагающими нулевой барионный заряд. Однако в обоих экспериментах видна одна и та же тенденция: отношение  $K^+/\pi^+$  растёт на фактор два по сравнению с адрон-адронными и адрон-ядерными взаимодействиями. Отношение  $K^-/\pi^-$  при этом практически не меняется. Однако это не означает, к сожалению, что кварк-глюонная плазма формируется в этих экспериментах. Для многих частиц, содержащих странные кварки, равновесные значения плотностей в нагретом адронном газе сравнимы с плотностями странных кварков в фазе КПП. Система же в равновесном состоянии «забывает» о способе своего формирования.

## АДРОННАЯ И ФОТОННАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

### 5.1. Метод НВТ интенсивной интерферометрии

Метод НВТ интенсивной интерферометрии был впервые предложен в работах Копылова и Подгорецкого [92, 93] и использован в радиоастрономии для определения размеров звёзд по корреляциям испускаемых ими фотонов. Как отмечали в своих работах Браун и Твисс [94, 95], «если испускание происходит из двух точек и когерентно, то и флуктуации интенсивности сигналов от этих двух точек тоже коррелированы». Как обычно в квантовой механике, амплитуда сигнала есть квадрат суммы амплитуд  $A_1$  и  $A_2$ :

$$|A_1 + A_2|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + (A_1^* A_2 + A_1 A_2^*), \quad (5.1)$$

последнее слагаемое  $V = A_1^* A_2 + A_1 A_2^*$  представляет собой часть сигнала, чувствительную к расстоянию между точками испускания (1 и 2). Это интерференционное слагаемое может как усиливать, так и ослаблять сигнал. На этом квантовомеханическом свойстве основан метод НВТ.

В физике частиц метод НВТ был применён Голдхабером, Ли и Пайсом. В 1960 году они изучали на Беватроне (LBL, USA) угловые корреляции тождественных пионов в  $p\bar{p}$ -аннигиляции. В эксперименте наблюдалось усиление выхода пионных пар при малых относительных импульсах, и это усиление объяснялось конечностью размеров распадающейся  $p\bar{p}$  — системы и конечностью квантовомеханической локализации распадных пионов. В развитие этих идей было постепенно осознано, что корреляции тождественных частиц, испускаемых возбуждённой ядерной материей, чувствительны не только к геометрии системы, но также к её времени жизни.

Начнём с обсуждения соотношения между пространственно-временной плотностью  $S(x, k)$  источника испускания частиц и одночастичным спектром  $E_p \frac{dN}{d^3\vec{p}}$ , а также двухчастичной корреляционной функции

ей  $C(\vec{q}, \vec{k})$  для пар тождественных бозонов:

$$E_p \frac{dN}{d^3\vec{p}} = \int d^4x S(x, p),$$

$$C(\vec{q}, \vec{k}) \approx 1 + \frac{\left| \int d^4x S(x, k) e^{iqx} \right|^2}{\left| \int d^4x S(x, k) \right|^2} \approx 1 + \lambda(\vec{k}) \exp \left[ - \sum_{ij} R_{ij}^2(\vec{k}) \vec{q}_i \vec{q}_j \right], \quad (5.2)$$

где  $q = p_1 - p_2$ ,  $k = (p_1 + p_2)/2$ .

Основная задача метода интерферометрии состоит в том, чтобы извлечь из экспериментальных данных функцию  $S(x, k)$ , которая характеризует источник испускания частиц в столкновениях тяжёлых ионов. В частности, нас будет интересовать пространственно-временная интерпретация НВТ параметров  $R_{ij}^2(\vec{k})$ . Кроме этих радиусов, метод НВТ позволяет оценить время испускания, поперечные и продольные размеры источника.

## 5.2. Корреляции частиц из пространственно-временных распределений

Попытаемся получить двухчастичную корреляционную функцию тождественных бозонов, имея заданную функцию испускания. Выберем симметризованную волновую функцию испускания двух тождественных бозонов в точках, характеризующихся векторами  $\vec{x}_1$  и  $\vec{x}_2$  с импульсами  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_2$ :

$$\Psi_{12}(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{1}{2} \exp(i\vec{p}_1 \vec{x}_1 + i\vec{p}_2 \vec{x}_2 + i\vec{p}_1 \vec{x}_2 + i\vec{p}_2 \vec{x}_1). \quad (5.3)$$

При этом пространственное распределение точек испускания пусть описывается функцией  $\rho(\vec{x})$ . Тогда двухчастичный коррелятор  $C(\vec{q})$  есть фурье-преобразование от пространственного распределения:

$$C(\vec{q}) = \int d^3\vec{x}_1 d^3\vec{x}_2 \rho(\vec{x}_1) \rho(\vec{x}_2) |\Psi_{12}|^2 = 1 + |\bar{\rho}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)|^2. \quad (5.4)$$

Извлечение пространственного распределения  $\rho(\vec{x})$  из измеренного импульсного спектра представляет собой обратное преобразование Фурье. Как известно, решение единственно, если  $\rho(\vec{x})$  — вещественно и положительно. Соотношение (5.4), однако, не вполне удовлетворительно, поскольку не позволяет изучать временную эволюцию источника испускания. Гораздо информативнее использовать лоренц-инвариантные одно- и двухчастичные распределения для каждого сорта частиц:

$$P_1(\vec{p}) = E \frac{dN}{d^3\vec{p}} = E \langle \hat{a}_p^+ \hat{a}_p \rangle, \quad (5.5)$$

$$P_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = E_1 E_2 \frac{dN}{d^3\vec{p}_1 d^3\vec{p}_2} = E_1 E_2 \langle \hat{a}_{\vec{p}_1}^+ \hat{a}_{\vec{p}_2}^+ \hat{a}_{\vec{p}_2} \hat{a}_{\vec{p}_1} \rangle.$$

Эти распределения включают усреднения  $\langle \dots \rangle$  по ансамблю событий операторов рождения и уничтожения, характеризующих процесс столкновения. По определению, двухчастичная корреляционная функция тождественных частиц пропорциональна отношению двухчастичных и одночастичных спектров:

$$C(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = N \frac{P(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{P_1(\vec{p}_1)P_2(\vec{p}_2)}, \quad (5.6)$$

где  $N$  — нормировочный фактор. Этот фактор можно определить, связав спектры частиц с инклюзивными дифференциальными сечениями или требуя определённого асимптотического поведения коррелятора (5.6) при больших относительных импульсах  $\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$ .

Одно- и двухчастичные спектры частиц можно связать с инклюзивными дифференциальными сечениями следующим образом:

$$P_1(\vec{p}) = E \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma_\pi}{d^3\vec{p}}, \quad P_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = E_1 E_2 \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma_{\pi\pi}}{d^3\vec{p}_1 d^3\vec{p}_2}. \quad (5.7)$$

При этом спектры нормированы так, что

$$\int \frac{d^3\vec{p}}{E} P_1(\vec{p}) = \langle \hat{N} \rangle, \quad \int \frac{d^3\vec{p}_1 d^3\vec{p}_2}{E_1 E_2} P_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \langle \hat{N}(\hat{N} - 1) \rangle, \quad (5.8)$$

где  $\hat{N} = \int d^3k a_k^+ a_k$ . Нормировочную константу в (5.6) можно выбрать двумя способами:

а)  $N = 1$ ;

б) нормируя числитель и знаменатель порознь на единицу, что даёт

$$N = \frac{\langle \hat{N} \rangle^2}{\langle \hat{N}(\hat{N} - 1) \rangle}. \quad (5.9)$$

Поскольку в любом случае  $N$  не зависит от относительных импульсов, выбор нормировки не изменяет пространственно-временной трактовки корреляционной функции.

Пренебрегая кинематическими ограничениями, следующими из конечности числа частиц в событии, можно предположить, что факторизация справедлива при больших относительных импульсах  $\vec{q}$ . Поскольку при малых  $\vec{q}$  корреляционная функция больше единицы, то  $\langle \hat{N}(\hat{N} - 1) \rangle > \langle N^2 \rangle$ , т. е. больше, чем пуассоновские флуктуации множественности. Это естественное следствие бозе-эйнштейновских корреляций.

Выбор нормировочной константы (5.9) позволяет рассматривать коррелятор как фактор, связывающий двухчастичное дифференциальное сечение  $d\sigma_{\pi\pi}^{BE}/d^3\vec{p}_1 d^3\vec{p}_2$  реального мира (где бозе-эйнштейновская

симметризация существует) с идеализированным миром, в котором бозе-эйнштейновская симметризация отсутствует:

$$\frac{d\sigma_{\pi\pi}^{BE}}{d^3\vec{p}_1 d^3\vec{p}_2} = C(\vec{q}, \vec{K}) \frac{d\sigma_{\pi\pi}^{NO}}{d^3\vec{p}_1 d^3\vec{p}_2}. \quad (5.10)$$

При этом с нормировкой (5.9) фактор  $C(\vec{q}, \vec{K})$  обеспечивает равенство полных сечений  $\sigma_{\pi\pi}^{BE, \text{tot}} = \sigma_{\pi\pi}^{NO, \text{tot}}$ .

Из экспериментальных данных двухчастичный коррелятор извлекается путём выбора «действительных» и «смешанных» пар. «Действительные» пары — это пары, относящиеся к одному событию. «Смешанные» пары выбираются случайным образом из различных событий. Тогда корреляционная функция определяется отношением (в каждом бине) распределения  $D_A$  «действительных» пар к распределению  $D_R$  «смешанных» пар:

$$\begin{aligned} D_A(\Delta\vec{q}, \Delta\vec{K}) &= \frac{\text{число «действительных» пар в бине } (\Delta\vec{q}, \Delta\vec{K})}{\text{число «действительных» пар в событии}}, \\ D_R(\Delta\vec{q}, \Delta\vec{K}) &= \frac{\text{число «смешанных» пар в бине } (\Delta\vec{q}, \Delta\vec{K})}{\text{число «смешанных» пар в событии}}, \\ C(\Delta\vec{q}, \Delta\vec{K}) &= \frac{D_A(\Delta\vec{q}, \Delta\vec{K})}{D_R(\Delta\vec{q}, \Delta\vec{K})}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Число «смешанных» пар, приходящихся на одну «действительную» пару, обычно выбирается между 10 и 50.

Двухчастичный коррелятор в (5.11) совпадает с теоретическим определением (5.6), если распределение «смешанных» пар  $D_R$  совпадает с нормированным произведением одночастичных спектров. Поскольку и «действительные», и «смешанные» распределения нормированы на полные множественности частиц, определение коррелятора (5.11) соответствует нормировке

$$N = \frac{\langle \hat{N} \rangle^2}{\langle \hat{N}(\hat{N} - 1) \rangle}. \quad (5.12)$$

Обратимся теперь к вычислению импульсных корреляций тождественных пионов, рождённых в столкновениях тяжёлых ионов.

Рождение пионов описывается уравнением Клейна–Гордона для пионного поля  $\hat{\varphi}(x)$ :

$$(\square + m^2)\hat{\varphi}(x) = \hat{J}(x), \quad (5.13)$$

где  $\square$  — оператор Даламбера.

Однако это уравнение не слишком информативно, поскольку оператор тока  $\hat{J}(x)$  связан с пионным полем и его вид, строго говоря, неизвестен. В этом случае обычно используется классическая параметризация ядерного тока, заменяющая оператор  $\hat{J}(x)$  классической коммутирующей пространственно-временной функцией  $J(x)$ . В качестве обоснования этого приближения можно отметить, что в момент

распада системы на невзаимодействующие пионы свойства источника испускания пионов не меняются при испускании одного пиона. Это предположение вполне оправдано для событий с большой множественностью. Для классического источника  $J(x)$  конечное пионное состояние является когерентным состоянием  $|J\rangle$ , которое есть собственное состояние аннигиляционного оператора

$$\hat{a}_p |J\rangle = i\tilde{J}(p) |J\rangle. \quad (5.14)$$

Используя это соотношение, можно вычислить одно- и двухчастичные спектры (5.5). Обычно классический ток выбирается как суперпозиция независимых функций источника  $\tilde{J}_0$ :

$$\tilde{J}(\vec{p}) = \sum_{i=1}^N e^{i\varphi_i} e^{ipx_i} \tilde{J}_0(p - p_i). \quad (5.15)$$

Если фазы  $\varphi_i$  в выражении (5.15) случайны, то говорят о хаотическом испускании частиц, в этом случае в (5.2) параметр  $\lambda = 1$ . В более общем случае, когда фазы  $\varphi_i$  не случайны, параметр  $\lambda < 1$ .

Рассмотрим более подробно случай хаотических источников, т.е. суперпозиции элементарных источников  $J_0$ , расположенных в точках фазового пространства  $x_i, p_i$  со случайными фазами  $\varphi_i$ . Тогда усреднённые по ансамблю одно- и двухчастичные спектры (5.5) имеют вид

$$\langle \hat{O} \rangle = \sum_{N=0}^{\infty} P_N \prod_{i=1}^N \int d^4x_i d^4p_i \rho(x_i, p_i) \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi_i}{2\pi} \langle J | \hat{O} | J \rangle, \quad (5.16)$$

где  $\hat{O} = P_1(\vec{p})$  или  $\hat{O} = P_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ ;  $P_N$  — распределение вероятностей для  $N$  источников  $\left( \sum_{N=0}^{\infty} P_N = 1 \right)$ ;  $\rho(x_i, p_i)$  — нормированные вероятности, описывающие распределение элементарных источников в фазовом пространстве. Прямым следствием усреднения по ансамблю (5.16) является факторизация двухчастичного распределения в двухточечные функции:

$$P_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{\langle N(N-1) \rangle_p}{\langle N \rangle_p^2} (P_1(\vec{p}_1)P_1(\vec{p}_2) + |\tilde{S}_J(\vec{p}_1, \vec{p}_2)|^2), \quad (5.17)$$

где

$$\tilde{S}_J(\vec{p}_1, \vec{p}_2) \equiv \sqrt{E_1 E_2} \langle \hat{a}_{\vec{p}_1}^+ \hat{a}_{\vec{p}_2} \rangle = \sqrt{E_1 E_2} \langle \tilde{J}^*(\vec{p}_1) \tilde{J}(\vec{p}_2) \rangle$$

и

$$\langle N(N-1) \rangle_p = \sum_{N=0}^{\infty} P_N N(N-1), \quad \langle N \rangle_p = \sum_{N=0}^{\infty} P_N N.$$

Здесь  $N$  — число источников, а не число испущенных пионов. Для пуассоновского распределения по множественности фактор  $\langle N(N-1) \rangle_p / \langle N \rangle_p^2 = 1$ .

Используя соотношение (5.17), получаем для двухчастичного коррелятора связь с функцией источника

$$C(\vec{q}, \vec{K}) = 1 + \frac{\left| \int d^4x S(x, K) e^{iqx} \right|^2}{\int d^4x S(x, p_1) \int d^4y S(y, p_2)}. \quad (5.18)$$

Если функция источника имеет плавную зависимость от импульса, то можно осуществить замену

$$S\left(x, K - \frac{q}{2}\right) S\left(y, K + \frac{q}{2}\right) \approx S(x, K) S(y, K). \quad (5.19)$$

В этом приближении выражение (5.18) сводится к соотношению (5.2). Функция источника в выражении (5.2) интерпретируется как вероятность испускания частицы с импульсом  $K$  из пространственно-временной точки  $x$  в области столкновения ядер.

Отметим, что в выражении (5.2) индексы  $i, j$  соответствуют трём из четырёх компонент вектора  $q$ . Четвёртая компонента вектора  $q$  фиксируется условием нахождения частицы в конечном состоянии на массовой поверхности:

$$q \cdot K = \frac{1}{2} (p_1^2 - p_2^2) = 0, \quad q_0 = \frac{\vec{K} \cdot \vec{q}}{K_0}. \quad (5.20)$$

Связь между НВТ радиусами и пространственно-временной структурой функции источника можно установить, используя гауссову параметризацию функции источника:

$$S(x, K) \approx S(\bar{x}(K), K) \exp \left[ -\frac{1}{2} \tilde{x}^\mu(K) B_{\mu\nu} \tilde{x}^\nu(K) \right]. \quad (5.21)$$

При этом пространственно-временные коэффициенты  $\tilde{x}^\mu$  определяются по отношению к «эффективному» центру источника  $\tilde{x}(K)$ :

$$\tilde{x}^\mu(K) = x^\mu - \bar{x}^\mu(K), \quad \bar{x}^\mu(K) = \langle x^\mu \rangle(K), \quad (5.22)$$

где  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение с функцией источника  $S(x, K)$ :

$$\langle f \rangle(K) = \frac{\int d^4x f(x) S(x, K)}{\int d^4x S(x, K)}. \quad (5.23)$$

Выбор матрицы  $(B^{-1})_{\mu\nu}(K) = \langle \tilde{x}_\mu \tilde{x}_\nu \rangle(K)$  означает, что гауссова параметризация (5.21) имеет пространственно-временные ширины распределения такие же, как и истинная функция источника.

Подставляя (5.21) в выражение (5.2), получим:

$$C(\vec{q}, \vec{K}) = 1 + \exp \left[ -q_\mu q_\nu \langle \tilde{x}^\mu \tilde{x}^\nu \rangle(K) \right]. \quad (5.24)$$

Отметим, что поскольку коррелятор зависит от относительных расстояний  $\tilde{x}^\mu$ , невозможно получить информацию о положении центров испускания.

Наконец, обсудим функцию  $\lambda(\vec{K})$  в выражении (5.2), которая характеризует превышение корреляционной функции над единицей при  $q = 0$ . Параметр  $\lambda$  равен единице для хаотического источника и меньше единицы для источника с частично когерентным испусканием. На практике, однако, существует много причин для отличия  $C(q = 0)$  от двойки. Например, испускание пионов долгоживущими резонансами приводит к образованию протяжённого источника, и эта протяжённость характеризуется наличием узкого пика в корреляционной функции. Кроме того, кулоновские поправки и конечное разрешение изменяют параметр  $\lambda$ .

### 5.3. НВТ в центральных азимутально-симметричных столкновениях релятивистских ядер

Рассмотрим более подробно центральные столкновения, выбрав для их описания координатную систему, представленную на рис. 5.1, при этом направление «long»

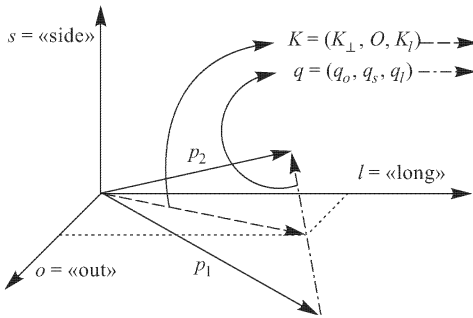


Рис. 5.1

соответствует направлению пучка. В поперечной плоскости направление «out» выбрано параллельно поперечной компоненте импульса  $K_{\perp}$  пары частиц, а оставшаяся координата соответствует «side» направлению. В этом случае ось «out» можно независимо вращать для каждой частицы пары. Тогда азимутальная симметрия источника частиц

в центральных соударениях переходит в отражательную симметрию по отношению к «side» направлению:

$$S(x, y, z, t; K_{\perp}, K_l) = S(x, -y, z, t; K_{\perp}, K_l). \quad (5.25)$$

Замена  $\tilde{y} \rightarrow -\tilde{y}$  соответствует  $q_s \rightarrow -q_s$  симметрии двухчастичной корреляционной функции (5.21). В параметризации [96] корреляционной функции учтена эта симметрия:

$$C(\vec{q}, \vec{K}) = \exp \left[ -R_0^2(\vec{K})q_0^2 - R_s^2(\vec{K})q_s^2 - R_l^2(\vec{K})q_l^2 - 2R_{0l}^2(\vec{K})q_0q_l \right]. \quad (5.26)$$

Эта параметризация основана на трёх компонентах  $q_0(out)$ ,  $q_s(side)$ ,  $q_l(long)$  относительного импульса. Временная компонента определяется условием нахождения на массовой поверхности:

$$q^0 = \vec{\beta}\vec{q}, \quad \vec{\beta} = (\beta_{\perp}, 0, \beta_l), \quad \vec{\beta} = \frac{\vec{K}}{K_0}. \quad (5.27)$$



Для того чтобы выразить НВТ радиусы  $R_i^2(\vec{K})$  в терминах пространственно-временных переменных  $\langle \tilde{x}_\mu \tilde{x}_\nu \rangle(K)$ , нужно ввести ограничение массовой поверхностью  $q^0 = \beta \vec{K}$  в коррелятор (5.24) и сравнить результат с гауссовой параметризацией (5.2) коррелятора. Тогда НВТ радиусы будут связаны [96] с различными комбинациями пространственных и временных характеристик системы, образованной при столкновении ядер:

$$\begin{aligned} R_s^2(K) &= \langle \tilde{y}^2 \rangle(K), & R_0^2(K) &= \langle (\tilde{x} - \beta_\perp \tilde{t})^2 \rangle(K), \\ R_t^2(K) &= \langle (\tilde{z} - \beta_t \tilde{t})^2 \rangle(K), \\ R_{0t}^2(K) &= \langle (\tilde{x} - \beta_\perp \tilde{t})(\tilde{z} - \beta_t \tilde{t}) \rangle(K), \\ R_{0s}^2(K) &= 0, & R_{st}^2(K) &= 0. \end{aligned} \tag{5.28}$$

Отражательная симметрия  $y \rightarrow -y$  функции источника приводит к тому, что линейные по  $\tilde{y}$  пространственно-временные характеристики  $\langle \tilde{x}_\mu \tilde{x}_\nu \rangle(K)$  обращаются в ноль. Для центральных (азимутально-симметричных) столкновений только семь пространственно-временных характеристик  $\langle \tilde{x}_\mu \tilde{x}_\nu \rangle(K)$  отличны от нуля, и эти семь характеристик определяют четыре отличных от нуля НВТ радиуса  $R_{ij}^2(K)$ .

### 5.4. Интерпретация пространственно-временных характеристик

Как мы уже обсуждали, пространственно-временные характеристики  $\langle \tilde{x}_\mu \tilde{x}_\nu \rangle(K)$  зависят от импульса пары  $K$ . Для того, чтобы понять физический смысл этих характеристик, предположим, что мы наблюдаем расширение сильновзаимодействующей материи. Часть этого объёма движется по направлению к наблюдателю. Поэтому спектр частиц, испускаемых этой частью объёма сильновзаимодействующей материи, испытывает голубое смещение. Другие части движутся от наблюдателя, и частицы, испущенные ими, испытывают красное смещение. Поэтому, если наблюдатель изучает эволюцию ядерной материи с помощью фильтра, пропускающего лишь определённые длины волн, он может видеть только часть объёма расширяющейся ядерной материи. В НВТ интерферометрии роль такого волнового фильтра играет импульс  $\vec{K}$  пары тождественных частиц. Направление  $\vec{K}$  соответствует направлению, в котором область взаимодействия ядер «наблюдается». Как отмечено в работе [97], «наблюдатель видит область однородности». Ситуация проиллюстрирована на рис. 5.2. В зависимости от направления и модуля  $\vec{K}$  измеряются различные области объёма расширяющейся ядерной материи. Центр «области однородности»  $\langle x_\mu \rangle$  зависит от  $\vec{K}$  и находится между центром области столкновения ядер и наблюдателем. В гауссовом приближении «область однородности» описывается четырёхмерным

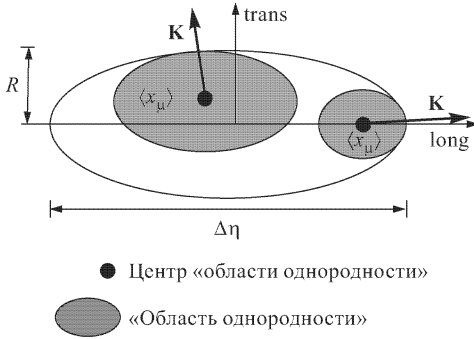


Рис. 5.2

пространственно-временным эллипсоидом, центрированным в точках  $\langle \tilde{x}_\mu \rangle(\vec{K})$ . Ширины «области однородности» определяются пространственно-временными характеристиками  $\langle \tilde{x}_\mu \tilde{x}'_\nu \rangle(K)$ .

