

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Деконфайнмент цвета и субадронное вещество: фазовые состояния и роль конституентных кварков

И.И. Ройзен, Е.Л. Фейнберг, О.Д. Чернавская

В обзоре обсуждаются основные аспекты проблемы субадронных состояний ядерного вещества, которые характеризуются деконфайнментом цвета. Ожидается, что при столкновениях атомных ядер высокой (и даже сравнительно невысокой) энергии таковым является короткоожижающая кварк-глюонная плазма (QGP), но, возможно, не только она. Основное внимание уделено самосогласованности феноменологического описания фазовой эволюции горячей и плотной ядерной материи в ходе ее расширения (охлаждения) до окончательного разлета вторичных частиц. Высказаны и проанализированы конкретные аргументы в пользу того, что при этом на определенной стадии охлаждения существенную роль должны играть массивные конституентные кварки. В этой связи обсуждается гипотеза о возможном существовании промежуточной фазы (валонной плазмы), в рамках которой находят внутренне непротиворечивое объяснение результаты экспериментов по выходу различных адронов и прямому рождению дилептонов (e^+e^- -пар) в центральной области при соударениях тяжелых ядер.

PACS numbers: 12.38.Mh, 12.39.Ba, 25.75.Nq

Содержание

1. Введение (473).
2. Ретроспектива, эвристические соображения и КХД (474).
3. Фазовая плоскость. Современные представления (478).
4. Теоретические модели (479).
 - 4.1. Интегрирование на решетке.
 - 4.2. Модель мешков.
 - 4.3. Промежуточные итоги: почему учат теоретические модели.
5. Субадронное вещество в искусственных условиях (483).
 - 5.1. Общая картина процесса.
 - 5.2. Сценарий прямого фазового перехода QGP \rightarrow Н: аргументы за и против.
 - 5.3. Сценарий двух фазовых переходов QGP \rightarrow QЛК \rightarrow Н: преимущества и проблемы.
 - 5.4. Рождение дилептонов (e^+e^- -пар).
6. Заключительные замечания (492).

Список литературы (493).

1. Введение

В обзоре рассматриваются современные представления о возможных экстремальных (субадронных) состояниях ядерного вещества. Под этим понимаются состояния, которые образуются лишь при достаточно высокой плотности энергии (высокая температура T и/или большая плотность барионного заряда $n_B - \bar{n}_B$). В лаборатор-

ии такие условия пытаются реализовать посредством соударения тяжелых ядер достаточно высокой энергии, а в природе они могут возникать при сильном гравитационном сжатии. Происходящие при этом процессы описываются в рамках квантово-статистического подхода к системам многих частиц, взаимодействующих по законам квантовой хромодинамики (КХД). Согласно КХД, источниками соответствующего ("цветового") поля являются кварки, которые обладают так называемыми цветовыми зарядами (их три, а не два, как в электродинамике), а квантами поля являются глюоны, которые обеспечивают обмен цветом между взаимодействующими кварками и потому сами тоже являются носителями цвета (точнее, всевозможных парных сочетаний цвета и антицвета). В контексте обсуждаемых нами проблем решающую роль играют наиболее легкие кварки u и d , которые присутствуют в "обычных" адronах, а также более тяжелый странный кварк s , поскольку массы кварков c , b и t намного превышают типичные температуры и/или энергии Ферми, характерные для соответствующих фазовых переходов, и обусловленные ими поправки экспоненциально малы.

Существует убеждение, что лагранжиан КХД должен обеспечивать невылетание кварков — конфайнмент цвета, т.е. что кварки всегда связываются в соответствующие бесцветные комбинации, которые только и могут распространяться свободно. Таковыми являются адроны, т.е. радиус конфайнмента примерно равен протяженности адрона. Это связывают с тем, что при "обычных" условиях существует вакуумный глюонный конденсат, энергия которого меньше, чем энергия наивного "пустого пертурбативного" вакуума, равно как и "межкваркового вакуума" внутри адронов. Не являются

И.И. Ройзен, Е.Л. Фейнберг, О.Д. Чернавская. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
119991 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация
E-mail: roizen@lpi.ru; chernav@lpi.ru,

Статья поступила 10 июля 2003 г.,
после доработки 19 ноября 2003 г.