### 5.5. Модельные параметризации функции источника

Основные свойства системы сильно взаимодействующих частиц в момент её развала на невзаимодействующие частицы (вымораживания) определяются её размерами в пространственных и временных направлениях, коллективными динамическими переменными (например, скоростью  $u_\mu(x)$ ) и случайными динамическими компонентами (например, температурой). Модельные параметризации функции источника  $S(x, K)$  как раз и учитывают эти зависимости. При этом модельные параметры извлекаются при фитировании одно- и двухчастичных спектров.

В качестве примера рассмотрим источник, находящийся в состоянии локального термодинамического равновесия при температуре  $T$ . Размеры источника задаются поперечной шириной  $R$ , пространственно-временной быстротой с шириной  $\Delta\eta$ , собственным временем испускания  $\tau_0$ , распределённым с шириной  $\Delta\tau$ . Поперечное и продольное расширение системы приводит к продольному течению ядерного вещества с поперечной компонентой  $\eta_t = \eta_f \frac{r}{R}$  вблизи точки вымораживания, характеризующейся поперечным градиентом  $\eta_f$  и коллективной скоростью

$$u_\mu(x) = \left( \text{ch } \eta \text{ ch } \eta_t, \frac{x}{r} \text{ sh } \eta_t, \frac{y}{r} \text{ sh } \eta_t, \text{ sh } \eta \text{ ch } \eta_t \right). \quad (5.29)$$

В переменных собственного времени  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$  и быстроты  $\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{t+z}{t-z}$  функция источника может быть представлена в следующей

форме [98, 99]:

$$S_\alpha(x, p) = \frac{2J_\alpha + 1}{(2\pi)^3 \sqrt{2\pi} \Delta\tau} m_\perp \operatorname{ch}(y - \eta) \exp\left[-\frac{p u(x) - \mu_\alpha}{T}\right] \times \\ \times \exp\left[-\frac{r^2}{2R^2} - \frac{\eta^2}{2(\Delta\eta)^2} - \frac{(\tau - \tau_0)^2}{2(\Delta\tau)^2}\right]. \quad (5.30)$$

В этом выражении индекс  $\alpha$  характеризует сорт частицы,  $m_\perp = \sqrt{p_\perp^2 + m^2}$  — её поперечная масса,  $\mu_\alpha$  — химический потенциал. Функция (5.30) определяется модельными параметрами  $T$ ,  $\eta_f$ ,  $R$ ,  $\Delta\eta$ ,  $\Delta\tau$ ,  $\Delta\tau_0$ ,  $\mu_\alpha$ .

Отметим, что эта параметризация была успешно использована для анализа данных с SPS ЦЕРН. Обсудим общие свойства параметризации (5.30) функции источника. Для «side» радиуса ( $R_s$ ), используя метод седловой точки ( $\Delta\eta = \infty$ ,  $\Delta\tau = 0$ ), можно получить

$$R_s^2(K_\perp) \approx \frac{R^2}{1 + \frac{m_\perp^2}{T} \eta_f^2}. \quad (5.31)$$

Величина этого радиуса пропорциональна размеру источника ( $R$ ), но также зависит от поперечного расширения  $\eta_f$ . Для продольного радиуса имеем

$$R_t^2 \approx \tau_0^2 \frac{T}{m_\perp}. \quad (5.32)$$

Зависимость продольного радиуса от  $m_\perp$  более сильная, чем для  $R_s^2$ , и это есть следствие продольного расширения, учтённого в параметризации (5.30).

Разность квадратов радиусов  $R_0^2 - R_s^2$  в параметризации (5.30) пропорциональна квадрату времени испускания тождественных частиц

$$R_0^2 - R_s^2 \approx \beta_\perp^2 \langle \tilde{t}^2 \rangle. \quad (5.33)$$

Отметим, что соотношение (5.33) не содержит вклада от  $\langle \tilde{x} \tilde{t} \rangle$  корреляционного члена, который равен нулю в параметризации (5.30), но присутствует в гидродинамической модели.

В заключение обсудим влияние распадов резонансов на НВТ радиусы. Пионы от распадов резонансов, как правило, испускаются в более поздние времена и на больших расстояниях, чем «прямые» пионы. Для параметризаций типа (5.30) влияние резонансов на НВТ радиусы невелико, и тому есть, по крайней мере, три причины:

а) область испускания тяжёлых резонансов гораздо меньше, чем для «прямых» пионов;

б) большие распадные ширины резонансов (например,  $\rho$  или  $\Delta$ ) и их нерелятивистский скорости подразумевают, что эти распады происходят в пределах области испускания «прямых» пионов;

в) резонансы с большими временами жизни ( $\eta, \eta'$ ) распадаются на таких больших расстояниях, что распадшие пионы интерферируют с «прямыми» пионами только при малых ( $|\vec{q}| < 1$  МэВ) относительных импульсах. Это порождает пик в корреляционной функции при  $|\vec{q}| < 1$  МэВ, который, однако, уже экспериментального разрешения.

## 5.6. Фотонная интерферометрия

Адронная интерферометрия позволяет определять размеры источника испускания адронов и его временную эволюцию. Однако адроны в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов в основном испускаются на конечном этапе эволюции ядерного вещества. Значительный интерес представляет информация о более ранних стадиях эволюции, на которых испускаются дилептоны и фотоны.

Интересная возможность исследования динамики кварков и глюонов, используя двухфотонную интерферометрию, обсуждалась в работе [100]. Корреляционную функцию двух фотонов, как и выше, можно записать в виде:

$$C(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \frac{P(\vec{k}_1, \vec{k}_2)}{P(\vec{k}_1)P(\vec{k}_2)}, \quad (5.34)$$

где

$$P(\vec{k}) = \int d^4x \frac{dN(x, \vec{k})}{d^4x d^3\vec{k}}, \quad (5.35)$$

$$P(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \int d^4x_1 d^4x_2 \frac{dN(x_1, \vec{k}_1)}{d^4x_1 d^3\vec{k}_1} \frac{dN(x_2, \vec{k}_2)}{d^4x_2 d^3\vec{k}_2} [1 + \cos(\Delta k \Delta x)]$$

и

$$\frac{dN(x, \vec{k})}{d^4x d^3\vec{k}}$$

— скорость рождения фотона с импульсом  $\vec{k}$  в пространственно-временной точке  $x$ . Эта функция вычислена в работе [58] как для адронной фазы, так и фазы КГП. Оказалось, что эта функция одинакова для обеих фаз и имеет следующий вид:

$$E \frac{dN}{d^4x d^3\vec{k}} = k_0 T^2 \ln \left( \frac{2,9E}{g^2 T} + 1 \right) \exp(-E/T), \quad (5.36)$$

где  $E$  — энергия фотона;  $g$  — константа КХД;  $k_0$  — численная константа, несущественная для корреляционной функции. Например, в бьёркеновской модели эволюции при импульсах фотонов  $k_{\perp 1} = k_{\perp 2} = k_{\perp}$  и быстротах  $y_1 = y_2$  для корреляционной функции можно получить [100]

$$C(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = 1 + \left[ \frac{2J_1(q_{\perp} R)}{q_{\perp} R} \right]^2, \quad (5.37)$$

где  $q_{\perp} = k_{\perp} (\cos \psi_1 - \cos \psi_2)$ ,  $\psi_1$  и  $\psi_2$  — азимутальные углы испускания фотонов. Очевидно, такие кинематические характеристики испу-

ценных фотонов дают возможность определить размер  $R$  их источника испускания.

На рисунках 5.3, 5.4, 5.5 изображена корреляционная функция (5.34) для фазы КГП, смешанной фазы и адронной фазы. Числа на кривых соответствуют поперечному импульсу фотонов (в ГэВ/с). Как видно из этих рисунков, корреляционная функция (5.34) осциллирует как функция продольного импульса  $q_L$ .

Однако период осцилляций в плазменной фазе на порядок величины больше, чем в смешанной и адронной фазе. Физически это означает, что время нахождения в фазе КГП гораздо меньше, чем в смешанной и адронной фазе. Поэтому функция  $C(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$  содержит информацию о временной шкале источника испускания фотонов.

К сожалению, фотоны от распадов  $\pi^0$  и  $\eta$ -мезонов будут иска-

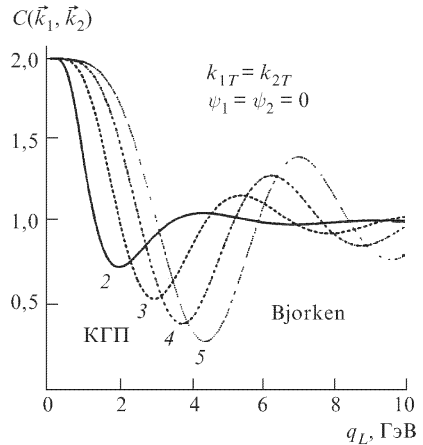


Рис. 5.3

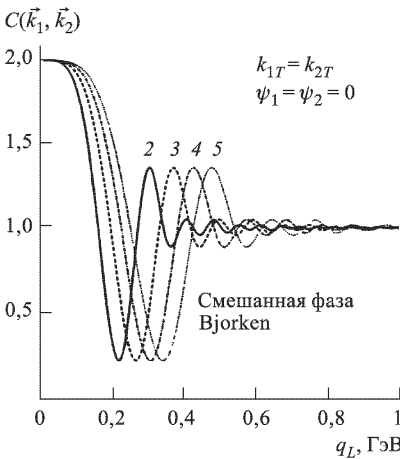


Рис. 5.4

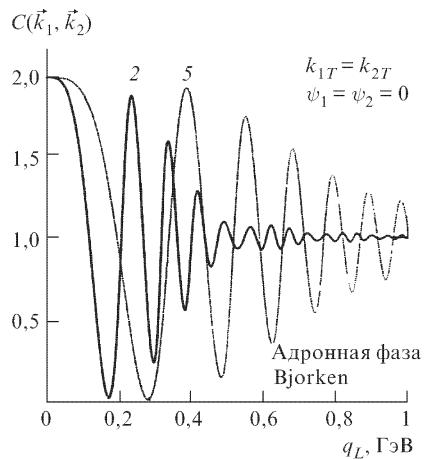


Рис. 5.5

жать картину интерферометрии фотонов, однако нет сомнений в том, что метод адронной (фотонной) интерферометрии позволяет получить информацию о пространственно-временной динамике ядерного вещества в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов.

## Глава 6

# ФЛУКТУАЦИИ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЁЛЫХ ИОНОВ

В центральных столкновениях релятивистских тяжёлых ионов на ускорителях RHIC и LHC ожидается до  $10^4$  вторичных частиц. Большое число частиц предоставляет уникальную возможность изучения пособытийных флуктуаций таких физических величин, как множественность, поперечный импульс, отношения числа частиц. Анализ отдельных событий с большой статистикой может дать гораздо более ценную информацию о состоянии ядерного вещества, чем изучение усреднённых по событиям величин.

Важность пособытийного анализа экспериментальных данных очевидна из следующего простого примера. Поместим листок бумаги на внешнюю сторону окна в дождливый день. Если подождать достаточно долго (что соответствует усреднению), то бумага будет однородно смочена. Тогда, казалось бы, можно сделать вывод об однородности дождя. Если же листок находился на окне лишь несколько секунд, на нём будет проявляться капельная структура дождя.

### 6.1. Флуктуации плотности, быстроты и температуры

Флуктуации очень чувствительны к природе фазового перехода в ядерной материи. Как известно, при фазовом переходе 2-го рода флуктуации физических величин невелики. Например, температурные флуктуации имеют вероятность

$$\omega \approx \exp\left(-C_V \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2\right), \quad (6.1)$$

где  $C_V$  — теплоёмкость системы при постоянном объёме. При фазовом переходе 2-го рода  $C_V \rightarrow \infty$ , и температурные флуктуации в системе пренебрежимо малы. Наоборот, при фазовом переходе 1-го рода флуктуации велики, поскольку происходит образование капель новой фазы и существует смешанная фаза. Далее капли новой фазы растут, при этом ядерное вещество расширяется. Если скорость коллективного расширения системы больше скорости роста капель новой фазы, то возможно образование суперохлаждённой кирально-симметричной ма-

терии с высокой барионной и энергетической плотностями. Флуктуации плотности могут возникать как при фазовом переходе 1-го, так и 2-го рода. Флуктуации плотности в виде капель адронной материи изображены на рис. 6.1. Видно, что при адронизации в распределении частиц по быстротам возникают особенности, соответствующие образованию капель новой фазы.

Можно предположить, что адроны, испускаемые при температуре  $T$ , описываются больцмановским распределением:

$$\frac{dN}{dy d^2 p_{\perp}} \sim \sum_i f_i \exp\left\{-\frac{m_{\perp}}{T} \operatorname{ch}(y - \eta_i)\right\}, \quad (6.2)$$

где  $y, p_{\perp}$  — быстрота и поперечный импульс адрона;  $f_i$  — число частиц, адронизирующихся из  $i$ -й капли,

$$\eta_i = \frac{1}{2} \ln \frac{t_i + z_i}{t_i - z_i} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + v_i}{1 - v_i} \quad (6.3)$$

— быстрота  $i$ -й капли. Конечно, размер капель, их число и расстояния между ними зависят от начальных условий расширения ядерной материи. Если  $m_{\perp}/T \gg 1$ , то гиперболический косинус в (6.2) можно представить в виде

$$\operatorname{ch}(y - \eta_i) \approx 1 + \frac{1}{2} (y - \eta_i)^2.$$

Больцмановский фактор в (6.2) определяет ширину распределения капель по быстротам, пропорциональную  $\sqrt{T/m_{\perp}}$ . Поэтому в распределении по быстротам могут быть особенности, когда капли разделены в пространстве быстрот так, что  $|\eta_j - \eta_i| \geq \sqrt{T/m_{\perp}}$ .

Если же они распределены так, что  $|\eta_j - \eta_i| \leq \sqrt{T/m_{\perp}}$ , то результирующее распределение адронов по быстротам будет плоским. Оценим  $|\eta_j - \eta_i| \sim \Delta Z/\tau_0$ , где  $\Delta Z$  — корреляционная длина в смешанной фазе,  $\tau_0$  — время образования капель. Предполагая  $\Delta Z \sim 1$  фм (типичный адронный масштаб) и время формирования  $\tau_0 \leq 1$  фм, находим  $|\eta_j - \eta_i| \geq \sqrt{T/m_{\perp}}$  даже для лёгких  $\pi$ -мезонов, поэтому в пространстве быстрот могут быть особенности. Отметим, что если существует поперечное расширение ядерного вещества, то распределение адронов по поперечному импульсу  $p_{\perp}$  будет отличаться от температурного и азимутально-симметричного.

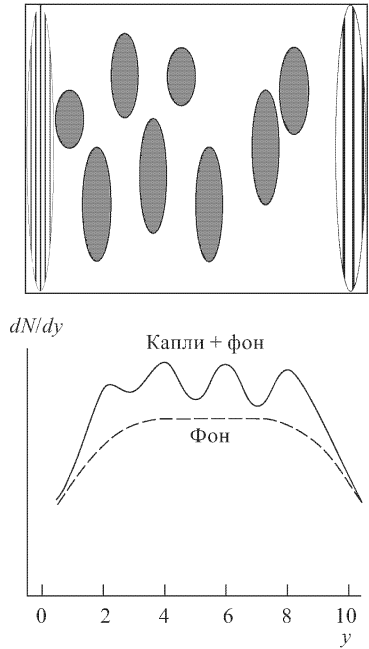


Рис. 6.1

## 6.2. Флуктуации множественности

Для того чтобы попытаться извлечь информацию о новых физических явлениях (например, об образовании кварк-глюонной плазмы) из данных по флуктуациям, необходимо понять роль ожидаемых статистических флуктуаций. Цель этого раздела — изучить источники статистических флуктуаций в столкновениях адронов. Как мы увидим, данные эксперимента NA49 в ЦЕРН описываются статистическими флуктуациями. Ожидаемые источники флуктуаций включают: флуктуации параметра столкновения, числа первичных соударений, флуктуации относительной ориентации деформированных ядер при столкновении, эффекты перерасеяния вторичных частиц. Так как флуктуации в столкновении чувствительны к числу перерасеяний вторичных частиц, обсудим детально два предельных случая: модель участников WNM [101], в которой предполагается, что рождение частиц происходит на отдельных участвующих во взаимодействии нуклонах и пренебрегается перерасеяниями рождённых частиц, а также «температурную» модель, в которой перерасеяния приводят к установлению локального термодинамического равновесия. Прежде всего рассмотрим флуктуации множественности в протон-протонных взаимодействиях, затем перейдём к ядро-ядерным столкновениям и, наконец, обсудим простую модель фазового перехода, в которой имеются значительные флуктуации во множественности вторичных частиц.

## 6.3. Рождение заряженных частиц в $pp$ - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях

Модель участников (WNM) основана на суперпозиции отдельных нуклон-нуклонных взаимодействий. Среднее число заряженных частиц, рождённых в ультрарелятивистских  $pp$ - и  $p\bar{p}$ -столкновениях для энергий в системе центра масс  $\sqrt{S} \geq 2$  ГэВ можно параметризовать в виде

$$\langle N_{\text{ch}} \rangle \approx -4,2 + 4,69 \left( \frac{S}{\text{GeV}^2} \right)^{0,155}. \quad (6.4)$$

При ультрарелятивистских энергиях рождение заряженных частиц не зависит от сорта сталкивающихся частиц ( $pp$ ,  $ph$  или  $p\bar{p}$ ), и соотношение (6.4) применимо в широком интервале энергий  $2 \text{ ГэВ} \leq \sqrt{S} \leq 2\text{ТэВ}$  (рис. 6.2).

При энергиях SPS, RHIC и LHC,  $\sqrt{S} \approx 20, 200, 5000$  ГэВ, среднее число заряженных частиц  $\langle N_{\text{ch}} \rangle \approx 7,3, 20$  и  $60$  соответственно.

При больших энергиях множественность удовлетворяет так называемому KNO скейлингу [102]. KNO скейлинг означает, что  $q$ -й момент множественности

$$\langle N_{\text{ch}}^q \rangle \approx C_q \langle N_{\text{ch}} \rangle^q, \quad (6.5)$$



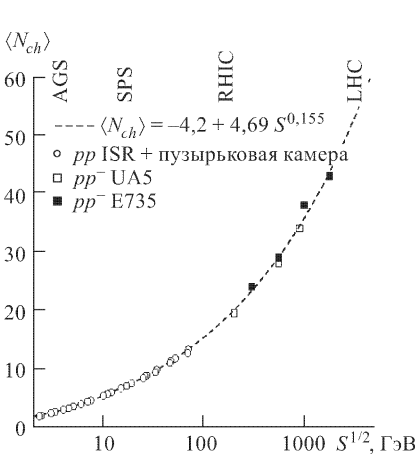


Рис. 6.2

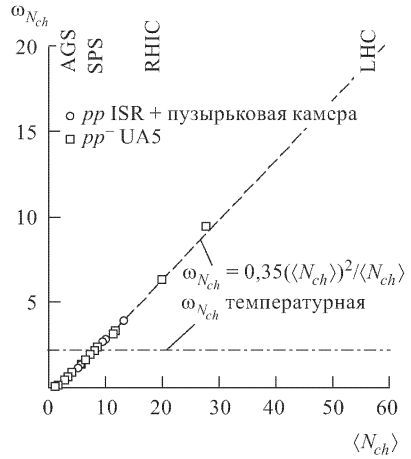


Рис. 6.3

причём константы  $C_q$  не зависят от энергии сталкивающихся частиц. Поэтому флуктуации

$$\omega_N \equiv \frac{\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2}{\langle N \rangle} \quad (6.6)$$

пропорциональны средней множественности и растут при увеличении энергии, согласно соотношению (6.4). Флуктуации средней заряженной множественности можно параметризовать в виде

$$\omega_{N_{ch}} \approx 0,35 \frac{(\langle N_{ch} \rangle - 1)^2}{N_{ch}}, \quad (6.7)$$

как показано на рис. 6.3 для  $pp$ - и  $p\bar{p}$ -столкновений. При очень больших энергиях KNO скейлинг несколько нарушен, флуктуации больше, чем предсказывает KNO.

В ядро-ядерных взаимодействиях число участвующих нуклонов  $N_p$  растёт с центральностью столкновения и массовым числом  $A$ . Поэтому средняя зарядовая множественность и дисперсия растут с ростом  $N_p$ , в то время как  $\omega_{N_{ch}}$  не зависит от  $N_p$  и совпадает со своим значением в  $pp$ -взаимодействиях.

## 6.4. Флуктуации в модели участников

Как уже отмечалось, в модели участников (WNM) ядро-ядерные столкновения рассматриваются как суперпозиция нуклон-нуклонных взаимодействий. В периферических ядро-ядерных взаимодействиях имеет место лишь несколько  $NN$  столкновений, область взаимодействия мала, перерассейний практически нет, поэтому WNM модель применима. Для центральных же соударений из-за многократных  $NN$  взаимодействий и перерассейний применимость WNM менее оправда-

на. Как увидим ниже, температурные модели гораздо лучше описывают центральные столкновения ядер, однако и WNM может быть адекватна при переходе от периферических столкновений к центральным. Оценим сначала флуктуации в модели участников. Хотя множественности в этой модели несколько завышены, измеряемые множественности и поперечные энергии при энергиях AGS и SPS можно аппроксимировать линейной зависимостью от числа участников. В этой картине множественность в событии

$$N = \sum_i^{N_p} n_i, \quad (6.8)$$

где  $N_p$  — число участников и  $n_i$  — число частиц, попадающих в аксептанс установки от участника  $i$ . При отсутствии корреляций между  $N_p$  и  $n_i$  средняя множественность  $\langle N \rangle = \langle N_p \rangle \langle n \rangle$ . Например, в эксперименте NA49 измеряются заряженные частицы в интервале быстрот  $4 < y < 5,5$ , причём  $\langle N \rangle \approx 270$  для центральных Pb + Pb столкновений. Конечные прицельные параметры столкновений ( $b \leq 3,5$  фм), а также диффузность поверхности ядер уменьшают полное число участников с 2 А до  $\langle N \rangle \approx 350$ , поэтому  $\langle n \rangle \approx 0,77$ . Возводя в квадрат соотношение (6.8) и снова предполагая отсутствие корреляций между нуклонами, т. е.  $\langle n_i n_j \rangle = \langle n_i \rangle \langle n_j \rangle$  ( $i \neq j$ ), найдём для флуктуаций множественности

$$\omega_N = \omega_n + \langle n \rangle \omega_{N_p}, \quad (6.9)$$

где  $\omega_N, \omega_n, \omega_{N_p}$  — флуктуации множественности в полном числе частиц, попадающих в аксептанс, в каждом источнике и числе источников.

Основная причина флуктуаций множественности на одного участника  $\omega_n$  — ограниченный аксептанс установки. Если каждый участник порождает  $\nu$  заряженных частиц, то только доля  $f = \langle n \rangle / \nu$  попадает в аксептанс. Для случайного попадания частиц в аксептанс величина  $n$  распределена биномиально с  $\sigma(n) = \nu f(1 - f)$  для фиксированного  $\nu$ . Учитывая флуктуации величины  $\nu$ , по аналогии с (6.9) получим

$$\omega_n = 1 - f + f\omega_\nu. \quad (6.10)$$

В нуклон-нуклонных столкновениях при энергиях SPS средняя зарядовая множественность  $\sim 7,3$  и  $\omega_\nu \approx 1,9$  [103]. И поскольку множественность следует отнести к одному из сталкивающихся нуклонов, то  $\langle \nu \rangle \approx 3,7$ , тогда  $f = \langle n \rangle / \langle \nu \rangle = 0,21$  для аксептанса эксперимента NA49. Следовательно, из (6.10) получим оценку  $\omega_n \approx 1,2$ . Множественности вторичных частиц растут с уменьшением прицельного параметра столкновения. Мы уже обсуждали в предыдущих главах корреляции между прицельным параметром и поперечной энергией, позволяющие определять интервалы прицельных параметров в столкновении. В мо-

дели участников

$$N_p(\vec{b}) = \int \left[ \rho \left( \vec{r} + \frac{\vec{b}}{2} \right) + \rho \left( \vec{r} - \frac{\vec{b}}{2} \right) \right] d^3\vec{r}, \quad (6.11)$$

где  $\rho(\vec{r})$  — распределения ядерной плотности. Для сферических ядер с диффузной границей число участников на 5–10% меньше в центральных столкновениях и немного больше в периферических.

Флуктуации в числе участников возникают из-за деформации ядер, поскольку ось деформации меняется от события к событию. Флуктуации  $\omega_{N_p}$  определяются прицельными параметрами, отбираемыми в эксперименте. Например, в эксперименте NA49 калориметр нулевых углов отбирает 5% событий с прицельным параметром  $b < b_c = 3,5$  фм. Тогда

$$\omega_{N_p} \langle N_p \rangle = \frac{1}{\pi b_c^2} \int_0^{b_c} d^2b N_p^2(b) - \langle N_p \rangle^2, \quad (6.12)$$

где

$$\langle N_p \rangle = \frac{1}{\pi b_c^2} \int_0^{b_c} d^2b N_p(b).$$

Число участников при данном прицельном параметре [104]  $N_p(b) \approx N_p(0) \left( 1 - \frac{b}{2R} \right)$  при  $0 < b \leq 3,5$  фм, поэтому

$$\omega_{N_p} = \frac{N_p(0)}{18} \left( \frac{b_c}{2R} \right)^2. \quad (6.13)$$

Поскольку для Pb + Pb столкновений в эксперименте NA49  $N_p(0) \approx 400$  и  $\left( \frac{b_c}{2R} \right)^2 \approx 5\%$ , то  $\omega_{N_p} \approx 1,1$ , т. е. флуктуации параметра столкновения важны для центрального триггера NA49. Недавно эксперимент WA98 подтвердил, что флуктуации фотонов и пионов растут линейно с  $\left( \frac{b_c}{2R} \right)^2$ , как предсказывается соотношением (6.13).

## 6.5. Флуктуации в температурной модели

Рассмотрим теперь другой предельный случай многократных перерасеяний — флуктуации в температурной модели. В равновесном газе при температуре  $T$  среднее число бозонов сорта  $a$ :

$$\langle n_a \rangle = (e^{E_a/T} - 1)^{-1}, \quad (6.14)$$

$$\omega_{n_a} = 1 + \langle n_a \rangle. \quad (6.15)$$

Полная множественность бозонов  $N = \sum_a n_a$  и

$$\omega_N^{\text{БЭ}} = 1 + \frac{\sum_a \langle n_a \rangle^2}{\sum_a \langle n_a \rangle}. \quad (6.16)$$

Если рассматриваются бозоны (фермионы) в импульсном пространстве, то  $\omega_N = 1 \pm \langle n_p^2 \rangle / \langle n_p \rangle$ , где  $n_p = (e^{\varepsilon_p/T} \mp 1)^{-1}$  — бозонные (фермионные) функции распределения. Тогда  $\omega_N^{\text{БЭ}} = 1,37$  для безмассовых бозонов (например, глюонов). Массивные бозоны имеют меньшие значения  $\omega_\pi = 1,11$  и  $\omega_\rho = 1,01$  при  $T = m_\pi$ . Для безмассовых фермионов, например, кварков  $\omega_F \approx 0,91$  независимо от температуры.

В температурной модели  $\omega_N \approx 2,1$ , что согласуется с данными NA49. Таким образом, температурная модель и модель участников дают весьма близкие значения флуктуаций множественности, поэтому имеющиеся экспериментальные данные не позволяют сделать выбор в пользу той или иной модели.

## 6.6. Зависимость от центральности и степень термализации

Как видно из рис. 6.3, флуктуации в  $pp$ -столкновениях растут с увеличением энергий и пересекают температурные флуктуации при SPS энергиях. При энергиях RHIC и LHC ситуация иная: зарядовые флуктуации в  $pp$ -столкновениях гораздо больше температурных,  $\omega_{N_{\text{ch}}}^{pp} = 6, 5$  и  $20$  для RHIC и LHC. Поэтому ожидается очень значительное уменьшение флуктуаций при высоких энергиях в центральных ядерных столкновениях. Можно определить «степень термализации» как меру флуктуаций при данной центральности по отношению к температурному и  $pp$ -пределу:

$$D \equiv \frac{\omega_N^{\text{WNM}} - \omega_N^{\text{exp}}}{\omega_N^{\text{WNM}} - \omega_N^{\text{therm}}}. \quad (6.17)$$

Эта величина изменяется от единицы в температурном пределе до нуля в пределе WNM. В то время как  $\omega_N^{\text{WNM}}$  и  $\omega_N^{\text{exp}}$  зависят от акцептанса, «степень термализации» (6.17) не зависит от акцептанса. Конечно, флуктуации объема взаимодействий или прицельного параметра зависят от прицельного параметра и должны быть учтены. На RHIC и LHC можно непосредственно измерить степень термализации как функцию центральности, что очень важно для изучения аномальных флуктуаций, вызванных фазовым переходом.

## 6.7. Усиление флуктуаций при фазовом переходе 1-го рода

Фазовый переход 1-го рода сопровождается значительными флуктуациями физических величин. Поэтому детектирование таких флуктуаций, превышающих статистические, могло бы служить сигналом фазового перехода. Например, до того как было установлено, что фазовый переход с восстановлением киральной симметрии не является фазовым переходом 1-го рода, считалось, что ядерная материя при расширении образует переохлаждённые капли с нарушенной киральной симметрией, которые при адронизации дают большие флуктуации множественности в интервалах быстрот. Предположим, что  $N_D$  капель распадаются в аксептанс, причём каждая даёт  $n$  частиц, тогда  $\langle N \rangle = \langle N_D \rangle \langle n \rangle$ . Соответствующие флуктуации

$$\omega_N = \omega_n + \langle n \rangle \omega_{N_D}. \quad (6.18)$$

Как и в соотношении (6.10), ожидается  $\omega_n \sim 1$ . Однако в отличие от флуктуаций числа участников, второе слагаемое в (6.18) может давать большие флуктуации множественности даже при небольшом числе капель — в этом случае  $\langle n \rangle$  велико, а  $\omega_{N_D} \sim 1$ . Флуктуации в числе капель зависят от полного числа капель, от распределения по быстротам частиц, возникающих при адронизации капли,  $\delta y \sim \sqrt{T/m_\perp}$ , а также от экспериментального аксептанса по быстротам  $\Delta y$ . Когда  $\delta y \ll \Delta y$  и капли биномиально распределены по быстротам,  $\omega_{N_D} \approx 1 - \Delta y / y_{\text{tot}}$ . В предельном случае, когда ни одной или только одна капля ядерного вещества адронизуется, имеем  $\omega_{N_D} = 1/2$  и  $\langle n \rangle = 2\langle N \rangle$ . Тогда  $\omega_N \approx \langle N \rangle$ , т. е. на два порядка величины больше, чем измерено в эксперименте NA49! Этот простой пример демонстрирует важность изучения флуктуаций как функции центральности столкновения. При энергиях RHIC ожидается гораздо большая множественность, чем для SPS, т. е. условия для детектирования аномальных флуктуаций улучшаются.

Обратимся теперь к рассмотрению более реалистической ситуации. Предположим, что полная множественность состоит из двух компонент: адронного фона ( $N_{\text{HG}}$ ) и компоненты ( $N_{\text{QGP}}$ ), испытывающей фазовый переход:

$$N = N_{\text{HG}} + N_{\text{QGP}}. \quad (6.19)$$

Тогда средние значения  $\langle N \rangle = \langle N_{\text{HG}} \rangle + \langle N_{\text{QGP}} \rangle$ . Предполагая, что множественности каждой из компонент статистически независимы, имеем

$$\omega_N = \omega_{\text{HG}} + \left( \omega_{\text{QGP}} - \omega_{\text{HG}} \right) \frac{\langle N_{\text{QGP}} \rangle}{\langle N \rangle}. \quad (6.20)$$

В этом выражении  $\omega_{\text{HG}}$  — флуктуация в адронной материи,  $\omega_{\text{HG}} \approx 1$ . Величина  $\omega_{\text{QGP}}$  зависит от типа и порядка фазового перехода, степени термализации, характера адронизации, числа перерасеяний во время между адронизацией и распадом системы на невзаимодей-

ствующие частицы. Если плотность энергии в зоне столкновения превышает критическую при некотором значении поперечной энергии  $E_1$ , то образуется кварковая материя, находящаяся в смешанном состоянии с адронной фазой (QM + HG). Если же плотность энергии превышает критическую для перехода в чисто кварковую фазу (этой плотности соответствует поперечная энергия  $E_2$ ), то реализуется состояние

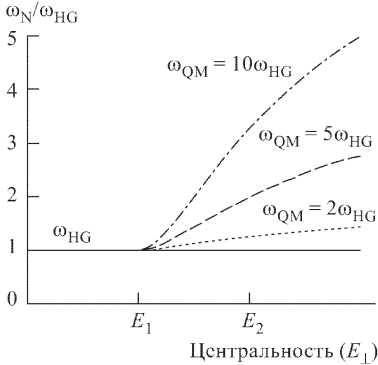


Рис. 6.4

кварк-глюонной плазмы. В смешанной фазе, при поперечных энергиях  $E_1 < E_\perp < E_2$ , относительная доля кварковой материи,  $\langle N_{QM} \rangle / N$ , пропорциональна как объёму смешанной фазы, так и доле объёма, занимаемой QM фазой.

На рис. 6.4 схематически изображены флуктуации (6.20) как функции центральности для различных значений  $\omega_{QM}$ . До значений  $E_\perp \approx E_1$  флуктуации не зависят ни от  $\omega_{QM}$ , ни от центральности. При  $E_\perp > E_1$  система переходит в смешанную фазу, и флуктуации начинают расти при  $\omega_{QM} > \omega_{HG}$ . Если  $E_\perp$  достигает

значения  $E_2$  (переход в фазу КГП), то величина  $\omega_N / \omega_{HG}$  сильно зависит от соотношения между  $\omega_{QM}$  и  $\omega_{HG}$ . С другой стороны, если адронизация кварковой материи идёт плавно и не приводит к усилению флуктуаций, т.е.  $\omega_{QGP} = \omega_{HG}$ , тогда  $\omega_N = \omega_{HG}$ .

## 6.8. Зарядовые флуктуации и корреляции

Флуктуации множественности между частицами разного сорта сильно коррелированы. В качестве примера рассмотрим рождение в интервале быстрот  $\Delta y$  положительных  $N_+$  и отрицательных  $N_-$  пионов. Очевидно, что избыток положительного заряда протонов в сталкивающихся ядрах гораздо меньше полного заряда рождённых во взаимодействии ядер частиц. Поэтому  $\langle N_+ \rangle$  превышает  $\langle N_- \rangle$  только на 15% в Pb + Pb столкновениях при энергиях SPS. Флуктуации в числе положительных и отрицательных пионов очень близки:  $\omega_{N_+} \approx \omega_{N_-}$ .

Зарядовые флуктуации изучались в температурных моделях и модели участников, включая вклад резонансов. Анализ показывает, что флуктуации в центральных Pb + Pb столкновениях на SPS носят температурный характер, а в периферических столкновениях являются суперпозицией  $pp$  флуктуаций.

Флуктуации в полном ( $N_{\text{ch}} = N_+ + N_-$ ) и избыточном ( $Q = N_+ - N_-$ ) заряде можно определить следующим образом:

$$\frac{\langle(N_+ + N_-)^2\rangle - \langle(N_+ \pm N_-)^2\rangle}{\langle N_+ + N_- \rangle} = \frac{\langle N_+ \rangle}{\langle N_{\text{ch}} \rangle} \omega_{N_+} + \frac{\langle N_- \rangle}{\langle N_{\text{ch}} \rangle} \omega_{N_-} \pm C, \quad (6.21)$$

где корреляционное слагаемое

$$C = \frac{\langle N_+ N_- \rangle - \langle N_+ \rangle \langle N_- \rangle}{\langle N_{\text{ch}} \rangle / 2}. \quad (6.22)$$

Поскольку обычно  $\omega_{N_+} \approx \omega_{N_-}$ , то флуктуация полного заряда

$$\omega_{N_{\text{ch}}} = \frac{\langle N_{\text{ch}}^2 \rangle - \langle N_{\text{ch}} \rangle^2}{N_{\text{ch}}} = \omega_{N_+} + C, \quad (6.23)$$

а флуктуации избыточного заряда

$$\omega_Q = \frac{\langle Q^2 \rangle - \langle Q \rangle^2}{\langle N_{\text{ch}} \rangle} = \omega_{N_+} - C. \quad (6.24)$$

Вышеприведённые формулы применимы к любому типу частиц — пионам, каонам, барионам и т. д., независимо от того, находится система в равновесном термализованном состоянии или нет. Далее мы рассмотрим случай термодинамического равновесия в системе адронов. Это может помочь экспериментальному обнаружению флуктуаций, связанных с образованием кварк-глюонной плазмы.

## 6.9. Зарядовые флуктуации в термализованном адронном газе

Если термализованный адронный газ образуется в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов, то  $\pi$ -мезоны могут рождаться либо прямым образом, либо при распадах тяжёлых резонансов:  $\rho, \omega \dots$  Тогда флуктуация в числе пионов

$$\omega_{N_+} = \omega_{N_-} = f_\pi \omega_\pi + f_\rho \omega_\rho + f_\omega \omega_\omega + \dots, \quad (6.25)$$

где  $f_r$  — доля пионов, рождённых при распаде резонанса  $r$ . Очевидно, что  $\sum_r f_r = 1$ . Тяжёлые резонансы, как  $\rho^0, \omega$  распадаются на  $\pi^+ \pi^-$  пары, для которых корреляционная функция

$$C^{\text{HG}} = \frac{1}{3} f_\rho + f_\omega + \dots \quad (6.26)$$

Резонансы уменьшают флуктуации в избытке заряда в адронном газе. Так, например, при температуре  $T = 170$  МэВ и барионном химическом потенциале  $\mu_b = 270$  МэВ  $\omega_Q = 0,7$  [105].

## 6.10. Зарядовые флуктуации в кварк-глюонной плазме

Фазовый переход в состояние кварк-глюонной плазмы изменяет величину флуктуаций и корреляций в числе рождённых заряженных пионов. Как показано в работе [106], флуктуации избытка заряда в плазме из  $u$ ,  $d$  кварков и глюонов уменьшаются за счёт меньшего (по сравнению с зарядом протона) заряда кварка и глюонных корреляций:

$$\omega_Q = \frac{\langle N_q \rangle}{\langle N_{\text{ch}} \rangle} \omega_F \frac{1}{N_f} \sum_{f=u,d}^{N_f} q_f^2, \quad (6.27)$$

где  $N_f$  — число ароматов кварков,  $q_f$  — их заряды,  $N_q$  — число кварков. Полное число заряженных частиц (но не избыток заряда) может изменяться при адронизации КГП. Предполагая пионный газ в конечном состоянии, эффект адронизации можно учесть, приравнявая энтропию пионов энтропии кварков и глюонов. Поскольку  $2/3$  всех пионов — заряженные и энтропия, приходящаяся на фермион, составляет  $7/6$  энтропии на бозон, для КГП с двумя сортами кварков имеем

$$\langle N_{\text{ch}} \rangle \approx \frac{2}{3} \left( \langle N_g \rangle + \frac{7}{6} \langle N_q \rangle \right), \quad (6.28)$$

где среднее число глюонов  $\langle N_g \rangle = \frac{16 \langle N_q \rangle}{9 N_f}$ . Подставляя (6.28) в (6.27), получим  $\omega_Q = 0,18$ . Однако значительная часть пионов возникает из состояния адронного газа, энтропия которого превышает энтропию пионного газа на фактор  $\sim 1,8$ . Учитывая этот фактор, получим для КГП  $\omega_Q \approx 0,33$ . Отметим, что для адронного газа  $\omega_Q \approx 0,7$ .

Если начальная плотность энергии КГП определяется глюонами (сценарий «горячих глюонов»), а кварки рождаются на более поздних этапах расширения при слиянии глюонов, то появление отрицательных и положительно заряженных кварков (антикварков) в малых интервалах быстрот сильно скоррелировано.

Увеличение плотности энтропии в объёме взаимодействия ядер, при сохранении полной энтропии, ведёт к увеличению множественности. При этом избыток заряда сохраняется, в то время как полный заряд  $Q$  растёт пропорционально энтропии. Если плотность энтропии возрастет от  $S_{\text{HG}}$  до  $S_{\text{QGP}}$ , то флуктуации в избытке заряда

$$\omega_Q^{\text{QGP}} \approx \frac{S_{\text{HG}}}{S_{\text{QGP}}} \omega_Q^{\text{HG}}. \quad (6.29)$$

Эти флуктуации меньше, чем при температурном рождении кварков (6.27). Флуктуации странности в  $K^\pm$  мезонах, на первый взгляд, менее интересны, так как странные частицы не подавляются в КГП: странность, приходящаяся на  $K$ -мезон, равна единице, и полное число  $K$ -мезонов равно числу странных кварков. Однако если странные квар-



ки рождаются на более поздних стадиях, избыток странности будет подавлен в малых интервалах быстрот. Следовательно, флуктуации избыточной (полной) странности будут уменьшены (увеличены).

### 6.11. Флуктуации поперечного импульса

Поперечный импульс в событии

$$p_{\perp} = \sum_{i=1}^N p_{\perp,i}, \quad (6.30)$$

где суммирование проводится по всем частицам в событии. Средний поперечный импульс и наклон импульсных спектров вторичных частиц растёт с ростом центральности столкновения или множественности. Средний поперечный импульс, приходящийся на одну частицу, при данной множественности  $N$ :

$$\langle p_{\perp} \rangle_N = \langle p_{\perp} \rangle \left( 1 + \alpha \frac{(N - \langle N \rangle)}{\langle N \rangle} \right), \quad (6.31)$$

где  $\langle p_{\perp} \rangle$  — среднее по всем событиям значение поперечного импульса.

Если распределение по поперечному импульсу экспоненциальное ( $\sim \exp(-p_{\perp}/T)$ ), то  $\langle p_{\perp,i} \rangle = 2T$  и  $\sigma(p_{\perp,i}) = 2T^2 = \langle p_{\perp} \rangle^2/2$ .

Полный поперечный импульс, а также поперечная энергия содержат как флуктуации во множественности, так и поперечном импульсе отдельной частицы, поэтому интересной физической величиной является полный поперечный импульс, приходящийся на одну частицу,  $p_{\perp}/N$ . Эта величина свободна от флуктуаций множественности. Флуктуация полного поперечного импульса, приходящаяся на одну частицу,

$$\langle N \rangle \sigma \left( \frac{p_{\perp}}{N} \right) = \sigma(p_{\perp,i}) + \alpha^2 \langle p_{\perp}^2 \rangle \omega_N + \left\langle \frac{1}{N} \sum_{i \neq j} \left( p_{\perp,i} p_{\perp,j} - \langle p_{\perp}^2 \rangle \right) \right\rangle. \quad (6.32)$$

Поясним физический смысл каждого из трёх слагаемых.

1-е слагаемое — флуктуация поперечного импульса  $i$ -й частицы  $\sigma(p_{\perp,i}) = \langle p_{\perp,i}^2 \rangle - \langle p_{\perp} \rangle^2$ . По данным эксперимента NA49,  $\langle p_{\perp} \rangle = 377$  МэВ и  $N = 270$ . Поэтому из соотношения (6.32) получим

$$\frac{(\sigma(p_{\perp}/N))^{1/2}}{\langle p_{\perp} \rangle} \approx \frac{1}{\sqrt{2\langle N \rangle}} \approx 4,3\%,$$

что согласуется с экспериментально измеренными флуктуациями [107] ( $\approx 4,65\%$ ), т.е. в экспериментальных данных пока нет указаний на температурные флуктуации в столкновениях ядер.

2-е слагаемое — корреляции между поперечным импульсом  $p_{\perp}$  и множественностью  $N$ , подавленные по сравнению с первым слагаемым в (6.32) фактором  $\alpha^2$  ( $\alpha < 1$ ). В эксперименте NA49 множественность определяется, в основном, заряженными пионами, для которых  $T \approx \langle p_{\perp} \rangle/2$  немного больше, чем в  $pp$  столкновениях, и  $\alpha \approx 0,05 \div 0,1$ . Таким образом, в условиях NA49 эти корреляции малы.

3-е слагаемое — корреляции между поперечными импульсами различных частиц в одном событии. В модели участников все импульсы частиц, рождённых на данном интервале быстрот, скоррелированы. Среднее число пар адронов от одного участника равно  $\langle n(n-1) \rangle$ , где  $n$  — число частиц. Тогда последнее слагаемое в (6.32) имеет вид

$$\frac{\langle n(n-1) \rangle}{\langle n \rangle} (\langle p_{\perp,i} p_{\perp,j \neq i} \rangle - \langle p_{\perp} \rangle^2).$$

Можно считать, что  $n$  описывается распределением Пуассона, тогда  $\langle n(n-1) \rangle / \langle n \rangle = \langle n \rangle = 0,77$  в акцептансе эксперимента NA49. В этом случае последнее слагаемое в (6.32)  $\approx \langle p_{\perp,i} p_{\perp,j \neq i} \rangle - \langle p_{\perp} \rangle^2$ . Корреляции импульсов между двумя частицами от одного участника составляют небольшую часть от  $\sigma(p_{\perp,i})$ .

Таким образом, в столкновениях тяжёлых ионов при фазовом переходе 1-го рода (или более высокого порядка) ожидаются флуктуации множественности в пространстве быстрот. Если образуются капли новой фазы, то флуктуации усилены по сравнению с адронным сценарием. Отбирая события с различным прицельным параметром, можно определить степень термализации ядерной материи. Для периферических столкновений применима модель участников, и степень термализации мала. Для центральных событий степень термализации может оказаться около 100%. Пособытийный анализ столкновений тяжёлых ионов является мощным инструментом изучения термализации и фазовых переходов в ядерной материи.

## 6.12. Определение критической точки КХД при событийном анализе

В КХД с двумя безмассовыми кварками ( $m_{u,d} = 0$ ,  $m_s = \infty$ ) киральный фазовый переход в системе с нулевым барионным химическим потенциалом ( $\mu = 0$ ) является фазовым переходом второго рода. При  $T < T_{\text{ch}}$  киральная симметрия нарушена, и три пионных состояния оказываются безмассовыми. При  $T = T_{\text{ch}}$  имеется четыре безмассовых степени свободы — три пиона и сигма-мезон. Для  $T > T_{\text{ch}}$  пионные и сигма-мезонные корреляционные длины одинаковы и конечны.