исключением и атомные ядра, поскольку там нуклоны настолько разрежены, что их собственный ("исключенный") объем занимает не более трети полного объема ядра.

Однако при достаточном повышении плотности числа адронов (и соответственно плотности энергии ядерного вещества) они сначала сблизятся вплотную, а затем будут раздавлены, и тогда прежде "запертые" в них цветные частицы утратят ориентацию на теперь уже никак не обособленные "собственные" адроны и смогут свободно распространяться в такой среде по всему ее объему, который, вообще говоря, может быть и макроскопическим. В этом смысле произойдет деконфайнмент цвета (и помеченных им кварков).

Но при "обычных" условиях (т.е. в адронной фазе) вакуум КХД заполнен не только конденсатом глюонов — он должен содержать, помимо этого, еще и кварк-антикварковый (киральный) конденсат, представляющий собой определенную когерентную суперпозицию состояний с различной спиральностью. Это связано со спонтанным нарушением киральной симметрии и обязательно для любой теории сильных взаимодействий, в которой аксиальный изотриплет π -мезонов выступает в качестве (почти) голдстоуновских бозонов. Очень существенно (особенно для легчайших кварков), что, взаимодействуя с киральным конденсатом, кварки могут приобрести довольно значительную дополнительную массу.

Вряд ли можно сомневаться в том, что с ростом плотности энергии оба конденсата рано или поздно разрушатся и произойдет соответствующая перестройка спектра возбуждений (подобно тому, как это происходит с другими известными симметриями — примерами могут служить ферромагнетизм, сверхпроводимость, электрослабые взаимодействия и т.п.).

Таким образом, по мере повышения плотности энергии ядерное вещество должно, судя по всему, претерпеть два фазовых перехода — деконфайнмент цвета (по причине разрушения глюонного конденсата) и восстановление киральной симметрии (обусловленное разрушением кварк-антикваркового конденсата). Но если первое возможно, в принципе, и без коренной трансформации самих кварков как субадронных возбуждений над вакуумом КХД, то второе должно оказаться на них намного более радикально, а именно — уменьшить массу самых легких из них (u- и d-кварков) практически до нуля и соответственно понизить массы всех других, превратив, таким образом, конституентные кварки в токовые (этот термин подчеркивает то, что именно такие кварки входят в лагранжиан КХД и, следовательно, в выражения для кварковых токов).

Вопрос, который имеет первостепенное значение для понимания физической сущности процессов, протекающих на рубеже между адронным и кварк-глюонным состояниями вещества, таков: одновременно ли разрушаются (возникают) два обозначенных выше конденсата? Поясним сказанное. В адронной фазе при длине экранирования цвета

$$L_{\text{cs}} \simeq R_0 \simeq 1 \text{ Фм}$$

имеет место конфайнмент цвета (R_0^{-1} при этом, очевидно, можно считать параметром порядка), киральная симметрия нарушена и даже самые легкие кварки массивны.

При

$$L_{\text{cs}} \ll R_0 \simeq 1 \text{ Фм},$$

когда ядерное вещество сильно нагрето и/или сжато, цвет может распространяться свободно (параметр порядка отсутствует: $R_0^{-1} = 0$), киральная симметрия восстановлена и наиболее легкие кварки (практически) безмассовы. Вопрос: является ли стабильным вещество в промежуточной области ($L_{\text{cs}} < R_0$, но не $\ll R_0$), и если да, то какими специфическими свойствами оно обладает?