В природе, однако, лёгкие кварки имеют массы, поэтому фазовый переход второго рода трансформируется в более плавный переход (crossover): вблизи  $T_{\text{ch}}$  состояние системы резко изменяется, однако корреляционные длины не расходятся. Такая картина согласуется с решёточными вычислениями, в которых  $T_{\text{ch}} \approx (140 \div 190) \text{ МэВ}$  [108].

С другой стороны, множество феноменологических моделей ядерного вещества [109] свидетельствуют в пользу того, что при больших  $\mu$  киральный фазовый переход — переход второго рода. Поэтому следует ожидать, что фазовая диаграмма содержит критическую точку  $E$ , в которой заканчивается линия фазового перехода первого рода (рис. 6.5).

В точке  $\mu_E$  пионы остаются массивными, однако корреляционная длина в сигма-канале вследствие длинноволновых флуктуаций параметра порядка становится бесконечной. Положение критической точки  $E$  зависит от массы странного кварка  $m_s$ :  $\mu_E$  уменьшается с уменьшением  $m_s$  [110]. При некотором значении  $m_s$  критическая точка достигает значения,  $\mu_E = 0$ , и фазовый переход становится фазовым переходом первого рода. Величина критической массы странного кварка  $m_s^c$  не слишком хорошо определена в настоящее время: решёточные вычисления дают для  $m_s^c$  примерно половину от физической массы странного кварка [111].

Конечно, экспериментаторы не могут изменять значения массы странного кварка  $m_s$ . Можно, однако, изменять величину барионного химического потенциала  $\mu$ . Анализ [112] данных по выходам частиц при энергиях AGS ( $\sqrt{s} = 5$  ГэВ) даёт значения  $\mu \approx 500 \div 600$  МэВ, а при энергиях SPS ( $\sqrt{s} = 17$  ГэВ)  $\mu \approx 200$  МэВ. При энергиях RHIC, по-видимому, можно достичь ещё меньших значений  $\mu$ .

Вблизи критической точки  $E$  параметр порядка будет испытывать значительные длинноволновые флуктуации. Какие наблюдаемые следует выбрать, чтобы обнаружить эти флуктуации? В работе [113] предлагается использовать событийный анализ флуктуаций среднего поперечного импульса заряженных частиц в событии  $p_\perp$ , а также полную заряженную множественность в событии  $N$ . Действительно, если ввести величину  $\sqrt{F}$  как отношение ширины распределения частиц по поперечному импульсу, полученному при событийном анализе, к ширине распределения по  $p_\perp$  в смешанных событиях, то для эксперимента NA49  $\sqrt{F} = 1,002 \pm 0,002$ . Это значение согласуется с ожидаемыми термодинамическими флуктуациями вне критической точки. Критические флуктуации  $\sigma$  увеличивают величину  $\sqrt{F}$ , причём это увеличение может составить  $\sim 3 \div 5\%$ , т.е. примерно на порядок больше статистических флуктуаций. Если же отбирать только «мягкие» пионы ( $p_\perp \leq m_\pi/2$ ), то величина  $\sqrt{F_{\text{soft}}}$  возрастает уже примерно на 10%, поскольку мягкие пионы наиболее чувствительны к длинноволновым флуктуациям вблизи критической точки.

Что нового о свойствах квантовой хромодинамики стало бы известно, если бы была найдена критическая точка? Во-первых, это бы означало, что в природе физическая масса странного кварка больше критического значения  $m_s > m_s^c$ , и при  $\mu = 0$  для физических масс лёгких кварков температурный фазовый переход имеет характер кроссовера, т.е. не является фазовым переходом первого рода. Во-вторых, это бы свидетельствовало о существовании границы раздела двух фаз ядерной материи в координатах температура — барионный химический потенциал.

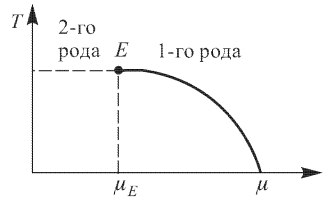


Рис. 6.5

## РАЗУПОРЯДОЧЕННЫЙ КИРАЛЬНЫЙ КОНДЕНСАТ

### 7.1. Классические пионные поля и разупорядоченный киральный конденсат

В столкновениях релятивистских тяжёлых ионов рождаются сотни пионов с малыми энергиями ( $\leq 1$  ГэВ). Поэтому представляется весьма естественным рассматривать это рождение как классическое излучение, имея в виду классическую природу электромагнитных волн, соответствующих большому числу фотонов. В работе [114] применительно к столкновениям тяжёлых ионов изучалась динамика классических пионных конфигураций, описываемых нелинейной сигма-моделью. Авторы этой работы нашли решение классических уравнений движения, для которых классическое пионное поле когерентно осциллирует в фиксированном направлении изоспинового пространства. В работе Бьёркена [115], выполненной практически одновременно с работой [114], показано, что при адиабатическом расширении ядерной материи различные кластеры выстроенных пионов независимо релаксируют к основному состоянию. При этом возможно образование больших кластеров с разупорядоченными спинами. Такие области названы Бьёркеном разупорядоченными киральными конденсатами (DCC). Если DCC образуется, то при его распаде происходит когерентное излучение мягких пионов.

Состояние DCC можно представить следующим образом:

$$|DCC\rangle \approx \exp\left(\sum_{i=1}^3 \int d^3k J_a(\vec{k}) a_a^+(\vec{k})\right) |0\rangle, \quad (7.1)$$

где  $a_a^+(\vec{k})$  — оператор рождения свободного пиона в изоспиновом состоянии  $a = 1, 2, 3$  и с импульсом  $\vec{k}$ ;  $J_a(\vec{k})$  — классический источник испускания пионов:  $J_a(\vec{k}) = J(\vec{k})e_a$ .

Ориентация классического источника испускания пионов в изоспиновом пространстве не зависит от импульса. Поэтому классическое пионное поле, соответствующее DCC, есть суперпозиция волн, осциллирующих в выделенном направлении изоспинового пространства, т. е.

можно рассматривать линейно поляризованную конфигурацию [116]. Это свойство DCC является определяющим с точки зрения его экспериментальных проявлений. В событиях с образованием DCC ожидается аномально большое отношение числа нейтральных пионов к полному числу рождённых пионов:

$$f = \frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi^0} + N_{\pi^\pm}} = \frac{N_{\pi_3}}{N_{\pi_1} + N_{\pi_2} + N_{\pi_3}}, \quad (7.2)$$

где  $N_{\pi_a} = \int d^3k |J_a(\vec{k})|^2$  — число пионов сорта  $a$ . Вследствие изоспиновой симметрии сильных взаимодействий распределение вероятностей величины  $f$  в событиях с образованием DCC описывается функцией

$$P(f) = \frac{1}{2\sqrt{f}}. \quad (7.3)$$

Это распределение отражает когерентный характер состояния DCC. Заметим, что в случае некогерентного рождения пионов следует ожидать биномиального распределения величины  $f$ .

## 7.2. Динамический сценарий образования DCC

Ещё в начале 90-х годов прошлого века было осознано, что полевые конфигурации, соответствующие DCC, должны быть решением классических уравнений движения. Но как происходит образование DCC на микроскопическом уровне? Как показано в работе [117], классические длинноволновые пионные полевые конфигурации действительно могут формироваться при неравновесном киральном фазовом переходе в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов.

В качестве модели, в которой бы существовал неравновесный киральный фазовый переход, можно выбрать классическую линейную  $O(4)$  сигма модель [117] с действием

$$S = \int d^4x \left\{ \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_a \partial^\mu \phi_a - \frac{\lambda}{4} (\phi_a \phi_a - v^2)^2 + H \sigma \right\}. \quad (7.4)$$

Параметры  $v$ ,  $\lambda$  и  $H$  связаны с физическими величинами следующими соотношениями:

$$m_\pi^2 = m_\sigma^2 - 2\lambda f_\pi^2 = \lambda(f_\pi^2 - v^2), \quad H = f_\pi m_\pi^2, \quad (7.5)$$

и  $m_\pi = 135$  МэВ,  $m_\sigma = 600$  МэВ,  $f_\pi = 92,5$  МэВ. Соответствующие уравнения движения решались численно на решётке для заданных начальных полевых конфигураций. На рис. 7.1 представлены квадраты амплитуд различных полевых мод как функции времени. Видно значительное усиление пионных мод с малыми импульсами при промежуточных значениях времени. Это явление аналогично образованию доменов в ферромагнетике или росту квантовых флуктуаций в ранней Вселенной после периода инфляции.

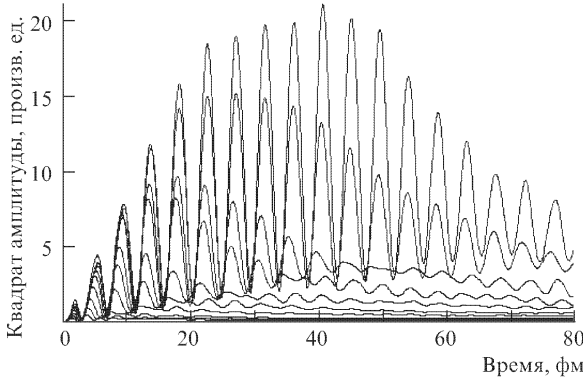


Рис. 7.1

В терминах квантовой механики усиление квадратов амплитуд можно интерпретировать как образование классической конфигурации пионного поля. При расширении ядерной материи система находится в состоянии с DCC, а в точке вымораживания распадается путём когерентного испускания пионов.

Распределение, соответствующие (7.3) для событий без образования разупорядоченного кирального конденсата (DCC), будет являться гауссовым распределением с шириной  $\langle f \rangle = 1/3$ . Следуя работе [118], покажем, как пособытийный анализ отношения нейтральных пионов к заряженным пионам может служить индикатором образования DCC в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов.

Определим величину  $R \equiv N_{\pi^0}/N_{\text{ch}}$ , где  $N_{\text{ch}} = N_{\pi^+} + N_{\pi^-}$  — множественность заряженных  $\pi$ -мезонов. Тогда флуктуации величины  $R$  можно записать следующим образом:

$$D = \frac{\langle \delta R^2 \rangle}{\langle R \rangle^2} = \frac{\langle \delta N_{\pi^0}^2 \rangle}{\langle N_{\pi^0} \rangle^2} + \frac{\langle \delta N_{\text{ch}}^2 \rangle}{\langle N_{\text{ch}} \rangle^2} - 2 \frac{\langle \delta N_{\text{ch}} \delta N_{\pi^0} \rangle}{\langle N_{\text{ch}} \rangle \langle N_{\pi^0} \rangle}, \quad (7.6)$$

где усредняется  $\langle \dots \rangle$  по событиям с  $\langle \delta R^2 \rangle = \langle R^2 \rangle - \langle R \rangle^2$ .

Поскольку полная вероятность равна единице, зная  $N_{\pi^0} = f N_{\pi}$ , можно записать  $N_{\text{ch}} = (1 - f) N_{\pi}$ .

Тогда

$$\frac{\delta N_{\pi^0}}{\langle N_{\pi^0} \rangle} = \frac{\delta N_{\pi}}{\langle N_{\pi} \rangle} + \frac{\delta f}{\langle f \rangle} \quad (7.7)$$

и

$$\frac{\delta N_{\text{ch}}}{\langle N_{\text{ch}} \rangle} = \frac{\delta N_{\pi}}{\langle N_{\pi} \rangle} - \frac{\delta f}{1 - \langle f \rangle}. \quad (7.8)$$

Возводя в квадрат выражения (7.7) и (7.8), получим слагаемые  $\frac{\langle \delta N_{\pi^0}^2 \rangle}{\langle N_{\pi^0} \rangle^2}$ ,  $\frac{\langle \delta N_{\text{ch}}^2 \rangle}{\langle N_{\text{ch}} \rangle^2}$ , входящие в (7.6). Перемножая (7.7) и (7.8), получим слагаемое

$\frac{\langle \delta N_{\text{ch}} \delta N_{\pi^0} \rangle}{\langle N_{\text{ch}} \rangle \langle N_{\pi^0} \rangle}$  в (7.6). Поэтому флуктуацию в величине  $R$ , задаваемую выражением (7.6), можно представить в виде

$$D = \frac{\langle \delta f^2 \rangle}{\langle f \rangle^2 (1 - \langle f \rangle)^2}. \quad (7.9)$$

Последнее соотношение показывает, что флуктуация в величине  $R$  определяется флуктуациями в величине  $f$ , а распределение для случаев формирования DCC определяется формулой (7.3).

Рассмотрим теперь, какие значения может принимать величина  $D = \langle \delta R^2 \rangle / \langle R \rangle^2$  для событий без формирования DCC и с формированием DCC.

### 7.3. События без образования DCC

Как известно из экспериментов по протон-протонным столкновениям, рождённые пионы имеют биномиальное распределённые зарядовые состояния со средним значением  $f$ , равным  $1/3$ . Флуктуация в  $f$  обратно пропорциональна полному числу пионов ( $\langle \delta f^2 \rangle \approx 2/(9N_\pi)$ ), тогда

$$D_{\text{non-DCC}} = \frac{1}{N_\pi \langle f^2 \rangle (1 - \langle f \rangle)^2} \sim \frac{4,5}{N_\pi}. \quad (7.10)$$

### 7.4. События с образованием DCC

Для случая образования DCC распределение задаётся выражением (7.1). Используя это распределение, можно получить  $\langle f \rangle = 1/3$ , как и в событиях без формирования DCC, однако  $\langle \delta f^2 \rangle = 4/45$ .

Подставляя эти значения в (7.9), получаем

$$D_{\text{DCC}} = 1,8. \quad (7.11)$$

Например, если полная пионная множественность в событии  $\sim 300$ , то  $D_{\text{non-DCC}} = 0,015$ , что гораздо меньше, чем в (7.11).

В реальных столкновениях, разумеется, DCC образуется не во всех случаях. Возможно и образование нескольких доменов DCC. Обсудим эти эффекты.

Очевидно, если имеется смесь событий с DCC и его отсутствием, сигнал зависит от соответствующих долей этих событий. В первом приближении можно выбрать комбинацию (7.10) и (7.11):

$$D = \alpha D_{\text{DCC}} + (1 - \alpha) D_{\text{non-DCC}}, \quad (7.12)$$

где  $\alpha$  — доля событий с образованием DCC. На рис. 7.2 представлена зависимость  $D$  от  $\alpha$  для события с полной пионной множественностью, равной 300.

Флуктуации  $D_{\text{DCC}}$ , задаваемые (7.12) описывают испускание пионов из одной области образования DCC. Однако возможно и образование

нескольких доменов DCC. Тогда распределение вероятностей доли нейтральных пионов есть усреднённое значение  $P(f)$  по всем доменам. Если число доменов  $m$ , то

$$P_m(f) = \int df_1 \dots df_m \delta\left(f - \frac{f_1 + \dots + f_m}{m}\right) P_1(f_1) \dots P_m(f_m). \quad (7.13)$$

Отметим, что в отсутствие DCC  $P(f)$  пропорционально  $\delta(f - 1/3)$ . Если имеется только два домена, то интегралы в (7.13) можно вычислить аналитически и получить значения  $\pi/2$  при  $f < 1/2$  и  $\pi/2 - 2 \arccos(1/(2\sqrt{f}))$  для  $f > 1/2$ . Для большого числа доменов интегралы в (7.13) вычисляются численно, причём распределение вероятностей приближается к гауссову распределению с центром  $1/3$  и стандартным отклонением  $\sim 1/\sqrt{m}$ .

Очевидно, пионы возникают не только из-за распада DCC, но и из других источников (поп-DCC).

Тогда, по аналогии с (7.13), распределение вероятностей доли нейтральных пионов

$$P(f) = \int df_{\text{DCC}} df_{\text{non-DCC}} P(f_{\text{DCC}}) P(f_{\text{non-DCC}}) \times \\ \times \delta(f - \beta f_{\text{DCC}} - (1 - \beta) f_{\text{non-DCC}}), \quad (7.14)$$

где  $\beta$  соответствует доле DCC пионов от полного числа пионов  $N_\pi$ , рождённых в событии, а  $f_{\text{DCC}}$  и  $f_{\text{non-DCC}}$  соответствуют долям нейтральных пионов из DCC и не DCC источника.

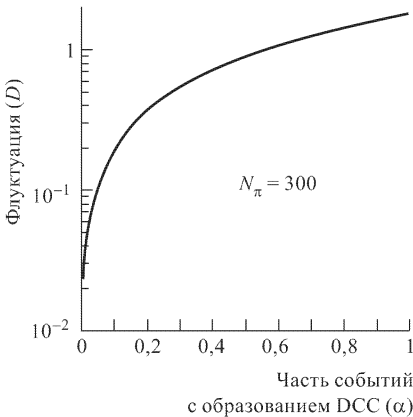


Рис. 7.2

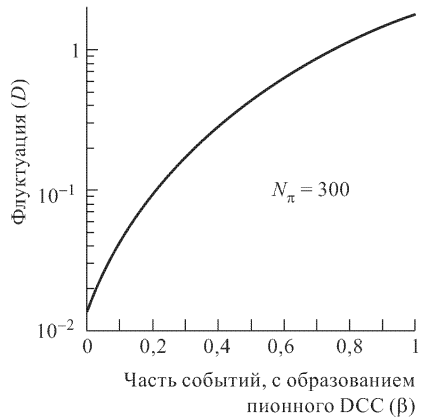


Рис. 7.3

Если имеются пионы из не DCC источника, то доля нейтральных пионов не может обращаться в нуль, а также достигать единицы. Для различных значений  $\beta$  и полного числа не DCC пионов  $(1 - \beta)N_\pi$ ,



интегралы (7.14) вычисляются, потому возможно получить величину  $D$  (7.10) в зависимости от  $\beta$ . Результат представлен на рис. 7.3. Видно, что флуктуации  $D$  уменьшаются с уменьшением доли DCC пионов. Следует отметить, что нейтральные пионы непосредственно не детектируются. Они реконструируются по распаду  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , а  $\gamma$ -кванты регистрируются электромагнитными калориметрами. Однако соотношение (7.6) при этом не меняется:

$$D = D_\gamma, \quad (7.15)$$

где  $D_\gamma$  соответствует флуктуации в отношении  $N_\gamma/N_{\text{ch}}$ . Поэтому, например, на RHIC можно измерять  $N_\gamma$  и  $N_{\text{ch}}$  и искать сигнал образования DCC, используя рассмотренный выше метод.

Попытки поиска разупорядоченного кирального конденсата были предприняты в эксперименте T-864 в протон-антипротонных столкновениях на Тэватроне [119], а также в экспериментах WA98 и NA49 на SPS ЦЕРН [120]. Каких-либо проявлений формирования DCC в этих экспериментах не обнаружено. Отсутствие экспериментальных свидетельств в пользу DCC, по-видимому, означает, что не все условия его формирования реализованы в экспериментах. Например, в работе [121] отмечается, что предпочтительными с точки зрения наблюдения DCC могут оказаться периферические ион-ионные столкновения при энергиях RHIC.

**ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬ И ФРАКТАЛЬНОСТЬ****8.1. Простейшая модель перемежаемого поведения**

Выше уже отмечалось, что экспериментальные сигналы фазового перехода в КХД чаще всего обсуждаются в предположении, что это фазовый переход 1-го рода. Однако из решёточных вычислений следует, что при реалистических значениях масс кварков фазовый переход, по-видимому, 2-го рода. Как уже отмечалось в седьмой главе, удобной моделью для изучения фазовых переходов является система взаимодействующих спинов в пространствах с  $d$  измерениями. В этой картине при фазовом переходе корреляционная длина стремится к бесконечности, приводя к образованию кластеров с выстроенными спинами. Трёхмерная  $Z(2)$  спиновая система (модель Изинга) относится к тому же классу универсальности, что и  $SU(2)$  калибровочная теория (без кварков), а теория  $O(4)$  ферромагнетика — того же класса универсальности, что и КХД с двумя сортами кварков. Если две теории принадлежат одному классу универсальности, то их поведение вблизи фазового перехода весьма похоже, например, они имеют одинаковые критические индексы.

Как проявляется эта картина с выстроенными спинами в цветовом или изоспиновом пространстве в наблюдаемых величинах, например, множественности в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов? Один из возможных ответов связан с перемежаемостью в распределениях по быстротам.

Концепция перемежаемости впервые введена Я. Б. Зельдовичем при изучении турбулентного поведения жидкостей. Перемежаемость можно определить как появление структур в случайной среде. В применении к физике высоких энергий перемежаемость — это крупномасштабные флуктуации зарядовой плотности частиц в малых областях фазового пространства. В столкновениях тяжёлых ионов перемежаемое поведение имеют моменты распределения множественности по быстротам, хотя и другие величины, например, энергия и азимутальные углы могут иметь перемежаемое поведение.

Рассмотрим сначала универсальную модель, применимую во многих разделах физики. Пусть имеется  $N$  шаров, которые надо распределить в ящике размером  $R$ , содержащем  $M$  ячеек размером  $L$  каждая ( $M = R/L$ ). В физике высоких энергий  $N$  — число частиц, распределённых в некотором интервале фазового пространства. Для модели Изинга шары — это спины на пространственно-временной решётке размером  $R$ , разделённые на ячейки размером  $L$ . Нас интересует распределение шаров, если разрешение решётки становится всё более мелким ( $M \rightarrow \infty$ ). Существует несколько способов реализации этого предела. Одна возможность — пусть  $R = \text{const}$ , тогда  $L \rightarrow 0$ . Этот предел особенно интересен для распределения по быстроте, где  $L = \delta Y$  — размер ячейки в интервале быстрот. Другой способ — термодинамический предел, когда  $R \rightarrow \infty$  и  $L$  фиксировано. Этот предел интересен при обсуждении фазовых переходов в бесконечном объёме. Определим  $l$ -й нормированный момент  $f_l$  для распределения  $N$  шаров следующим образом:

$$f_l(M) = \left[ \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M K_m^l \right] \left[ \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M K_m \right]^{-l}. \quad (8.1)$$

В этом выражении  $K_m$  — число шаров в  $m$ -той ячейке. Пусть  $N$  фиксировано и изменяется  $M$ . В предельном случае равномерного распределения по  $N/M$  шаров в каждой ячейке величина  $f_l(M)$  не зависит от размера ячейки, при этом для любого  $l$

$$f_l(M) = 1. \quad (8.2)$$

В другом предельном случае — сильных флуктуаций (все шары в одной ячейке), имеется логарифмическая зависимость  $\ln f_l$  от «размера разрешения»  $L$ :

$$\ln f_l(M) = -(l-1) \ln L + (l-1) \ln R. \quad (8.3)$$

Такое поведение заданного распределения  $N$  шаров называют перемежаемым.

Более строго, перемежаемое поведение приписывается средним значениям моментов  $f_l$ . Среднее значение  $l$ -того момента определяется по ансамблю конфигураций в  $d$ -мерном объёме  $R^d$ , разделённом на  $M = (R/L)^d$  ячеек равного размера  $L^d$ . При измерении множественностей следует усреднять по всем событиям, например, в модели Изинга брать среднее по ансамблю с бальцмановскими весами.

Перемежаемостью называется свойство флуктуаций относительно средних значений, приводящее к степенному поведению  $\langle f_l \rangle$  от числа ячеек  $M$ , что эквивалентно

$$\ln \langle f_l(L) \rangle = -\lambda_l \ln L + g_l(R). \quad (8.4)$$

Здесь  $\lambda_l > 0$  и функция  $g_l(R)$  не зависит от  $L$ -линейного размера ячейки. Константы  $\lambda_l$  называются индексами перемежаемости и являются характеристиками изучаемого процесса.

## 8.2. Перемежаемость и фрактальность в распределениях по множественности в столкновениях релятивистских ядер

При рассмотрении столкновений релятивистских тяжёлых ионов в работе [122] введены следующие моменты:

$$C_l \equiv \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M (M p_m)^l. \quad (8.5)$$

В этом определении  $M$  — число ячеек размером  $\delta Y$  в заданном интервале быстрот  $\Delta Y = M \delta Y$ ,  $p_m$  ( $m = 1, \dots, M$ ) — вероятность нахождения частиц в любой из этих ячеек. Полное распределение вероятностей  $P(p_1, \dots, p_M) dp_1 \dots dp_M$  нахождения частиц в интервалах  $dp_1 \dots dp_M$  нормировано так, что

$$p_1 + p_2 + \dots + p_M = 1, \quad \int dt \int dp_1 \dots dp_M P(p_1 \dots p_M) = 1. \quad (8.6)$$

Переменная  $t$  здесь обозначает дополнительные кинематические переменные, например, энергию столкновения. Средние моменты  $\langle C_l \rangle$  получаются как сумма по всем конфигурациям в пространстве быстрот, взвешенным с распределением  $P(\dots) dp$ :

$$\langle C_l \rangle = \int dt \int dp_1 \dots dp_M P(p_1 \dots p_M, t) \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M (M p_m)^l. \quad (8.7)$$

Тогда  $\ln \langle C_l \rangle = \phi_l \ln(\Delta Y / \delta Y) = \phi_l \ln M$  в пределе  $\delta Y \rightarrow 0$ , т. е. в пределе уменьшения разрешающей способности имеет место логарифмическая зависимость от размера разрешения. Малые величины  $\delta Y$  соответствуют более мелкому разрешению в пространстве быстрот, а  $\Delta Y$  — полный интервал быстрот. Конечно, нижняя граница на величину  $\delta Y$  задаётся экспериментальным разрешением. Индексы перемежаемости  $\phi_l$  изменяются в интервалах  $0 < \phi_l \leq l - 1$  и являются мерой интенсивности перемежаемого поведения.

В реальных экспериментах всегда имеют дело с конечными размерами системы, в таких системах для определения динамических флуктуаций необходимо всегда учитывать статистические флуктуации. При больших множественностях в событиях вероятность обнаружения частиц в интервале быстрот  $t$  отличается от измеряемой доли  $K_m/N$  полной множественности  $N$ . Для «филтрации» динамических

флуктуаций в работе [122] предложено рассматривать факториальные моменты  $\langle F_l \rangle$  распределения  $Q$ , измеряемого в эксперименте:

$$\langle F_l \rangle = M^l \sum_{K_1 \dots K_M} Q(K_1 \dots K_M) \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{K_m(K_m-1)\dots(K_m-i+1)}{N(N-1)\dots(N-i+1)}, \quad (8.8)$$

где

$$Q(K_1, \dots, K_M) = \int dt \int dp_1 \dots dp_M P(p_1, \dots, p_M, t) B(p_1, p_M, K_1 \dots K_M)$$

и  $B$  — распределение Бернулли. Можно показать, что  $\langle F_l \rangle = \langle C_l \rangle$ . В определении (8.8)  $\langle F_l \rangle$  выражается непосредственно через измеряемые величины.

Дальнейшая информация о перемежаемом поведении содержится в  $l$ -зависимости  $\phi_l$  или в  $l$ -зависимости аномальной фрактальной размерности  $d_l$ , связанной с  $\phi_l$ :

$$d_l = \frac{\phi_l}{l-1}. \quad (8.9)$$

Сейчас известны, по крайней мере, два механизма, приводящие к перемежаемости в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов. Один из них — фазовый переход, при котором корреляционная длина достигает размеров системы. В этом случае  $d_l$  не зависит от  $l$ . Другой источник перемежаемости — процессы каскадного типа при эволюции КГП в адронную фазу. В этих процессах  $d_l$  зависит от  $l$ . К сожалению,  $l$ -зависимость  $d_l$  не позволяет однозначно идентифицировать источник перемежаемости. Независимость  $d_l$  от  $l$  не гарантирует наличие фазового перехода, как и зависимость не позволяет исключить фазовый переход.

Сформулируем кратко, какую информацию несёт измерение аномальных фрактальных размерностей  $d_l$ :

1. Если  $d_l \approx 0$ , то флуктуации носят чисто статистический характер. Фазовый переход 1-го рода с корреляционной длиной, меньшей размера системы, соответствует этому сценарию.
2. Если  $d_l$  сильно зависит от  $l$ , то маловероятно, что именно фазовый переход вызывает такое фрактальное поведение. Более вероятен каскадный процесс, в этом случае  $d_l$  линейно зависит от  $l$ .
3. Если  $d_l$  слабо зависит от  $l$ , но отличается от нуля, то фазовый переход 2-го рода — основное объяснение перемежаемости, хотя не исключаются и другие возможности.

Перемежаемость обнаружена в  $e^+e^-$ -аннигиляции, адрон-адронных и ион-ионных взаимодействиях. Качественно эксперименты согласуются между собой. На рис. 8.1 изображена зависимость аномальной фрактальной размерности спектра псевдобыстрот от  $l$  для энергий столкновения  $\sqrt{S} = 20$  ГэВ. Очевидно, что  $l$  зависимость  $d_l$  становится

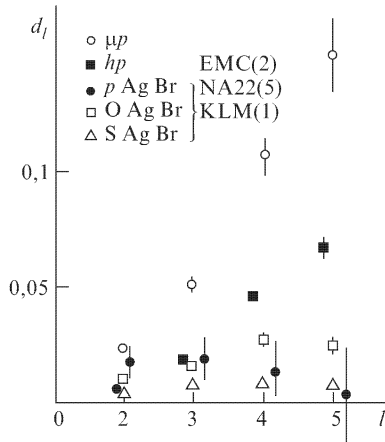


Рис. 8.1

более слабой при переходе от лептон-адронных к ядро-ядерным столкновениям.

В заключение этого раздела подчеркнём, что основная задача анализа переменяемости — идентифицировать флуктуации различной природы:

- геометрические (зависимость от параметра столкновения);
- статистические (конечное число частиц);
- флуктуации от распада резонансов;
- флуктуации в каскадных механизмах при адронизации;
- флуктуации, связанные с фазовым переходом.

Конечно, хотелось бы выделить последний тип флуктуаций, но ситуация напоминает рождение дилептонов и фотонов в ядро-ядерных взаимодействиях, где основная проблема — как установить наличие температурного испускания на фоне других процессов? Как мы видели, это очень не простая задача.

## Глава 9

# УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ЯДРО-ЯДЕРНЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ

Ультрапериферическими называют столкновения ионов с прицельным параметром  $b > 2R$ , т. е. такие столкновения, при которых ядра практически не перекрываются. При таких значениях прицельного параметра сильные взаимодействия уже не являются доминирующими, поскольку происходят «на хвостах» распределения ядерной плотности. Конкуренцию сильным взаимодействиям могут составить фотон-фотонные, фотон-померонные и померон-померонные взаимодействия ядер. Два ядра могут обмениваться одним или несколькими фотонами, при этом один или оба ядра возбуждаются в состояние гигантского дипольного резонанса или другие возбуждённые состояния. Другая возможность — фотон некогерентно взаимодействует с нуклоном другого ядра (фотоядерная реакция). В двухфотонных взаимодействиях каждое ядро испускает фотон, затем эти фотоны сталкиваются и рождают лептоны или адронные состояния. Фотон (померон) одного ядра может провзаимодействовать с когерентным мезонным или померонным полем другого ядра. Условия когерентности на фотонные и померонные поля сильно ограничивают кинематические характеристики рождённых частиц. Когерентность для фотонных полей означает, что это поле связано целиком с зарядом ядра, а не с зарядами отдельных составляющих ядра протонов. Точно так же когерентное поле померона связано с сильными взаимодействиями всех нуклонов ядра.

В системе покоя ядра фотон, померон или мезон, когерентно связанный с ядром, должны иметь поперечный импульс  $p_{\perp} \leq \hbar c/R_A$ . В коллайдерном режиме столкновения, когда ядра лоренц-сжаты в продольном направлении в  $\gamma$  раз, энергия фотонов ограничена  $K^0 = p_{\parallel} < \gamma \hbar c/R_A$ . Поэтому два ядерных когерентных поля имеют максимальную энергию  $\omega = 2\gamma \hbar c/R_A$  и  $p_{\perp} < 2\hbar c/R_A$ . Для фотонов  $p_{\perp}$  ещё меньше,  $p_{\perp} < \hbar c/b$  ( $b$  — прицельный параметр,  $b > 2R$ ).

Померон-померонные (мезонные) взаимодействия из-за малого радиуса сильных взаимодействий ограничены узким интервалом прицельных параметров ( $2R_A < b < 2R_A + 1$  фм). Померон-померонные (мезонные) взаимодействия имеют довольно малое сечение, для них характерные  $p_{\perp}$  составляют, в отличие от фотонов, сотни МэВ.

Электромагнитные поля ультрарелятивистских ядер обычно трактуются (следуя Вайцзекеру–Вильямсу) как поток виртуальных фотонов.

Поток фотонов, связанный с ядром заряда  $Z$ , на расстоянии  $r$  от центра ядра

$$\frac{d^3 N(E, r)}{dE d^2 r} = \frac{Z^2 \alpha x^2}{\pi^2 E r^2} K_1^2(x), \quad (9.1)$$

где  $x = Er/(\gamma \hbar c)$  и  $K_1$  — модифицированная функция Бесселя. Двух-фотонная светимость ядер определяется как перекрытие фотонных полей, проинтегрированных по прицельным параметрам  $b > 2R$ :

$$L_{\gamma\gamma} = L_{AA} \int \frac{dE_1}{E_1} \int \frac{dE_2}{E_2} 2\pi \int_{R_A}^{\infty} b_1 db_1 \int_{R_A}^{\infty} b_2 db_2 d\phi \frac{d^3 N(E_1, b_1)}{dE_1 d^2 b_1} \times \\ \times \frac{d^3 N(E_2, b_2)}{dE_2 d^2 b_2} \vartheta(b - R_1 - R_2), \quad (9.2)$$

где  $L_{AA}$  — ядерная светимость,  $\vartheta$  — ступенчатая функция и прицельный параметр  $b = \sqrt{b_1^2 + b_2^2 - 2b_1 b_2 \cos \phi}$ .

Обычно светимость  $L_{\gamma\gamma}$  находят численным интегрированием. Требование отсутствия перекрытия ядер уменьшает  $L_{\gamma\gamma}$  примерно на 50 %.

В табл. 9.1 представлены ядра, энергии и максимальные светимости для ускорителей RHIC и LHC.

Таблица 9.1

Ускоритель	Ядро	Энергия на нуклон	Максимальная светимость, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
RHIC 2000	Золото	65 ГэВ	$2 \cdot 10^{25}$
RHIC	Золото	100 ГэВ	$2 \cdot 10^{26}$
RHIC	Кремний	125 ГэВ	$4,4 \cdot 10^{28}$
LHC	Свинец	2,76 ТэВ	$1 \cdot 10^{26}$
LHC	Кальций	3,5 ТэВ	$2 \cdot 10^{30}$

Как видно из табл. 9.1, наиболее предпочтительными с точки зрения изучения ультрапериферических столкновений являются *кремний* на RHIC и *кальций* на LHC.

## 9.1. Ядерные возбуждения и некогерентные фотоядерные взаимодействия

Для фотонов низких энергий ядерные возбуждения обычно коллективные. Например, при гигантском дипольном резонансе протоны осциллируют в одном направлении, а нейтроны — в противоположном. Эти векторные осцилляции могут возникать при поглощении ядром одного фотона. Более высокие возбуждения включают двойные гигант-



ские дипольные резонансы, а также квадрупольные резонансы, для возбуждения которых требуется поглощение нескольких фотонов. Эти состояния обычно распадаются путём испускания одного или нескольких нейтронов, которые детектируются калориметром «нулевых углов».

## 9.2. Двухфотонные взаимодействия

Двухфотонные процессы интенсивно изучались на  $e^+e^-$ -коллайдерах (LEP, КЕК). Поскольку фотоны связаны с зарядами, то измерение выходов мезонов ( $q\bar{q}$ ), гибридов ( $q\bar{q}g$ ) и 4-кварковых состояний  $q\bar{q}q\bar{q}$  позволяет исследовать их кварковое содержание.

Условие когерентности ограничивает энергию фотонов: 3 ГэВ для RHIC и  $\sim 150$  ГэВ для LHC. Определим дифференциальную светимость

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}}{dE_1 dE_2} = L_{AA} \int_{b_1 > R} \int_{b_2 > R} \frac{d^3 N(E_1, b_1)}{dE_1 d^2 b_1} \frac{d^3 N(E_2, b_2)}{dE_2 d^2 b_2} \times \\ \times \vartheta \left( \left| \vec{b}_1 - \vec{b}_2 \right| - 2R \right) d^2 b_1 d^2 b_2. \quad (9.3)$$

Перейдём от энергий фотонов  $E_1$  и  $E_2$  к энергии в системе центра масс  $w$  и быстроте  $Y$ :

$$E_1 = \frac{1}{2} w e^Y, \quad E_2 = \frac{1}{2} w e^{-Y}, \quad w = \sqrt{4E_1 E_2}, \quad Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E_1}{E_2}, \quad (9.4)$$

тогда дифференциальная светимость

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}}{dw} = L_{AA} \int_{-\infty}^{+\infty} F(w, Y) dY, \quad (9.5)$$

где

$$F(w, Y) = F\left(\frac{1}{2} w e^Y, \frac{1}{2} w e^{-Y}\right) = \left( \frac{dL_{\gamma\gamma}}{L_{AA} dE_1 dE_2} \right) \Big|_{E_1 = \frac{1}{2} w e^Y}^{E_2 = \frac{1}{2} w e^{-Y}}.$$

На рис. 9.1 изображены двухфотонные светимости для трёх типов ядер, которые предполагается ускорять на RHIC. Обозначения «CLEO» и «LEP II» соответствуют светимостям  $e^+e^-$ -коллайдеров. Как видно, наибольшая светимость для I + I взаимодействий. Меньший заряд йода по сравнению с золотом компенсируется большей ядерной светимостью и меньшим радиусом.

Для того чтобы вычислить сечение рождения различных частиц в  $\gamma\gamma$  столкновениях, необходимо знать светимость и сечение образования

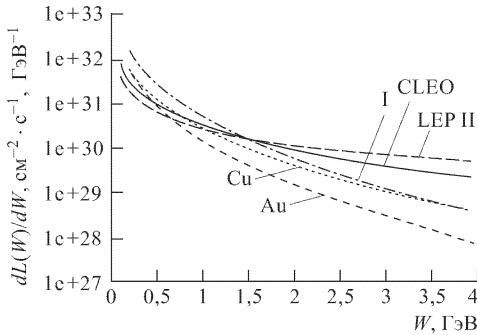


Рис. 9.1

заданного конечного состояния. Так, сечение образования резонанса массы  $M_R$ , спина  $J$ , полной ширины  $\Gamma$  и двухфотонной ширины  $\Gamma_{\gamma\gamma}$ :

$$\sigma_{\gamma\gamma}(w) = 8\pi(2J+1) \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}\Gamma}{(w^2 - m_R^2)^2 + \Gamma^2 m_R^2} \approx 8\pi^2(2J+1) \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{2m_R^2} \delta(w - m_R). \quad (9.6)$$

Формула Брейта-Уиллера для сечения рождения лептонных пар:

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{w^2} \left[ \left( 2 + \frac{8M^2}{w^2} - \frac{16M^4}{w^4} \right) \ln \frac{w + \sqrt{w^2 - 4M^2}}{2M} \right] - \frac{4\pi\alpha^2}{w^2} \sqrt{1 - \frac{4M^2}{w^2}} \left( 1 + \frac{4M^2}{w^2} \right), \quad (9.7)$$

где  $M$  — масса лептона.

Сечение образования состояния  $R$  в реакции  $A + A \rightarrow A + A + R$

$$\sigma(A + A \rightarrow A + A + R) = \iint F(W, Y) \sigma_{\gamma\gamma}(w) dw dY. \quad (9.8)$$

Сечения рождения различных состояний и ожидаемая статистика на год работы ( $\sim 10^7$  с) RHIC для различных сталкивающихся ядер представлена в табл. 9.2.

Видно, что для большинства мезонов ожидается статистика в  $10^5 \div 10^7$  событий в год для Au + Au и I + I взаимодействий.

### 9.3. Гамма-померонные взаимодействия

Концепция померона существует в физике сильных взаимодействий уже более 30 лет, однако его природа до сих пор неясна. Считается, что померон — бесцветный (в отличие от глюонов) переносчик сильных взаимодействий с вакуумными квантовыми числами  $J^P = 0^{++}$ . В одних процессах (с малыми виртуальностями  $Q^2$ ) проявляются свой-

Таблица 9.2

Состояние, частица	Au + Au		I + I		O + O	
	$\sigma[\mu b]$	Число событий	$\sigma[\mu b]$	Число событий	$\sigma[\mu b]$	Число событий
$\pi^0$	4700	$9,5 \cdot 10^6$	1100	$3 \cdot 10^7$	1,1	$1 \cdot 10^6$
$\eta$	920	$1,8 \cdot 10^6$	240	$6,4 \cdot 10^6$	0,32	$3 \cdot 10^5$
$f_0(980)$	110	$2,2 \cdot 10^5$	31	$8,3 \cdot 10^5$	0,052	$5 \cdot 10^4$
$\eta_c(2980)$	2,6	$5,2 \cdot 10^3$	0,92	$2,5 \cdot 10^4$	0,004	$3,4 \cdot 10^3$
$\mu^+ \mu^-$	130 mb	$2,7 \cdot 10^8$	34 mb	$9 \cdot 10^8$	40	$4 \cdot 10^7$
$\tau^+ \tau^-$	0,74	$1,5 \cdot 10^3$	0,33	$9 \cdot 10^3$	2,5 pb	$2,4 \cdot 10^3$

ства «мягкого» померона, в других (при больших  $Q^2$ ) — «жёсткого» померона. Однако очевидно, что это, скорее всего, один и тот же объект. «Мягкий» померон связан с поглощательной (неупругой) частью ядерного сечения. При гамма-померонном взаимодействии фотон можно рассматривать как состояние «голого» фотона плюс различные  $q\bar{q}$  флуктуации. Когда ядро поглощает «голый» фотон,  $q\bar{q}$  флуктуации становятся доминирующими. Пара  $q\bar{q}$  упруго рассеивается на ядре, и образуется реальный векторный мезон. Эта картина достаточно точно описывает многие реакции, например, упругое  $pp$ -рассеяние, гамма-протон взаимодействия на HERA,  $\mu N$  процессы в Fermilab.

«Жёсткий» померон обычно трактуется как состояние двух или более глюонов. Концепция «жёсткого» померона используется для описания жёстких процессов, например, образование струй с большими поперечными импульсами. В настоящее время непонятно, как соотносятся представления о «мягком» и «жёстком» помероне. Так как структура померона не ясна, сечения рождения частиц в  $\gamma P$  взаимодействиях вычислить «из первых принципов» не удаётся. Однако можно получить разумные оценки, экстраполируя данные по рождению векторных мезонов в гамма-протонных взаимодействиях на ускорителе HERA. Эти данные интерпретируются в модели векторной доминантности: фотон флуктуирует в виртуальный векторный мезон, который упруго рассеивается на протоне. Упругое же рассеяние осуществляется обменом «мягким» помероном.

Сечение рождения векторного мезона слабо зависит от энергии в системе центра масс  $\gamma P$  столкновения:

$$\sigma_{\gamma p} = \sigma_0 W_{\gamma p}^K, \quad (9.9)$$

где  $K$  — константа. Для лёгких векторных мезонов ( $\rho, \omega, \phi$ )  $K \approx 0,22$ . Для  $J/\psi$  экспериментальные данные позволяют получить  $K \approx 0,8$ . Параметры  $\sigma_0$  и  $K$  содержатся в табл. 9.3.

Для экстраполяции на случай ядро-ядерных взаимодействий сделаем следующие предположения:

Таблица 9.3

Мезон	$\sigma_0, \mu b$	$K$	$A_V^0, \mu b/\text{ГэВ}^2$	$b [\text{ГэВ}^{-2}]$
$\rho$	5,0	0,22	55	11
$\omega$	0,55	0,22	5,5	10
$\phi$	0,34	0,22	2,4	7
$J/\psi$	0,0015	0,80	0,006	4

а) факторизация вершин взаимодействия (протона с помероном и померона с ядром);

б) померон связан со всеми нуклонами ядра, но из-за деструктивной интерференции нет вклада от нуклонов внутри ядра: константа связи померона с ядром пропорциональна числу нуклонов на поверхности ядра, т. е.  $\sim A^{2/3}$ ;

в)  $t$ -зависимость  $\gamma P$  сечения трактуется как протонный форм-фактор.

Из-за ядерного форм-фактора нужно рассматривать передачу импульса  $\sqrt{t}$  между протоном (или ядром) и фотоном. Тогда сечение  $\gamma P \rightarrow Vp$ :

$$\sigma = \int_{t_{\min}}^{\infty} dt \frac{d\sigma}{dt} = \int_{t_{\min}}^{\infty} dt A_V \exp(-b|t|), \quad (9.10)$$

где константы  $A_V, b$  зависят от типа векторного мезона ( $\rho, \omega, \phi$  или  $J/\psi$ ). Энергетическая зависимость полного сечения учтена с помощью  $A_V$ :

$$A_V = b\sigma_0 W^K \equiv A_V^0 W^K. \quad (9.11)$$

Величины  $A_V^0$  и  $b$  для различных мезонов приведены в табл. 9.3.

Сечение взаимодействия гамма-ядро получается аналогично, используя ядерный форм-фактор:

$$\sigma_{\gamma A \rightarrow VA} = \int_{t_{\min}}^{\infty} dt A^{4/3} A_V |F(t)|^2. \quad (9.12)$$

Как обычно, ядерный форм-фактор является Фурье-преобразованием ядерной зарядовой плотности и может быть аппроксимирован следующей функцией:

$$|F(t)|^2 = \exp\left(-\frac{|t|}{Q_0^2}\right), \quad (9.13)$$

где  $Q_0 = 60 \text{ МэВ}$  для ядра золота [123]. Минимальный переданный импульс  $t_{\min} = \left[\frac{M_V^2}{4E_\gamma}\right]$ .

Тогда ядерное сечение рождения векторного мезона в ультрапериферических столкновениях ядер

$$\sigma(A + A \rightarrow A + A + V) = \int \sigma_{\gamma A \rightarrow V A} \frac{d^3 N}{dE_\gamma d^2 r} dE_\gamma, \quad (9.14)$$

причём поток фотонов  $\frac{d^3 N}{dE_\gamma d^2 r}$  задаётся выражением (9.1). Сечения рождения векторных мезонов в Au + Au столкновениях при энергиях RHIC, вычисленные по формулам (9.1)–(9.14), содержатся в табл. 9.4.

Сечения достаточно велики, учитывая светимость ускорителя, получаем скорость рождения  $\rho^0$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  соответственно 28, 2,7 и 0,9 Гц. Отметим, что кроме одиночных векторных мезонов возможно и образование мезонных пар.

Заметим также, что  $\gamma P$  взаимодействия можно выделить на фоне  $\gamma\gamma$  взаимодействий по быстротному распределению конечных частиц. Константа связи фотона с ядром  $\sim 1/K$  ( $K$  — энергия фотона), в то время как константа связи померона с ядром не зависит от энергии померона. Поэтому  $\gamma P$  взаимодействия охватывают более широкий интервал быстрот, чем  $\gamma\gamma$  взаимодействия.