В настоящее время господствует мнение, что оба процесса всегда происходят при одних и тех же условиях, т.е. одновременно и никакой промежуточной области не существует. Другими словами, что возникающее в результате деконфайнмента цвета субадронное состояние ядерного вещества сразу же становится кирально-симметричным вследствие немедленного образования QGP. В обзоре всесторонне обсуждается эта точка зрения, но особое внимание уделено альтернативному варианту — деконфайнмент цвета может произойти уже при существенно меньшем нагреве и/или сжатии, чем восстановление киральной симметрии. Разумеется, последняя схема обязательно предполагает существование некоторой (промежуточной) цветопроводящей, но все еще кирально-несимметричной фазы, в которой у кварков кроме токовой массы (той, что входит непосредственно в лагранжиан КХД) может быть еще и динамическая масса, что особенно существенно для легких кварков. Качественные аргументы в пользу такой гипотезы и особой роли, которую может играть динамический масштаб масс, были высказаны уже давно [1–3] и даже было показано [4], что если два перехода не совпадают, то на температурной шкале деконфайнмент цвета должен предшествовать восстановлению киральной симметрии. Соответствующий сценарий фазовой эволюции ядерного вещества представляется авторам более предпочтительным как потому, что он свободен от ряда внутренних несоответствий, неизбежно присущих сценарию, в котором нет места для промежуточной фазы, так и потому, что при этом не менее (а подчас и более) успешно описываются существующие весьма нетривиальные экспериментальные данные по выходам различных вторичных адронов и рождению e^+e^- -пар при столкновениях тяжелых релятивистских ядер. В обзоре делается акцент на сопоставлении этих двух сценариев.

2. Ретроспектива, эвристические соображения и КХД

В середине 1960-х годов были высказаны две, казалось бы, никак не связанные между собой феноменологические идеи. Первая фактически положила начало субадронной физике. Она позволила произвести систематизацию и навести относительный порядок в обширном и казавшемся тогда довольно хаотичным адронном "зоопарке" на основе предположения [5, 6], что все адроны "составлены" из минимального необходимого по квантовым числам набора более элементарных частиц — массивных u-, d- и s-кварков и соответствующих антикварков, скомбинированных подходящим образом. Впоследствии эти массивные кварки Q (их можно назвать "пробразом" токовых КХД-кварков, чьи массы меньше примерно на 330 МэВ) были названы конституентными (позднее также валонами [7]) и послужили основой для

так называемой аддитивной кварковой модели (АКМ, см., например, [8–10]), которая оказалась на удивление плодотворной для понимания и подчас даже количественного описания ряда экспериментов по мягкому взаимодействию адронов. Далее (с появлением КХД) эти "модельные" кварки и сама АКМ постепенно вытеснялись из научного обихода, хотя образовавшаяся в результате брешь в описании мягких процессов так и осталась незаполненной.

Вторая идея не столь масштабна по своим последствиям. Она поначалу подводила к парадоксальной мысли о существовании предела возможному нагреву вещества и базировалась на нижеследующем эвристическом рассуждении. Очевидно, что для кинетически и химически равновесной смеси *идеальных* газов со спектральной плотностью масс $\rho(m)$ (m — масса частицы) статистическая сумма

$$Z(T, V) \sim \exp \left[\frac{VT}{2\pi^2} \int_0^\infty m^2 K_2 \left(\frac{m}{T} \right) \rho(m) dm \right],$$

где T — температура, V — объем, а K_2 — соответствующая цилиндрическая функция: $K_2(m/T) \sim (T/m)^{1/2} \times \exp(-m/T)$ при $m/T \gg 1$. Была высказана гипотеза [11], что реальный газ сильно взаимодействующих адронов (включая резонансы) эквивалентен (дуален) такой смеси, а также было замечено, что экспериментально установленный спектр адронов (правда, в весьма ограниченном интервале небольших масс) хорошо аппроксимируется функцией $\rho(m) \sim \exp(m/T_0)$, где $T_0 \simeq 140 - 150$ МэВ. Если бы такая зависимость была верна и дальше (вплоть до бесконечно больших масс), то оказалось бы, что $Z(T, V) \rightarrow \infty$ при $T \rightarrow T_0$ и, стало быть, такой гипотетический адронный газ мог бы существовать только при $T < T_0$.