Таблица 9.4

Мезон	$\sigma$ , мбн
$\rho$	69
$\omega$	6,8
$\phi$	2,3
$J/\psi$	0,0053

## 9.4. Померон-померонные взаимодействия

В когерентных ядро-ядерных столкновениях возможны и двухпомеронные взаимодействия. Из-за малого размера померона ( $\Delta \approx 1$  фм) эти взаимодействия происходят в узком интервале прицельных параметров  $2R + 2\Delta > b > 2R$ . Экспериментальные данные по  $PP$  взаимодействиям в столкновениях  $\alpha$  частиц получены на ISR.

Сечения  $PP$  для  $\alpha\alpha$  примерно в 11 раз больше, чем в протон-протонных взаимодействиях при тех же энергиях. В пересчёте на полное сечение, сечение  $PP$  составляет 0,2%. В случае Au + Au столкновений доминируют  $\gamma\gamma$  и  $\gamma P$  взаимодействия, в то время как для протон-протонных основным процессом будет померон-померонное взаимодействие. В модели «мягкого» померона трудно объяснить данные по двухпомеронным взаимодействиям, необходимо привлекать представления о «жёстком» помероне. Новые данные с ускорителей RHIC и LHC представляют огромный интерес с точки зрения когерентных ядро-ядерных взаимодействий и выяснения природы померона.

## 9.5. Интерференционные эффекты в когерентных ядро-ядерных взаимодействиях

Как в гамма-гамма, так и в гамма-померонных взаимодействиях начальное состояние одно и то же: два тяжёлых ядра. При этом много

конечных состояний рождается через более чем одно промежуточное состояние. Как обычно в квантовой механике, возникает возможность интерференции нескольких каналов. Изучение интерференционных эффектов является одной из самых интересных задач физики ультрапериферических столкновений тяжёлых ионов.

Примером могут служить процессы  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  и  $\gamma P \rightarrow V \rightarrow e^+e^-$ , где  $V$  — векторный мезон. Поскольку  $\gamma\gamma$  и  $\gamma P$  состояния имеют противоположные  $C$ -чётности, из-за интерференции конечное состояние будет антисимметричным при замене импульса электрона на импульс позитрона. Интерференция в рождении  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ -мезонов изучалась в нескольких экспериментах [124]. В этих экспериментах пучок фотонов рассеивался на лёгких (бериллий, углерод) мишенях и измерялось число событий в зависимости от инвариантной массы конечного состояния, в котором электрон имеет больший импульс, чем позитрон. В эксперименте STAR на RHIC будут рассматриваться и другие интерференционные каналы:  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\gamma p \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , а также  $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$  и  $\gamma p \rightarrow \phi \rightarrow K^+K^-$ . Как показано в работе [125], интерференционные эффекты подавляют выход  $e^+e^-$  или  $\pi^+\pi^-$  пар в области очень малых значений поперечного импульса пары ( $p_\perp \leq 10 \div 20$  МэВ/с). Очевидно, требуется очень прецизионная техника детектирования событий с малыми  $p_\perp$ .

В заключение этого раздела отметим, что изучение когерентных ультрапериферических столкновений ядер предполагает отбор событий, в которых ядра остаются в основном состоянии или испытывают возбуждения, не приводящие к развалу ядер. Такой отбор осуществляется специальными триггерами, например в эксперименте STAR на RHIC — с помощью калориметра нулевых углов и центрального баррельного калориметра.

## ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ RHIC

В этой главе обсуждаются экспериментальные данные по столкновениям релятивистских тяжёлых ионов на ускорителе RHIC, полученные в 2000–2002 гг. Как уже отмечалось в предыдущих главах, эти данные позволят значительно прояснить динамику взаимодействий ядер при высоких энергиях и ограничить круг теоретических моделей, описывающих ядро-ядерные взаимодействия.

Обсудим прежде всего глобальные характеристики столкновения релятивистских тяжёлых ядер, включающие множественность в событии, её зависимость от центральности соударения и интервала быстрой, а также азимутальные распределения частиц.

В гл. 3 прицельный параметр определялся по величине поперечной энергии в столкновении. Другой способ определения центральности — по множественности. Оба этих метода определения прицельного параметра использованы в экспериментах на RHIC.

### 10.1. Множественность

Теоретические предсказания адронных множественностей, основанные на генераторах событий HIJING, FRITIOF, VENUS [126] отличаются в несколько раз, поэтому данные по множественностям частиц с RHIC ожидалось с особым интересом. Первые результаты по множественности были получены и опубликованы коллаборацией PHOBOS. На рис. 10.1 показана зависимость множественности заряженных частиц, нормированная на число участников, от энергии при столкновении ядер золота на RHIC и изображены также множественности, измеренные в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях.

Измеренные множественности оказались значительно меньшими, чем теоретические предсказания. Что это означает? Чтобы ответить на этот вопрос, вспомним, что множественность в событиях с независимыми нуклон-нуклонными соударениями есть число соударений, помноженное на множественность в NN столкновениях. Отметим, что последнее утверждение справедливо при наличии упругих перерасеяний вторичных частиц.

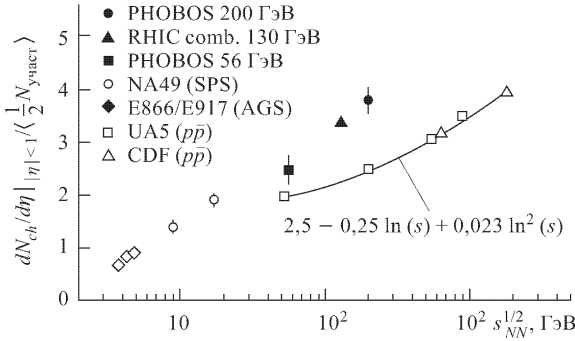


Рис. 10.1

Действительно, согласно так называемым АГК правилам обрезания [127], в теории многократного рассеивания ядерное сечение записывают в виде

$$E \frac{d^3 \sigma_{AB}^a}{d^3 p} = T_{AB}(\vec{b}) E \frac{d^3 \sigma_{NN}^a}{d^3 p}, \quad (10.1)$$

где  $T_{AB}(\vec{b})$  — функция ядерного перекрытия, определённая в 3-й главе (3.6), (3.7).

Интегрирование по прицельному параметру  $b$  даёт

$$E \frac{d^3 \sigma_{AB}^a}{d^3 p} = AB E \frac{d^3 \sigma_{NN}^a}{d^3 p}, \quad (10.2)$$

и, соответственно, множественность частиц

$$\frac{dn}{d\eta} = AB \frac{1}{\sigma_{AB}^{in}} \frac{d\sigma_{NN}}{d\eta} \approx A^{2/3} B^{2/3} \frac{dn_{NN}}{d\eta}. \quad (10.3)$$

Модель Глаубера [128] позволяет оценить число столкновений (1050) и участников (340) для центральных соударений ядер золота (что составляет примерно 6% всей статистики). Тогда, используя соотношения (10.1)–(10.3), можно получить, что множественность в Au+Au, отнесённая к паре участников столкновения (нуклонов), превышает множественность в нуклон-нуклонных столкновениях при тех же энергиях примерно в три раза. Однако данные PHOBOS при энергии  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ обнаруживают отличия от NN взаимодействий лишь на 50%. Учитывая, что любые неупругие перерасеяния в конечном состоянии могут только увеличивать множественность, получаем экспериментальное доказательство высокой степени коллективности образования частиц в ядро-ядерных столкновениях при энергиях RHIC.



## 10.2. Зависимость множественности от центральности соударения

Зависимость множественности от числа участников, обсуждённая выше, может быть установлена при выборе различных ограничений на центральность столкновения. Результат показан на рис. 10.2, а. Можно видеть, что множественность, отнесённая к числу пар участников,

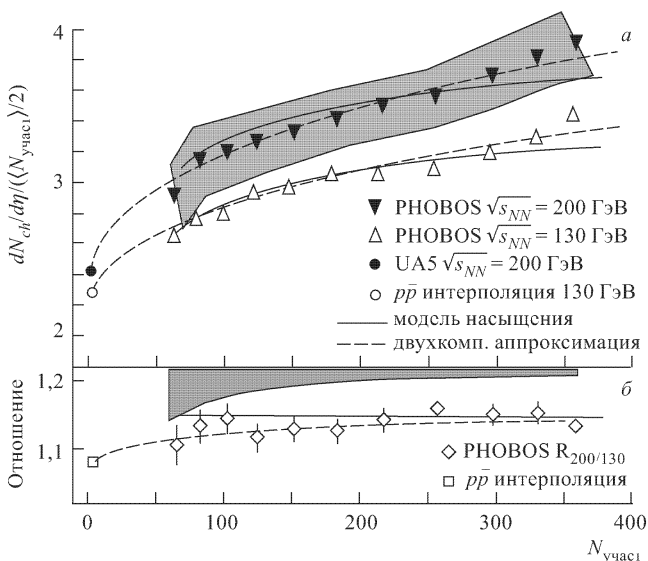


Рис. 10.2

увеличивается с центральностью, но совсем не с той скоростью, как если бы NN столкновения были независимы.

Если предположить, что множественность, измеренную в NN столкновениях при некоторой энергии  $\sqrt{s}$ , можно представить в виде доли жёсткой компоненты  $X(s)$  и «мягкой» компоненты, составляющей долю  $1 - X(s)$ , то для распределения множественности по псевдобыстроте в ядро-ядерных столкновениях можно записать [128]

$$\frac{dn_{AA}}{d\eta} = [(1 - X(s)) \langle N_{part} \rangle + X(s) \langle N_{coll} \rangle] \frac{dn_{NN}}{d\eta}. \quad (10.4)$$

Отметим, что в этом соотношении предполагается, что вклад во множественность от «жёсткой» компоненты пропорционален числу столкновений, а «мягкой» компоненты — числу участников.

В теории возмущений КХД предполагается, что коэффициент  $X(s)$  пропорционален сечению образования министруй, и возрастает с энергией, отражая рост партонных распределений при малом  $x$ , т. е.  $X(s) \approx [xG(x)]^2$ , с  $x \approx 1/\sqrt{s}$ .

Поэтому можно ожидать [129], что зависимость от центральности соударения должна становиться всё более заметной при увеличении  $\sqrt{s}$ . Как можно видеть из рис. 10.2, *а*, этого увеличения не происходит. На рис. 10.2, *б* показано отношение множественностей при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ и  $\sqrt{s} = 130$  ГэВ, которое является постоянным в пределах ошибок. Данное, почти постоянное отношение, соответствует предсказаниям [130, 128] партонного насыщения, где увеличение множественности определяется бегущей константой связи КХД, определяющей числа заполнения глюонов в классическом поле.

На рис. 10.3 представлена зависимость множественности заряженных частиц от центральности в столкновениях ядер золота при энер-

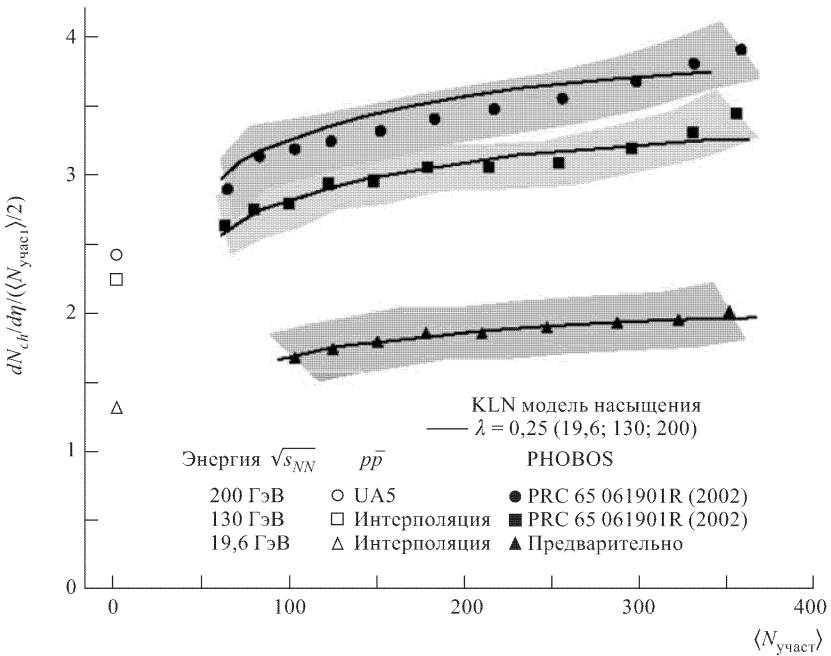


Рис. 10.3

гиях  $\sqrt{s} = 19,6, 130$  и  $200$  ГэВ. Из рисунка видно, что форма распределений по множественности очень слабо зависит от энергии. Заметим при этом, что сечение рождения министруй при переходе от энергий в  $\sqrt{s} = 20$  ГэВ к энергиям  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ растёт более чем на порядок величины. Как следует из рис. 10.3, предсказания модели (KLN) насыщения хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это указывает, по-видимому, на то, что партонное насыщение происходит в столкновениях тяжёлых ионов уже при энергиях в десятки и сотни ГэВ.

### 10.3. Распределения множественности по быстройтам (псевдобыстройтам)

Распределения образованных частиц по углу испускания  $\vartheta$  (относительно оси столкновения), или псевдобыстройте  $\eta = -\ln[\operatorname{tg}(\vartheta/2)]$ , являются важными экспериментальными характеристиками процесса столкновения тяжёлых ядер. На рис. 10.4 показаны распределения по псевдобыстройте заряженных частиц в столкновениях ядер золота при

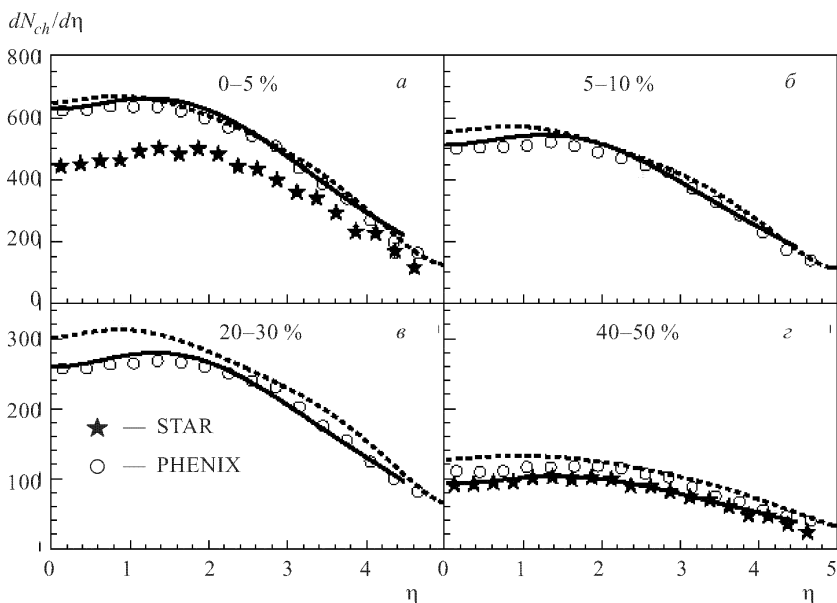


Рис. 10.4

энергии  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ [131] (сплошная линия — предсказание, основанное на модели партонного насыщения [131], пунктирная линия — результаты транспортных модельных вычислений [132]). Обозначение (0–5%, 5–10%, 20–30%, 40–50%) соответствуют доли центральных и периферических взаимодействий. Следует отметить две особенности результатов RHIC (см. рис. 10.4):

- распределения не обнаруживают скейлинг по псевдобыстройте  $\eta$ ;
- отклонение от результатов NN максимально в центральной области быстройтам, в то время как формы распределений по множественности в AA и NN взаимодействиях в области фрагментации (при больших псевдобыстройтах) весьма похожи.

Было бы очень интересно измерить зависимость от псевдобыстройты и центральности столкновения множественности в дейтон+золото взаимодействиях при энергиях RHIC. Эти данные помогли бы ответить на

вопрос: происходит ли реально увеличение числа партонов вследствие термализации или число партонов определяется структурными функциями сталкивающихся ядер? Для этого необходимо измерить полную поперечную энергию, обсуждавшуюся в гл. 3.

### 10.4. Азимутальные распределения

Наиболее интересными и важными являются распределения образованных адронов по азимутальному углу. Действительно, если бы все NN столкновения были независимы, не было бы никакой причины ожидать асимметрию в распределении образованных адронов по азимутальному углу (измеренному относительно плоскости реакции).

Азимутальная асимметрия является весьма чувствительным критерием коллективных эффектов в ядерных столкновениях. Азимутальные угловые распределения образованных адронов обычно представляются как Фурье-разложения распределения частиц по углу:

$$\frac{dN}{d\varphi} = 1 + 2v_1 \cos \varphi + 2v_2 \cos 2\varphi + \dots \quad (10.5)$$

На рис. 10.5 показаны коэффициенты  $v_2$ , извлечённые из данных RHIC ( $v_2 \neq 0$  соответствует «elliptic flow»). Звёздочками обозначены

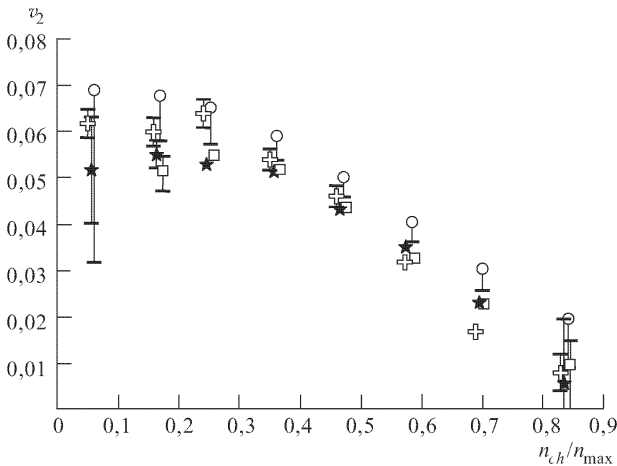


Рис. 10.5

данные STAR, кружочками — PHENIX, крестиками — PHOBOS. Можно видеть, что азимутальная асимметрия весьма значительная, и для периферийных столкновений (малое отношение  $n_{ch}/n_{max}$ ) достигает приблизительно 3–5%.

Этот эффект определённо указывает на присутствие коллективности в ядерных столкновениях и вполне проявляется в гидродина-

мических вычислениях, которые предполагают полную термализацию в конечном состоянии [133], [134]. Однако эффекты взаимодействия в конечном состоянии — не единственно возможное происхождение азимутальной асимметрии. Действительно, как обсуждалось выше, высокая степень когерентности в начальном состоянии, проявляющаяся в измерениях множественности, в сценарии партонного насыщения вводит сильную корреляцию между поперечным импульсом партона и его координатой в волновой функции ядер. Когда ядра сталкиваются, этот эффект компенсирует по крайней мере часть асимметрии, обычно приписываемой исключительно взаимодействиям в конечном состоянии [135], [136].

Зависимость коэффициента  $v_2$  (elliptic flow) от поперечного импульса адронов представляется весьма загадочной [137]. Значение  $v_2$  сначала увеличивается с  $p_\perp$ , и затем приходит к насыщению. Это противоречит гидродинамике, которая предсказывает монотонное увеличение  $v_2$  с  $p_\perp$ . Конечно, гидродинамике нельзя доверять при больших  $p_\perp$ , так как плотность жёстких частиц слишком мала, чтобы было справедливым статистическое описание.

## 10.5. Выход адронов

Измерения выходов адронов принесли несколько интересных результатов. Оказывается, что при энергиях RHIC ещё велика асимметрия между выходами барионов и антибарионов. Например, отношение выхода антипротонов к протонам  $\bar{p}/p \approx 0,65$  [138]. Как отмечалось во второй главе, это отношение должно быть близко к единице в центральной области быстрот вторичных частиц. Поэтому можно сделать вывод о том, что центральная область (область пионизации) при энергиях RHIC ещё не сформирована, а диффузия барионного числа ещё мала вплоть до значений бьёркеновской переменной  $x \sim 10^{-2}$ , достижимых на RHIC.

При этом статистические (термодинамические) модели [139] успешно описывают выходы адронов. Является ли это обстоятельство доказательством термализации ядерного вещества в столкновениях тяжёлых ионов? По-видимому ответ на этот вопрос отрицательный, поскольку эти же модели описывают выход частиц в  $e^+e^-$  аннигиляции и  $pp$ -взаимодействиях, где образование термализованной среды маловероятно.

## 10.6. Подавление выхода частиц с большими поперечными импульсами

Потери энергии партонов (струй), рассмотренные в четвёртой главе, были среди первых указаний, предложенных для диагностики горячей кварк-глюонной материи [140]. Поскольку быстрый партон фрагментирует в струю, содержащую быстрый адрон, измерение выхода адро-

нов с большими поперечными импульсами представляет значительный интерес. На рис. 10.6 представлено отношение выходов заряженных

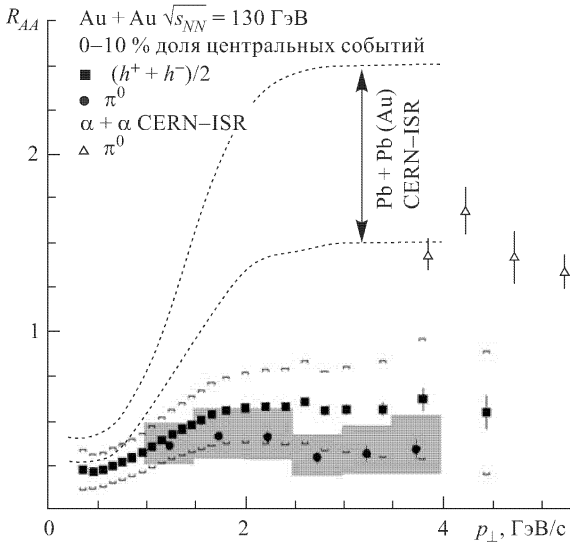


Рис. 10.6

адронов и нейтральных пионов в Au + Au и  $pp$  при энергии  $\sqrt{s} = 130$  ГэВ, как функция их поперечного импульса. Выход адронов при больших поперечных импульсах значительно уменьшается по сравнению с выходом, ожидаемым при взаимодействиях в NN столкновениях. Это поведение значительно отличается от того, что ранее наблюдалось в столкновениях Pb + Pb в CERN на SPS и в  $\alpha + \alpha$  столкновениях в CERN на ISR (см. рис. 10.6).

Как видно из рис. 10.6, сечение рождения частиц с большими  $p_{\perp}$  ( $p_{\perp} \geq 2$  ГэВ/с) почти на порядок величины меньше, чем для струй, рождённых в некогерентных партон-партонных взаимодействиях. Такое подавление может быть связано как с экранированием глюонной структурной функции в ядре [141], так и со «сжатием струй» в ядерном веществе [142]. Поскольку для струй, рождённых в центральной области быстрой, характерные значения переменной  $x$  партона, рождающего частицу с энергией  $\sim 5$  ГэВ, составляет  $\sim 10^{-1}$ , эффекты конденсата цветового стекла вряд ли играют какую-либо роль. Роль указанных двух механизмов подавления выхода частиц с большими  $p_{\perp}$  можно прояснить, сравнивая выходы частиц в дейтрон-ядерных  $dAu$  и протон-протонных взаимодействиях. Если струи подавлены в  $dAu$  столкновениях, то это возможно лишь за счёт взаимодействия в начальном состоянии. Такие экспериментальные данные получены в 2003 году коллаборацией STAR. На рис. 10.7 [143] проведено сравнение двухча-

стичных азимутальных распределений частиц в центральных  $d + Au$ ,  $Au + Au$  и  $p + p$  столкновениях (точки, звёздочки и жирные сплошные

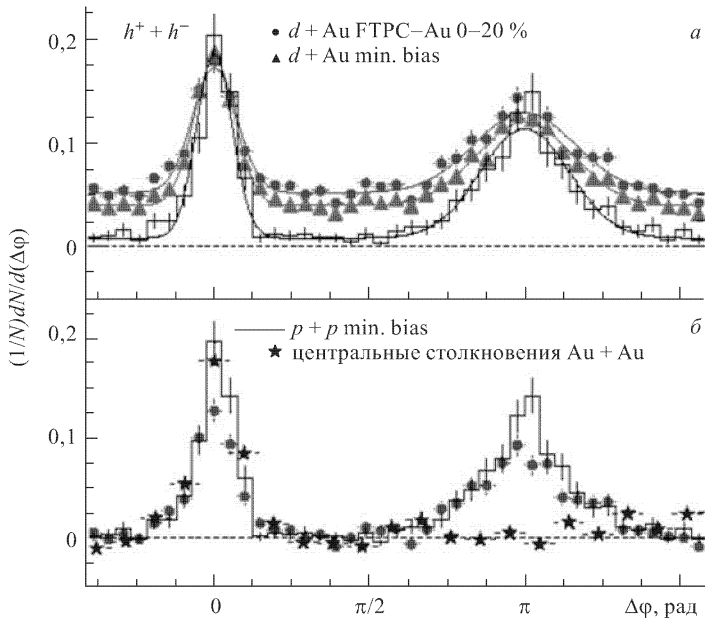


Рис. 10.7

линии соответственно). Как видно из этих данных в центральных  $Au + Au$  столкновениях, в отличие от  $d + Au$  и  $p + p$ , сильное подавление выходов частиц с большими поперечными импульсами (отсутствие back-to-back пика) связано со взаимодействием партонов с плотной ядерной средой в конечном состоянии.

## 10.7. $V/\pi$ загадка

Другая поразительная загадка RHIC — это быстрое увеличение барион/пионного отношения в центральных столкновениях золота по золоту при больших поперечных импульсах [69]. На рис. 10.8 представлено отношение антипротонов к пионам как функция поперечного импульса для центральных и периферических столкновений при энергии  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ и отношение идентифицированных заряженных адронов к нейтральным пионам. Рост барион/пионного отношения ожидается в гидродинамическом сценарии, в котором равная скорость расширения партонов «среды» предполагает больший поперечный импульс для более массивных частиц. Однако справедливость гидродинамического описания сомнительна при больших поперечных импуль-

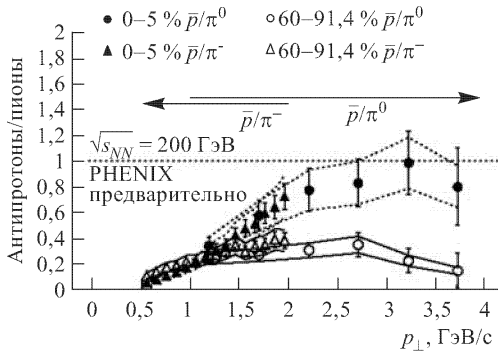


Рис. 10.8

сах, где плотность частиц слишком мала. Если мы предполагаем, что фрагментация министруй является ведущим механизмом образования частиц при больших  $p_{\perp}$ , то рост отношения  $B/\pi$  предполагает, что на фрагментацию министруй сильно воздействует ядерная среда.

## 10.8. Ультрапериферические столкновения тяжёлых ионов

Коллаборация STAR сообщила о первых наблюдениях эксклюзивного образования векторного  $\rho$ -мезона в периферических столкновениях релятивистских тяжёлых ионов в реакции  $\text{AuAu} \rightarrow \text{AuAu} \rho^0$  и образование векторного  $\rho$ -мезона в реакции  $\text{AuAu} \rightarrow \text{Au}^* \text{Au}^* \rho^0$ , когда в конечном состоянии наблюдаются ядра в возбуждённом состоянии. Процессы, происходящие при периферических взаимодействиях тяжёлых ионов, были подробно рассмотрены в девятой главе, здесь мы акцентируем внимание на полученных экспериментальных данных.

Эксклюзивное образование  $\rho$ -мезонов изучалось по распаду  $\pi^+ \pi^-$  в детекторе STAR. Для анализа использованы данные 2000 года по столкновению золота с золотом с энергией в системе центра масс 130 ГэВ на нуклон.

Два набора данных использовались два различных триггера в данном анализе. Для реакции  $\text{AuAu} \rightarrow \text{AuAu} \rho^0$  события отбирались с помощью топологического триггера, а для изучения реакции  $\text{AuAu} \rightarrow \text{Au}^* \text{Au}^* \rho^0$  был использован Minimum bias триггер [144]. Этот триггер использует калориметр нулевых углов (ZDC) для отбора событий, т. е. сигналом служит регистрация одного или нескольких нейтронов. Это и является критерием для отбора событий для периферических взаимодействий.

Используя энергию выделения в ZDC, были отобраны события, по крайней мере, с одним нейтроном ( $xn, xn$ ), точно с одним нейтроном



( $1n, 1n$ ) и без нейтронов ( $0n, 0n$ ) в ZDC, и события по, крайней мере, с одним нейтроном в одном из ZDC ( $xn, 0n$ ). Последние два происходят только при работе топологического триггера.

На рис. 10.9 представлены распределения пар пионов по поперечному импульсу для топологического триггера ( $0n, 0n$ ) (рис. 10.9 а) и

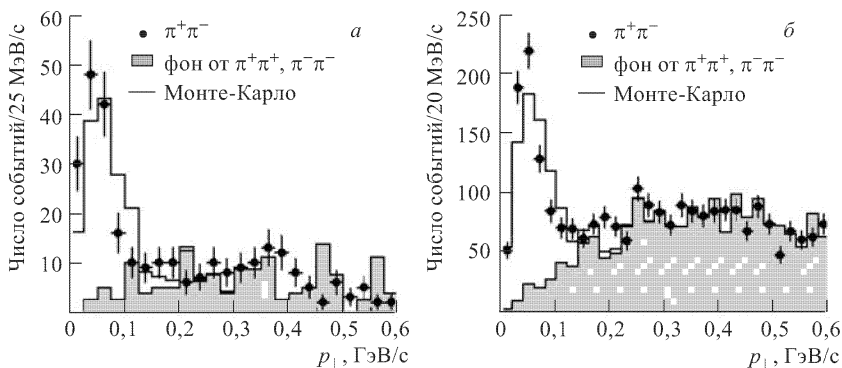


Рис. 10.9

Minimum bias триггера ( $xn, xn$ ) (рис. 10.9 б). Можно видеть, что оба спектра достигают максимума при  $p_{\perp} \sim 50$  МэВ/с, как и ожидается при когерентных взаимодействиях тяжёлых ионов.

Спектр  $d\sigma(\text{AuAu} \rightarrow \text{Au}^* \text{Au}^* \rho^0)/dM_{\pi\pi}$  по инвариантной массе пар пионов для ( $xn, xn$ ) событий с ограничением по поперечному импульсу  $p_{\perp} < 150$  МэВ/с представлен на рис. 10.10 (MC — фон от  $e^+e^-$ -пар, рассчитанный методом Монте-Карло). Для событий ( $0n, 0n$ ) спектр

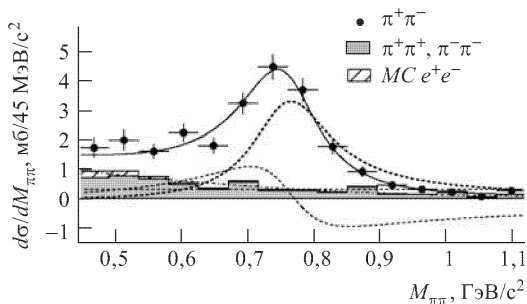


Рис. 10.10

подобен. Для фитирования данных были использованы три различных параметризации:

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}} = f_p BW(M_{\pi\pi}) + f_I I(M_{\pi\pi}) + f_p; \quad (10.6)$$

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}} = \left| A \frac{\sqrt{M_{\pi\pi} M_\rho \Gamma_\rho}}{M_{\pi\pi}^2 - M_\rho^2 + i M_\rho \Gamma_\rho} + B \right|^2 + f_p; \quad (10.7)$$

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}} = f_p B W (M_{\pi\pi}) \left( \frac{m_\rho}{M_{\pi\pi}} \right) + f_p. \quad (10.8)$$

Уравнение (10.6) — это релятивистское распределение Брейт–Вигнера для образования мезона, где

$$B W = \frac{M_{\pi\pi} M_\rho \Gamma_\rho}{(M_\rho^2 - M_{\pi\pi}^2)^2 + M_\rho^2 \Gamma_\rho^2} + I(M_{\pi\pi}),$$

где  $I(M_{\pi\pi})$  — интерференционное слагаемое Солинга [145],

$$I(M_{\pi\pi}) = \frac{M_\rho^2 - M_{\pi\pi}^2}{(M_\rho^2 - M_{\pi\pi}^2)^2 + M_\rho^2 \Gamma_\rho^2}.$$

Второе уравнение, (10.7) — это модифицированная солинг-параметризация [146]. И третье, (10.8) — это феноменологическая параметризация Росс-Стодолски [147]. Здесь

$$\Gamma_\rho = \Gamma_0 \left( \frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}} \right) \left( \frac{M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2}{M_\rho^2 - 4m_\pi^2} \right)^{3/2}$$

— ширина, зависящая от импульса и  $f_p$  — полином второго порядка, описывающий фон. Параметры фитирования приведены в табл. 10.1. Можно видеть, что масса и ширина  $\rho$ -мезона соответствуют табличным значениям [148]. В табл. 10.2 представлены экспериментальные значения сечений в сравнении с теоретическими предсказаниями.

Хотелось бы отметить, что это первые измерения когерентного образования  $\rho$ -мезона с ядерным возбуждением и без ядерного возбуждения в периферических столкновениях тяжёлых ионов. При этом  $\rho$ -мезон образуется при малых поперечных импульсах, характерных для когерентного взаимодействия ядер.

Сечения образования  $\rho$ -мезона находятся в согласии с теоретическими вычислениями [149].

Таблица 10.1

Параметризация	$M_\rho$ , МэВ/с <sup>2</sup>	$\Gamma_\rho^0$ , МэВ/с <sup>2</sup>	
(10.6)	$778 \pm 7$	$148 \pm 14$	$\frac{f_I}{f_p} = 0,47 \pm 0,07 \pm 0,12$ ГэВ
(10.7)	$777 \pm 7$	$139 \pm 13$	$\left  \frac{B}{A} \right  = 0,81 \pm 0,08 \pm 0,20$ ГэВ <sup>-1/2</sup>
(10.8)	$773 \pm 7$	$127 \pm 13$	

Таблица 10.2

Сечения	STAR, мбн	Статья [149], мбн
$\sigma_{xn,xn}^\rho$	$28,1 \pm 2,0 \pm 6,3$	27
$\sigma_{1n,1n}^\rho$	$2,8 \pm 0,5 \pm 0,7$	2,6
$\sigma_{xn,xn}^{\rho(\text{ine overlap})}$	$39,7 \pm 2,8 \pm 9,7$	...
$\sigma_{xn,0n}^\rho$	$95 \pm 60 \pm 25$	...
$\sigma_{0n,0n}^\rho$	$370 \pm 170 \pm 80$	...
$\sigma_{\text{total}}^\rho$	$460 \pm 220 \pm 110$	350

## 10.9. НВТ корреляции на RHIC

Двухчастичная корреляционная функция тождественных бозонов с импульсами  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_2$  определена в пятой главе (5.2). Если средний 4-импульс обозначить как  $k^\mu = (p_1^\mu + p_2^\mu)/2$ , относительный импульс как  $q^\mu = p_1^\mu - p_2^\mu$ , то для бьёркеновской модели расширения ядерной материи можно ограничиться испусканием частиц в центральной области быстрот, т.е. положить  $k^z = q^z = 0$ . Вращательная симметрия вокруг оси  $z$  в центральных соударениях релятивистских ядер позволяет выбрать средний поперечный импульс в виде  $\vec{k}_\perp = (k, 0, 0)$ . Тогда корреляционная функция будет зависеть от трёх независимых переменных:  $c_2(k, q_{\text{out}}, q_{\text{side}})$ , «out» и «side» проекции относительного импульса  $\vec{q}_{\text{out}} = (0, q_{\text{out}}, 0)$  и  $\vec{q}_{\text{side}} = (0, q_{\text{side}}, 0)$ .

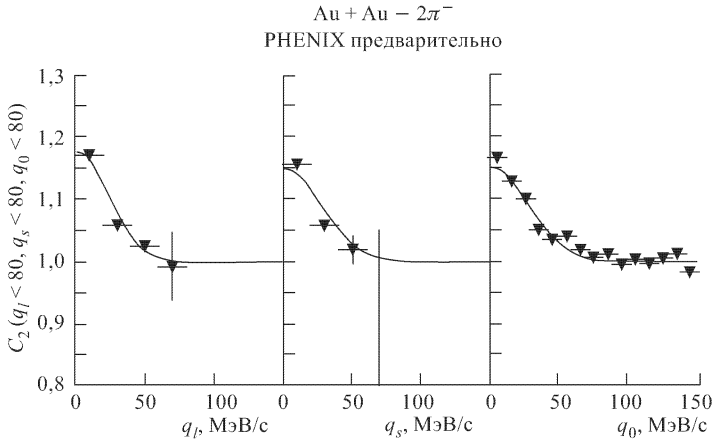
Как обсуждалось в пятой главе, ширина  $1/R_{\text{side}}$  корреляционной функции в направлении side есть мера поперечного размера системы в момент её развала на невзаимодействующие частицы, а ширина  $1/R_{\text{out}}$  корреляционной функции чувствительна ко времени адронизации  $\Delta\tau$ , причём

$$R_{\text{out}}^2 \approx R_{\text{side}}^2 + \nu^2 \Delta\tau^2, \quad (10.9)$$

$\nu$  — скорость поперечного расширения системы.

Как показано в работе [150], в случае образования кварк-глюонной плазмы следовало бы ожидать  $R_{\text{out}} \gg R_{\text{side}}$ , или, во всяком случае,  $R_{\text{out}}/R_{\text{side}} \geq 2 \div 3$ .

На рис. 10.11 показаны корреляционные функции отрицательных пионов, измеренных коллаборацией PHENIX для различных проекций относительно импульса  $q$  пары. Как видно из этого рисунка,  $R_{\text{out}} \approx R_{\text{side}}$ . Более того, при поперечных импульсах  $p_\perp > 0,4$  ГэВ  $R_{\text{out}} < R_{\text{side}}$ ! Это довольно неожиданный результат, который ставит под сомнение не только теоретические модели, описывающие корреляции частиц, но и саму картину эволюции ядерного вещества в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов. По-видимому, только совместными усилиями теоретиков и экспериментаторов, работающих в области релятивистской ядерной физики, удастся разрешить это противоречие.



В заключение этой главы следует подчеркнуть, что многие из рассмотренных выше экспериментальных данных указывают на коллективный характер поведения ядерного вещества в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов на RHIC. Очевидно, что данные не описываются некогерентной суперпозицией нуклон-нуклонных столкновений. Измеренные множественности и спектры по поперечным импульсам позволяют оценить начальные плотности энергии, они составляют  $\approx 20$  ГэВ/фм<sup>3</sup>. При таких плотностях энергии, превышающих плотность энергии в «обычных» ядрах на два порядка, коллективные явления должны описываться на кварк-глюонном уровне. Однако для доказательства формирования кварк-глюонной плазмы необходимы новые экспериментальные данные RHIC, а, возможно, и с ускорителя LHC, который будет ускорять тяжёлые ионы.

## Приложение

# ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ

### 1. Лагранжиан КХД

Квантовая хромодинамика — это теория сильных взаимодействий, в которой фундаментальными объектами являются цветные кварки, антикварки и глюоны, не наблюдаемые в свободном состоянии. Исторически КХД возникла при объединении наивной кварковой модели с идеей локальной  $SU(3)$  калибровочной инвариантности сильных взаимодействий.

В кварковой модели большое число адронов строится с помощью нескольких фундаментальных составляющих — кварков и антикварков. При этом барионы состоят из трёх кварков, а мезоны — из кварков и антикварков. Например, протон состоит из двух  $u$ -кварков и одного  $d$ -кварка:  $|p\rangle = |uud\rangle$ , а  $|\pi^+\rangle = |u\bar{d}\rangle$  из  $u$ -кварка и анти  $d$ -кварка.

Однако кварковая модель в своей наивной форме не полна, поскольку принцип Паули исключает наличие спина  $3/2$  у  $\Delta^{++}$  изобары с кварковым составом  $|\Delta^{++}\rangle = |uuu\rangle$ . Единственный путь построения полностью антисимметричной волновой функции  $\Delta^{++}$  — постулировать наличие у кварков и антикварков дополнительного квантового числа, названного цветом. Кварки могут существовать в трёх различных цветовых состояниях, условно названных красным, зелёным, голубым.

Поэтому кварковое состояние характеризуется тремя компонентами:

$$q(x) = \begin{pmatrix} q^{\text{red}}(x) \\ q^{\text{green}}(x) \\ q^{\text{blue}}(x) \end{pmatrix}. \quad (\text{П.1})$$

Переход от кварковой модели с цветными составляющими к КХД происходит тогда, когда цвет начинает трактоваться подобно электрическому заряду в электродинамике. Известно, что электродинамика обладает локальной калибровочной инвариантностью, т. е. инвариантностью по отношению к фазовому вращению электронных полей,  $\exp(i\alpha(x))$ , причём  $\alpha$  зависит от пространственно-временной координаты.

наты. Можно потребовать подобную инвариантность и для кварковых полей, имея только в виду, что в электродинамике один заряд, в то время как в КХД — три цветных заряда.

В отсутствие взаимодействий между фундаментальными составляющими лагранжиан КХД имеет следующий вид:

$$L_{\text{своб.}} = \sum_{q=u,d,s,\dots} \sum_{\text{цвет}} \bar{q}(x) \left( i\gamma_{\mu} \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} - m_q \right) q(x). \quad (\text{П.2})$$

Этот лагранжиан инвариантен при вращениях кварковых полей в цветовом пространстве:

$$q^j(x) \rightarrow U_{jk}(x)q^k(x), \quad (\text{П.3})$$

где индексы  $j, k \in \{1, 2, 3\}$  и по повторяющимся индексам предполагается суммирование. В электродинамике есть только один электрический заряд, и калибровочное преобразование включает один фазовый фактор:  $U = \exp(i\alpha(x))$ .

В КХД — три различных цвета, и  $U$  становится унитарной  $3 \times 3$  матрицей, т. е.  $U^+U = 1$  и  $\det U = 1$ . Это матрица фундаментального представления группы  $SU(3)$ , где «3» — число цветов,  $N_c = 3$ . Матрица  $U$  имеет  $N_c^2 - 1 = 8$  независимых элементов, поэтому она параметризуется с помощью 8 генераторов  $T_{kj}^a$ ,  $a \in \{1, \dots, 8\}$  фундаментального представления группы  $SU(3)$ :

$$U(x) = \exp(-i\varphi_a(x)T^a). \quad (\text{П.4})$$

При этом матрицы  $T^a$  эрмитовы — ( $T^a = T^{a+}$ ) и  $\text{tr} T^a = 0$ . Матрицы  $T^a$  не коммутируют между собой, их коммутатор выражается через структурные константы  $f_{abc}$  группы  $SU(3)$ :

$$[T^a, T^b] = i f_{abc} T^c. \quad (\text{П.5})$$

Это коммутационное соотношение не имеет аналогов в квантовой электродинамике, поскольку эта теория основана на абелевой калибровочной группе  $U(1)$ . КХД же основана на неабелевой калибровочной группе  $SU(3)$ , поэтому называется неабелевой калибровочной теорией.

Поскольку матрицы  $U$  зависят от пространственно-временной точки  $x$ , свободный лагранжиан (П.2) не инвариантен при калибровочных преобразованиях (П.3). Для того чтобы восстановить калибровочную инвариантность, нужно, по аналогии с электродинамикой, ввести калибровочное (глюонное) поле  $A_{kj}^{\mu}(x)$  и заменить в (П.2) производную ковариантной производной:

$$\partial^{\mu} q^j(x) \rightarrow D_{kj}^{\mu} q^j(x) \equiv \left\{ \partial_{kj} \partial^{\mu} - i A_{kj}^{\mu}(x) \right\} q^j(x). \quad (\text{П.6})$$

Заметим, что калибровочное поле  $A_{kj}^{\mu}(x) = A_a^{\mu} T_{kj}^a$ , как и ковариантная производная, является  $3 \times 3$  матрицей в цветовом пространстве.

При замене производной на ковариантную производную все изменения в лагранжиане при калибровочных преобразованиях сокращаются, если поле  $A^\mu$  преобразуется следующим образом:

$$A^\mu(x) \rightarrow U(x)A^\mu(x)U^+(x) + iU(x)\partial^\mu U^+(x). \quad (\text{П.7})$$

Тогда КХД лагранжиан можно записать в виде

$$L_{\text{КХД}} = \sum \bar{q}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m_q)q(x) - \frac{1}{4g^2} \text{tr} G^{\mu\nu}(x)G_{\mu\nu}(x), \quad (\text{П.8})$$

где первое слагаемое описывает динамику кварков и их связь с глюонами, а второе слагаемое — динамику глюонных полей. Константа связи сильных взаимодействий является аналогом элементарного электрического заряда  $e$  в квантовой электродинамике.

Глюонный полевой тензор в (П.8)

$$G^{\mu\nu}(x) \equiv i[D^\mu, D^\nu] = \partial^\mu A_\nu(x) - \partial^\nu A_\mu(x) - i[A^\mu(x), A^\nu(x)]. \quad (\text{П.9})$$

Видно, что существенная разница между КХД и КЭД заключается в коммутаторе полей в выражении (П.9). Этот коммутатор приводит к глюон-глюонным взаимодействиям в КХД к весьма нетривиальной динамике сильных взаимодействий.

## 2. Асимптотическая свобода

Для того чтобы разобраться в динамике, следует прежде всего установить, как зависит константа связи от характерных пространственных масштабов теории.

Это поведение, в свою очередь, определяется откликом вакуума на присутствие пробного заряда. Вакуум — это основное состояние теории. В квантовой теории вакуум — это отнюдь не пустое пространство-время, принцип неопределённости допускает существование пар частиц-античастиц в течение времени, обратно пропорционального их энергии. В КХД электрон-позитронные пары оказывают экранирующее воздействие на пробный электрический заряд. Поэтому электромагнитная константа связи (заряд) растёт с уменьшением расстояния по закону

$$e^2(r) = \frac{e^2(r_0)}{1 + \frac{2e^2(r_0)}{3\pi} \ln \frac{r}{r_0}}, \quad (\text{П.10})$$

где  $r_0$  — фиксированный масштаб расстояний.

Формула (П.10) имеет два удивительных свойства:

1) при больших  $r \gg r_0$  можно пренебречь единицей в знаменателе, на таких расстояниях «одетый» заряд  $e(r)$  не зависит от величины «голого» заряда  $e(r_0)$ ;

2) в локальном пределе  $r_0 \rightarrow 0$ , если потребовать конечности  $e(r_0)$ , эффективный заряд  $e(r) \rightarrow 0$  на любых конечных расстояниях от го-

лого заряда! Это знаменитая проблема нуль-заряда представляет собой серьёзную трудность для КЭД. Для разрешения этой проблемы следует предположить, что либо КЭД не является истинно фундаментальной теорией, либо соотношение (П.10), полученное в рамках теории возмущений КЭД, значительно изменяется в режиме сильной связи. Последняя возможность, по-видимому, более предпочтительна, поскольку на малых расстояниях электрический заряд становится очень большим, и его взаимодействие с электрон-позитронным вакуумом нельзя рассчитывать по теории возмущений.