Понимаемы буквально, обе идеи неполны и непоследовательны. Первая, потому что она не идет дальше феноменологии и систематизации адронов по так называемым мультиплетам (группам с определенными квантовыми числами); вся же динамическая сторона вопроса, — каким образом происходит взаимодействие между кварками, связывающие их в адроны? — остается не проясненной (о глюонах тогда еще не было и речи). Вторая, потому что адроны являются протяженными частицами (их размеры известны из эксперимента), и простейшая оценка (которая делается по аналогии с (7), см. ниже) показывает, что при $T \simeq T_0 \simeq 140 - 150$ МэВ в таком "идеальном газе" практически вообще не осталось бы свободного (т.е. не занятого собственно самими частицами) пространства. Таким образом, налицо внутреннее противоречие с исходной гипотезой об идеальном газе.

И все же эти идеи дали мощный импульс развитию как теории, так и эксперимента. Первая не нуждается в дополнительных рекомендациях: она явилась предтечей последовательной теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики. Вторая же подсказала, что при росте температуры равновесного ядерного вещества с КХД-взаимодействием между частицами до $T \simeq T_0$ в нем следует ожидать фазовый переход между адронной фазой, в которой цвет всегда заключен внутри адронов, и фазой, в которой распространение цвета ограничено только протяженностью рассматриваемой среды. Причина возникновения этой фазы — в уплотнении заселен-

ности среды из-за множественного рождения адронов и адронных резонансов (в подавляющем числе — пионов). При высоких температурах это приводит, в конечном счете, к тому, что среднее расстояние между ними становится порядка их собственного размера. Это обстоятельство здесь и играет роль триггера для деконфайнмента цвета.

Таким образом, упоминавшаяся выше и загадочная по своей физической природе "предельная" температура T_0 превращается в обычную температуру перехода между этими фазами. Разумеется, эта температура не универсальна: если среда барионно заряжена ($n_B - n_{\bar{B}} \neq 0$, например, обычное вещество), то аналогичный фазовый переход должен наблюдаться даже при "низкотемпературном" (гравитационном) сжатии по достижении достаточной плотности барионного заряда. Более того, ожидаемая фазовая эволюция ядерного вещества при "холодном сжатии" представляется наиболее очевидной при теоретическом моделировании [3]. Это иллюстрирует рис. 1.

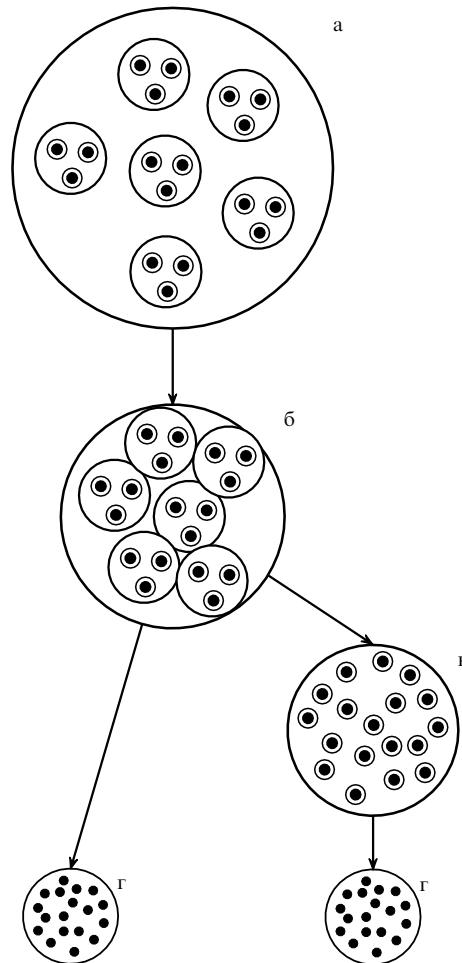


Рис. 1. Схематическое представление возможных путей эволюции "холодного" ядерного вещества по мере его сжатия. Большой круг — атомное ядро, меньшие кружки — адроны, маленькие кружки — вакансы, точки — токовые кварки. Левая ветвь отвечает совпадению деконфайнмента цвета с восстановлением киральной симметрии (прямой переход), правая ветвь отвечает тому, что деконфайнмент цвета предшествует восстановлению киральной симметрии (непрямой переход — существует промежуточная фаза).