К счастью, из-за малости  $\alpha_{em}(r) = \frac{e^2(r)}{4\pi} = \frac{1}{137}$ , эта фундаментальная проблема теории проявляет себя на очень малых расстояниях  $\sim \exp(-3/8\alpha_{em})$ , которые находятся далеко за пределами нынешних, и вероятно, будущих экспериментов. Это обстоятельство и позволяет рассматривать КЭД как весьма эффективную теорию.

В КХД ситуация качественно другая: имеет место антиэкранирование пробного цветового заряда, поэтому эффективный заряд мал на малых расстояниях. Это свойство теории называют асимптотической свободой. Проиллюстрируем это свойство теории на примере физике конденсированных сред. Будем рассматривать вакуумное состояние как непрерывную среду с диэлектрической постоянной  $\epsilon$ . Как известно, диэлектрическая постоянная связана с магнитной постоянной  $\mu$  и скоростью света соотношением

$$\epsilon\mu = \frac{1}{c^2} = 1. \quad (\text{П.11})$$

Таким образом, экранирующая среда ( $\epsilon > 1$ ) должна быть диамагнетиком ( $\mu < 1$ ), и наоборот, парамагнитная среда ( $\mu > 1$ ) должна проявлять антиэкранирующие свойства, приводящие к асимптотической свободе.

Почему в КХД вакуум парамагнитный, а КЭД диамагнитный? Как известно, величина  $\mu$  связана с магнитной восприимчивостью  $\chi$  соотношением

$$\mu = 1 + 4\pi\chi. \quad (\text{П.12})$$

Когда электроны в КЭД движутся во внешнем электрическом поле, два конкурирующих эффекта определяют знак магнитной восприимчивости:

а) электроны в магнитном поле двигаются по квантовым орбитам (уровням Ландау). Токи, возникающие при таком движении, создают магнитное поле, направленное противоположно внешнему полю. При этом диамагнитный отклик  $\chi > 0$ ;

б) спины электронов выстраиваются вдоль внешнего магнитного поля, это даёт положительный парамагнитный отклик ( $\chi > 0$ ).

В квантовой электродинамике диамагнитный эффект сильнее, поэтому вакуум экранирует заряды. В КХД глюоны несут цветовой заряд. Так как они имеют больший спин (спин = 1), чем кварки (или



электроны), парамагнитный эффект доминирует, и вакуум проявляет свойства антиэкранирования. В КХД аналогом соотношения (П.10) в низшем порядке теории возмущений является следующее выражение:

$$\alpha_s(r_1) = \frac{\alpha_s(r_2)}{1 + \frac{11N_c - 2N_f}{6\pi} \alpha_s(r_2) \ln \frac{r_1}{r_2}}. \quad (\text{П.13})$$

Очевидно, если  $r_1 < r_2$ , то и  $\alpha_s(r_1) < \alpha_s(r_2)$ . При больших переданных импульсах, соответствующим малым расстояниям, константа связи (П.13) становится малой, поэтому применима теория возмущений.

### 3. Конфайнмент

Асимптотическая свобода в КХД подразумевает уменьшение константы связи на малых расстояниях и, соответственно, увеличение на больших расстояниях. В квантовой электродинамике режим сильной связи начинается на чрезвычайно малых расстояниях, не достижимых в современных экспериментах. В КХД многие свойства адронов определяются теорией сильной связи, и необходимо строить ускорители для изучения КХД в случае слабой связи, т.е. в теории возмущений. Ядро-ядерные столкновения, рассмотренные в настоящей книге, как раз позволяют создать условия для реализации режима слабой связи.

Свойство конфайнмента КХД означает отсутствие фундаментальных полей (кварков и глюонов) лагранжиана (П.8) в спектре частиц как асимптотический состояний. По некоторым, пока неизвестным причинам, все физические состояния с конечной энергией оказываются синглетной по цвету комбинацией кварков и глюонов, т.е. кварки и глюоны в обычных условиях заперты в адронах на расстояниях  $\leq 1$  фм.

Свойства конфайнмента можно представить качественно, рассматривая распространение тяжёлой кварк-антикварковой пары на расстоянии  $R$  за время  $T$ . Для этого определяется вильсоновская петля

$$W(R, T) = \text{tr} \left[ P \exp \left( i \int_C A_\mu^a T^a dx^\mu \right) \right], \quad (\text{П.14})$$

где  $A_\mu^a$  — глюонное поле,  $T^a$  — генераторы группы  $SU(3)$  и контур  $C$  выбран в виде прямоугольника со стороной  $R$  в одном из пространственных измерений и стороной  $T$  во временном направлении.

Можно показать, что при  $T \rightarrow \infty$

$$\lim_{T \rightarrow \infty} W(R, T) = \exp[-TV(R)], \quad (\text{П.15})$$

где  $V(R)$  — статический потенциал взаимодействий тяжёлых кварков. На больших расстояниях этот потенциал

$$V(R) = \sigma R, \quad (\text{П.16})$$

где  $\sigma \approx 1 \text{ ГэВ/фм}$  — коэффициент натяжения струны, связывающей кварки. Таким образом, при больших  $T$  и  $R$  вильсоновская петля ведёт себя как

$$W(R, T) \approx \exp[-\sigma TR], \quad (\text{П.17})$$

эта формула — знаменитый «закон площадей», определяющий конфайнмент в КХД.

Свойство конфайнмента присуще КХД при обычных температурах и плотностях ядерной материи. Как мы уже обсуждали ранее, в столкновениях релятивистских тяжёлых ионов можно создать такие условия, когда КХД материя утратит свойства конфайнмента, кварки и глюоны станут способными распространяться на расстояния, большие 1 фм. Сигналам такого состояния посвящена значительная часть настоящей книги (гл. 4).

#### 4. Нарушение киральной симметрии

Как известно, масса  $\pi$ -мезона гораздо меньше масс других элементарных частиц. Можно даже полагать, что масса  $\pi$ -мезона равна нулю, при этом свойства мира с безмассовым пионом весьма близки свойствам физического мира. Однако существование безмассовых частиц — проявление определённой симметрии теории. Фотоны, например, являются следствием локальной калибровочной инвариантности электродинамики. Но, в отличие от фотонов, пионы имеют спин, равный нулю, и они не могут быть калибровочными бозонами какой-либо симметрии. Другая возможность объяснения безмассовости  $\pi$ -мезона задаётся теоремой Голдстоуна. Согласно этой теореме, проявление безмассовых мод в спектре является следствием спонтанного нарушения симметрии, т. е. симметрия лагранжиана нарушена в основном состоянии теории.

Предположим, что в лагранжиане КХД (П.8) массы кварков равны нулю. В этом пределе лагранжиан не содержит слагаемых, связывающих правые и левые компоненты кварковых полей:

$$q_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)q, \quad q_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)q. \quad (\text{П.18})$$

Лагранжиан (П.8) инвариантен при независимых преобразованиях правых и левых полей («киральных вращений»). В пределе безмассовых кварков КХД обладает дополнительной симметрией  $U_L(N_f) \times U_R(N_f)$  по отношению к независимым преобразованиям левых и правых кварковых полей:

$$q_L \rightarrow V_L q_L, \quad q_R \rightarrow V_R q_R. \quad (\text{П.19})$$

Очевидно, что в физическом мире симметрия между левыми и правыми состояниями отсутствует. Поэтому следует предположить, что симметрия (П.19) спонтанно нарушена в вакууме. Наличие кваркового

конденсата  $\langle q\bar{q} \rangle$  в вакууме КХД является сигналом спонтанного нарушения киральной симметрии, т.к. соотношение

$$\langle q\bar{q} \rangle = \langle q_L\bar{q}_R \rangle + \langle q_R\bar{q}_L \rangle \quad (\text{П.20})$$

означает, что левые и правые кварки и антикварки могут преобразовываться друг в друга. Кварковый конденсат можно использовать в качестве параметра порядка. Вычисления на пространственно-временной решётке показывают, что при фазовом переходе деконфайнмента кварковый конденсат стремится к нулю, сигнализируя о восстановлении киральной симметрии.

## Список литературы

1. *Fermi E.* // Progr. Theor. Phys. 1950. V. 5. P. 570; *Pomeranchuk I.* // Doklady Akad. Nauk 1951. V. 78. P. 889; *Landau L.* // Izvestiya AN SSSR Ser. Fiz. 1953. V. 17. P. 51; *Feinberg E.* // Nuovo Cimento A. 1976. V. 34. P. 39.
2. *Sakharov A.* // JETP Letter 1967. V. 5. P. 32.
3. *Polyakov A.* // Phys. Lett. B. 1979. V. 82. P. 247.
4. *Susskind L.* // Phys. Rev. D. 1979. V. 20. P. 2610; *Engels J. et al.* // Nucl. Phys. B. 1982. V. 205. P. 545.
5. *Baldin A.M. et al.* // Proc. Rochester Meeting APS / DPF, Rochester, USA (1971), 131.
6. *Балдин А.М.* Нуклотрон и релятивистская ядерная физика, ОИЯИ, Дубна. 1974. V. 8309. P. 7.
7. *Van Hove L.* // Phys. Lett. B. 1982. V. 118. P. 138.
8. *Koch P., Muller B., Rafelski J.* // Phys. Rep. 1986. V. 142. P. 1.
9. *Greiner C., Koch P., Stocker H.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1825.
10. *Matsui T., Satz H.* // Phys. Lett. B. 1986. V. 178. P. 446.
11. *Chodos A. et al.* // Phys. Rev. D. 1974. V. 9. P. 3471.
12. *Landau L., Lifshitz E.* Statistical Physics. — Pergamon Press, 1986.
13. *Morley P., Kislinger M.* // Phys. Rep. 1979. V. 51. P. 65.
14. *Belavin A. et al.* // Phys. Lett. B. 1975. V. 59. P. 85.
15. *Shuryak E.* // Nucl. Phys. B. 1982. V. 203. P. 160.
16. *Shifman M., Vainshtein A., Zakharov V.* // Nucl. Phys. B. 1979. V. 147. P. 385.
17. *Bochkarev A., Shaposhnikov M.* // JETP Lett. 1984. V. 39. P. 488.
18. *Bochkarev A., Shaposhnikov M.* // Nucl. Phys. B. 1986. V. 268. P. 220.
19. *McLerran L., Svetitsky B.* // Phys. Rev. D. 1983. V. 24. P. 237.
20. *Kajantie K. et al.* // Z. Phys. C. 1981. V. 9. P. 253.
21. *Banks T., Ukwawa A.* // Nucl. Phys. B. 1983. V. 225. P. 145.
22. *Karsch F.* // Nucl. Phys. B. 2000. V. 83–84. P. 14.
23. *Ph. De Forcrand et al.* // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 054501.
24. *Karsch F.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 698. P. 199c.
25. *Karsch F.* // Lecture Notes Phys. 2002. V. 583. P. 209.
26. *Fodor Z. et al.* // J. High En. Phys. 2002. V. 203. P. 14.
27. *Glauber R.J.* in Lectures in Theoretical Physics / Ed. by W.E. Brittin and L.G. Dunham (Interscience, N.Y.). 1959. V. 1. P. 315.
28. *Iancu E., Leonidov A., McLerran L.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 692. P. 583.
29. *Schildknecht D., Surov B.* // Phys. Lett. B. 2001. V. 499. P. 116; *Stasto A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 596.
30. *Muller A.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 475. P. 220.

31. *Baier R. et al.* // Nucl.Phys. B. 1998. V. 531. P. 403; *Zakharov B.* // JETP Lett. 1996. V. 63. P. 952.
32. *Cleymans J., Gavai G., Suhonen J.* // Phys. Rep. 1986. V. 102. P. 140.
33. *Bjorken J.* // Phys. Rev. D. 1983. V. 27. P. 140.
34. *Cooper F., Frey G., Schouberg E.* // Phys. Rev. D. 1975. V. 11. P. 192.
35. *Hwa R., Kajantie K.* // Phys. Rev. D. 1985. V. 32. P. 1109.
36. *McLerran L., Toimela T.* // Phys. Rev. D. 1985. V. 31. P. 545.
37. *De Forcrand P., Philipsen O.* // Nucl. Phys. B. 2002. V. 642. P. 290.
38. *Stock R.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 456. P. 277.
39. *Schmidt M. et al.* // Z. Phys. C. 1988. V. 38. P. 109.
40. *Combridge B.* // Nucl. Phys. B. 1979. V. 151. P. 429.
41. *Eskola K., Kajantie K.* // Z. Phys. C. 1997. V. 75. P. 515.
42. *Емельянов В., Ходинов А. и др.* // Ядерная Физика. 1999. V. 62. P. 62.
43. *Adler C. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2001. V. 470. P. 488.
44. *Adcox K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 3500.
45. *Van Hove L.* // Z. Phys. C. 1983. V. 21. P. 93.
46. *Ruuskanen P.* // Nucl. Phys. A. 1991. V. 525. P. 255c.
47. *Gale C., Lichard P.* // Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 3348.
48. *Song C., Ko C., Gale C.* // Phys. Rev. D. 1994. V. 50. P. R1827.
49. *Lichard P.* // Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 5812.
50. *Geiss J. et al.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 447. P. 31; *Spieles C. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 054901; *Arwesto N. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 395.
51. *Pisarski R.* // Phys. Lett. B. 1982. V. 110. P. 155.
52. *Rapp R., Wambach J.* // Adv. Nucl. Phys. 2000. V. 25. P. 1.
53. *Gale C., Kapusta J.* // Phys. Rev. C. 1989. V. 40. P. 2397.
54. *Agakichiev G. et al.* // Nucl.Phys. A. 1999. V. 661. P. 23c.
55. *Acton P.D. et al.* // Z. Phys. C. 1992. V. 56. P. 521; *Buskulich D. et al.* // Z. Phys. C. 1996. V. 69. P. 379.
56. *Aguilar-Benitez M. et al.* // Z. Phys. C. 1991. V. 50. P. 405.
57. *Adams J. et al.* // Phys. Rev. Lett 2004. V. 92. P. 092301.
58. *Kapusta J., Lichard P.* // Phys. Rev. D. 1991. V. 44. P. 2774.
59. *Yoshida R. et al.* // Phys. Rev. D. 1987. V. 36. P. 388.
60. *Redlich K.* // Phys. Rev D. 1987. V. 36. P. 3378.
61. *Bjorken J.* // Fermilab-PUB-82-59-T.
62. *Thoma M., Gyulassy M.* // Nucl. Phys. B. 1991. V. 351. P. 491.
63. *Gyulassy M., Wang X.* // Nucl. Phys. B. 1994. V. 420. P. 583.
64. *Muller B.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 061901.
65. *Fries R., Muller B., Srivastava D.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 132301.
66. *Baier R. et al.* // JHEP. 2001. V. 109. P. 33.
67. *Gyulassy M., Levai P., Vitev I.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 5535.
68. *Wang E., Wang X.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 142301.
69. *Adcox K. et al.* [PHENIX Collaboration] // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 242301.
70. *Tarasov Yu.* // hep-ph/0312252.
71. *Shuryak E.* // Phys. Rev.Lett. 1992. V. 68. P. 3270.

72. *Combridge J. et al.* // Phys.Lett. 1977. V. 70. P. 234.
73. *Gluck M., Reya E., Vogt A.* // Z. Phys. 1995. P. 433.
74. *Gyulassy M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 2537.
75. *Wang X., Gyalassy M.* // Phys. Rev. D. 1991. V. 44. P. 350.
76. *Schnederman E. et al.* // Phys. Rev. D. 1993. V. 48. P. 2462.
77. *Voloshin S., Zhand Y.* // Z. Phys. C. 1996. V. 70. P. 665.
78. *Barrette J. et al.* // Phys. Rev. C. 1994. V. 49. P. 1669.
79. *Cugnon J., Hote D.* // Nucl. Phys. A. 1986. V. 452. P. 138.
80. *Danielewicz P.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 716.
81. *Siemens P., Rassmussen J.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 880.
82. *Shuryak E., Zhirov O.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1978. V. 28. P. 485.
83. *Teaney D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 4783.
84. *Muller B.* // Lect. Notes in Phys. 1985. V. 225. P. 1.
85. *Meyer-Ortmanns H.* // Rev. Mod. Phys. 1996. V. 68. P. 512.
86. *Rafelski J., Muller B.* // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 1006.
87. *Datta S., Karsch F. et al.* // hep-lat/0208012.
88. *Shuryak E., Zahed I.* // hep-ph/0307267.
89. *Elze H., Greiner W.* // Phe.Lett. B. 1986. V. 131. P. 385.
90. *Koch P., Muller B., Rafelski J.* // Phys.Rep. 1986. V. 142. P. 167.
91. *Emelyanov V.* // Pisma Zh.Eksp.Tepr.Fiz. V. 47, № 1988. V. 1. P. 491.
92. *Kopylov G.I., Podgoretsky M.I.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1972. V. 15. P. 219. [Yad. Fiz. 1972. V. 15. P. 392].
93. *Kopylov G.I., Podgoretsky M.I.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1974. V. 18. P. 336. [Yad. Fiz. 1974. V. 18. P. 656].
94. *Hanbury R., Brown Twiss R.* // Phil. Mag. 1945. V. 45. P. 663.
95. *Hanbury R., Brown Twiss R.* // Nature 1956. V. 178. P. 1046.
96. *Tomasik B., Wiedemann U.* // hep-ph / 0210250.
97. *Akkelin S., Sinyukov Yu.* // Z. Phys. C. 1996. V. 72. P. 501.
98. *Chapman S., Scotto P., Heintz U.* // Heavy Ion Physics. 1995. V. 1. P. 1.
99. *Csorgo T., Lorstad B.* // Phys. Rev. C. 54 (1996), 1390.
100. *Srivastava D., Kapusta K.* // TPI-MINN-93/8-T.
101. *Bialas A., Bleszynski M., Gyz W.* // Nucl. Phys. B. 1976. V. 111. P. 461.
102. *Koba Z., Nielsen H., Olesen P.* // Nucl. Phys. B. 1972. V. 40. P. 317.
103. *Gazdzicki M., Hansen O.* // Nucl. Phys. A. 1991. V. 528. P. 754.
104. *Heiselberg H., Levy A.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 2716.
105. *Asakawa M., Heinz U., Muller B.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 2072.
106. *Jeon S., Koch V.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 272.
107. *Roland G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 638. P. 91c.
108. *Gottlieb S. et al.* // Phys. Rev. D. 1977. V. 55. P. 6852.
109. *Papp R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 53; *Pisarsky R., Rischke D.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 37; *Carter G., Diakonov D.* // Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 016004.
110. *Stephanov M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 4816.
111. *Brown F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 2491.
112. *Braun-Munzinger P., Stachel J.* // Nucl. Phys. A. 1996. V. 606. P. 320.
113. *Rajagopal K.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 680. P. 211.

114. *Blaizot J., Krzywicki A.* // Phys. Rev. D. 1992. V. 46. P. 246.
115. *Bjorken J.* // Acta Phys. Pol. B. 1992. V. 23. P. 637.
116. *Serreau J.* // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 054003.
117. *Rajagopal K., Wilczek F.* // Nucl. Phys. B. 1993. V. 404. P. 577.
118. *Mohanty B., Mahapatra O., Nayak T.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 044901.
119. *Brooks T. et al.* // Phys. Rev. D. 2000. V. 61. P. 032003.
120. *Aggarwal M. et al.* // Phys. Lett. 1998. V. 420. P. 169; *Appelshauser H. et al.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 459. P. 679.
121. *Rajagopal K.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 680. P. 211.
122. *Bialas A., Peschanski R.* // Nucl. Phys. 1986. V. 13273. P. 703.
123. *Drees M., Ellis J., Zeppenfeld D.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 223. P. 454.
124. *Bauer T.H. et al.* // Rev. Mod. Phys. 1978. V. 50. P. 261.
125. *Klein S., Nystrand J.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 2330.
126. *Bass S.A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 661. P. 205.
127. *Abramovsky V.A., Gribov V.N., Kancheli O.V.* // Yad. Fiz. 1973. V. 18. P. 18.
128. *Kharzeev D., Nardi M.* // Phys. Lett. B. 2001. V. 507. P. 121.
129. *Wang X.N., Gyulassy M.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 3496.
130. *Bialas A., Bleszynski M., Czyz W.* // Nucl. Phys. B. 1976. V. 111. P. 461.
131. *Kharzeev D., Levin E.* // Phys. Lett. B. 2001. V. 523. P. 79.
132. *Kharzeev D., Lourenco C., Nardi M. et al.* // Z. Phys. C. 1997. V. 74. P. 307.
133. *Teaney D., Laurte J., Shuryak E. V.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 4783.
134. *Kolb P.F., Huovinen P., Heinz U.W., Heiselberg H.* // Phys. Lett. B. 2001. V. 500. P. 232.
135. *Kovchegov Y.V., Tuchin K.L.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 708. P. 413.
136. *Krasnitz A., Nara Y., Venugopalan V.* // Phys. Lett. B. 2003. V. 554. P. 21.
137. *Adler C. et al.* [STAR Collaboration] // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 034904.
138. *Adler C. et al.* [STAR Collaboration] // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 4778.
139. *Van Buren G.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 715. P. 129.
140. *Bjorken J.D.* // FERMILAB-PUB-82-59-THY.
141. *Kharzeev D., Levin E., McLerran L.* // Phys. Lett. B. 2003. V. 561. P. 93.
142. *Appel D.* // Phys. Rev. D. 1986. V. 33. P. 717.
143. *Adams J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 072304.
144. *Adler C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 272302.
145. *Soding P.* // Phys. Lett. 1966. V. 19. P. 702.
146. *Breitweg J. et al.* // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 2. P. 247.
147. *Ross M., Stodolsky L.* // Phys. Rev. 1966. V. 149. P. 1172.
148. *Groom D.E. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 15. P. 1.
149. *Klein S.R., Nystrand J.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 014903; *Baltz A.J., Klein S.R., Nystrand J.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 012301.
150. *Rischke D.H., Gyulassy M.* // Nucl. Phys. A. 1996. V. 608. P. 479.

Научное издание

*ЕМЕЛЬЯНОВ Валерий Михайлович*  
*ТИМОШЕНКО Сергей Леонидович*  
*СТРИХАНОВ Михаил Николаевич*

## ВВЕДЕНИЕ В РЕЛЯТИВИСТСКУЮ ЯДЕРНУЮ ФИЗИКУ

Редактор *Е.С. Артоболевская*  
Оригинал-макет: *В.В. Худяков*

ЛР №071930 от 06.07.99. Подписано в печать 05.08.04.  
Формат 60×90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.  
Усл. печ. л. 11,5. Уч.-изд. л. 12,65. Заказ №

Издательская фирма «Физико-математическая литература»  
МАИК «Наука/Интерпериодика»  
117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90  
E-mail: fizmat@maik.ru, fmlsale@maik.ru; <http://www.fml.ru>

Отпечатано с готовых диапозитивов в ПФ «Полиграфист»  
160001, г. Вологда, ул. Челюскинцев, 3  
Тел.: (8172) 72-55-31, 72-61-75, факс: (8172) 72-60-72  
E-mail: form.pfp@votel.ru <http://www.vologda/~pfpv>

ISBN 5-9221-0518-3



9 785922 105187