Фаза, которая следует непосредственно за обычным веществом¹, довольно хорошо изучена — это плотная адронная материя. Она возникает тогда, когда в ходе "холодного" сжатия вещества ядра приходят в соприкосновение, не оставляя никакого свободного межядерного пространства (исключенный объем равен полному), и затем "растворяются друг в друге". Это, несомненно, реализуется в нейтронных звездах. По мере дальнейшего сжатия будет достигнута такая плотность упаковки нуклонов (примерно втрое больше ядерной), при которой соприкоснутся и начнут "растворяться друг в друге" уже они сами. Это и приведет постепенно к тому, что цветные частицы станут свободно распространяться по всему объему, т.е. к деконфайнменту цвета².

Далее возможны два пути эволюции. Если валоны сами по себе вообще неустойчивы, то деконфайнмент цвета (перекрытие нуклонов) является триггером для их немедленного превращения в токовые кварки и перехода вещества сразу в кирально-симметричную фазу (прямой переход $b \rightarrow g$ — левая ветвь на рис. 1). Если же валоны $Q(q)$ (здесь и далее $q \equiv u, d$) являются достаточно стабильными квазичастицами с эффективным радиусом $r_Q \ll r_N$ ($r_N \simeq 0,8$ Фм — радиус нуклона) — в пользу последнего свидетельствует феноменология АКМ, которая дает [11] $r_Q \simeq 0,2 - 0,3$ Фм, — то они могут "выжить" по мере дальнейшего сжатия еще в некотором, возможно, довольно значительном, интервале плотностей (см. по этому поводу ниже оценку (7)), чему отвечает присутствие промежуточной фазы "в" (и непрямой переход $b \rightarrow v \rightarrow g$ — правая ветвь на рис. 1). При еще большем сжатии (сближении друг с другом) валоны, перекрываясь, начнут "сбрасывать шубу"³. Этот процесс может идти либо скачкообразно: валоны до поры сохраняются (почти) неизменными, а затем разрушаются сразу, трансформируясь при этом в токовые КХД-кварки и глюоны, что должно проявиться как явно выраженный сильный фазовый переход (возможно, даже 1-го рода) вещества в кирально-симметричное состояние; либо же валоны "худеют" постепенно и плавно. В последнем случае следует ожидать, что фазовый переход слабый, скорее, он даже размыт в фазовой плоскости, представляя собой кроссовер⁴. Так или иначе, обоим этим вариантам отвечает существование промежуточной фазы, в которой живут "свободные" валоны⁵.

Представляется весьма правдоподобным, что аналогичные соображения [2] непосредственно применимы и к рассмотрению лобовых (центральных) столкновений тяжелых ядер при относительно низких энергиях, начиная с полной энергии в СЦИ на каждую нуклонную пару (NN) $\sqrt{s_{NN}} \simeq 2,5 - 3$ ГэВ (лоренц-фактор $\simeq 1,5$), когда температура образовавшейся системы еще относи-

тельно мала. Действительно, поскольку плотность массы (энергии) нуклона всего лишь примерно в 3 раза превышает ядерную, уже при простом "наложении" (взаимопроникновении, попадании в один и тот же объем) двух одинаковых ядер, релятивистски сплюснутых примерно в полтора раза, в этом объеме достигалась бы нуклонная плотность массы (энергии) и, стало быть, присущая нуклонам плотность упаковки валонов, которые вследствие этого стали бы свободно распространяться по всему объему, занимаемому совокупным ядерным веществом. Условия для этого только улучшаются из-за того, что указанной выше начальной энергии уже вполне достаточно для рождения заметного числа пионов при "остановке" (замедлении) ядер. Последнее может привести к дополнительному возрастанию плотности числа адронов, что, разумеется, еще более способствует переколизации цвета.

Конечно, такая оценка основана на далеко идущей идеализации и является сугубо иллюстративной. Совершенно очевидно, что это оценка по минимуму. Реальная энергия, необходимая для деконфайнмента цвета, может оказаться существенно выше⁶.

Перейдем от приведенных выше соображений явно эвристического характера к более строгим формулировкам, хотя по причинам, которые станут вскоре понятны, их доказательная и предсказательная сила тоже весьма ограничена.

Лагранжиан КХД имеет вид

$$L(A, \psi) = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a + \\ + \sum_f \left[i\bar{\psi}_f \gamma^\mu \left(\partial_\mu - ig \frac{\lambda^a}{2} A_\mu^a \right) \psi_f - m_f \bar{\psi}_f \psi_f \right], \quad (1)$$

где A_μ^a — потенциал калибровочного глюонного поля, которое играет в КХД роль, аналогичную фотонам в квантовой электродинамике, с той, однако, существенной разницей, что, как и сами кварки, оно является заряженным — цветовым. Здесь ψ_f — поле кварка массы m_f (f — еще одна характеристика кварка, так называемый аромат (flavor), $f = 1, 2, \dots, N_f$, а цветовой индекс кварков опущен) и g — цветовой заряд, определяющий силу взаимодействия; λ^a — удвоенные генераторы цветовой группы SU(3) в фундаментальном представлении (в данном контексте более известные как матрицы Гелл-Мана), $a = 1, 2, \dots, 8$, и f^{abc} — соответствующие структурные константы (полностью антисимметричный тензор), см., например, [5, 13]. "Окрашенность" глюонного поля проявляется в том, что его напряженность выражается формулой

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c,$$

где последний член описывает самодействие глюонов.

Формально в лагранжиан входят *токовые* массы всех шести кварков, которые, будучи не равными нулю, явно нарушают его киральную инвариантность. Однако, по существу, его киральные свойства практически полностью определяются двумя легчайшими из них. Дело в

¹ Конечно, здесь речь идет о ядерном сжатии, электронная структура атомов при этом уже не играет никакой роли.

² Относительно масштаба конфайнмента этот объем является почти одинаково макроскопическим как при сжатии нейтронной звезды, так и при сжатии одного или нескольких тяжелых ядер.

³ Имеются в виду виртуальные глюоны и кварк-антикварковые пары в структуре валона.

⁴ В качестве аналогии можно представить себе, скажем, переход между обычным атомарным веществом и полностью ионизованной электромагнитной плазмой.

⁵ Конечно, эти качественные соображения не позволяют исключить и такой растянутый кроссовер, который вообще размывает переход между адронной и кирально-симметричной фазами.

⁶ На это указывает то, что качественное изменение свойств взаимодействия, которое, несомненно, должно коррелировать с деконфайнментом цвета, по-видимому, начинается только при $\sqrt{s_{NN}} \geq 7$ ГэВ (см. обсуждение на с. 490).

том, что их токовые массы, $m_u \simeq 5$ МэВ и $m_d \simeq 8$ МэВ [13], которые фигурируют в лагранжиане КХД и не обусловлены цветовым взаимодействием⁷, настолько малы по сравнению с характерными масштабами масс (энергий) КХД, что в рамках КХД ими обычно пренебрегают. Что же касается (неустойчивого) s-кварка, то его токовая масса $m_s \simeq 150$ МэВ [13], а весовой фактор такой же, как у каждого из u- и d-кварков и, значит, его влияние на все численные оценки не должно превосходить $\simeq 0,5 \exp(-2m_s/T) \simeq 10\%$ даже при максимальной ожидаемой температуре кирального фазового перехода $T_c \leq 200$ МэВ (см. ниже) и быстро падает с понижением температуры. Поэтому его присутствие в лагранжиане не может существенно повлиять на общую картину фазовых переходов в ядерном веществе. Это тем более справедливо в отношении всех остальных, еще более массивных кварков. В этом смысле лагранжиан (1) считают приближенно кирально-инвариантным, каковым по этой причине является и соответствующий ему так называемый *пертурбативный* ("пустой") вакуум. Между тем, как уже упоминалось, феноменологический анализ показывает [14–19], что в адронной фазе *реальный физический* вакуум КХД не может быть пустым: он заселен глюонным и кирально-несимметричным кварковым конденсатами. Присутствие первого обеспечивает конфайнмент, а второй связан со спонтанным (значительным) нарушением киральной инвариантности в этой фазе. Конечно же, никакая теория возмущений не может описать оба эти эффекта — они выходят далеко за рамки такого подхода. Однако неизбежность нарушения киральной симметрии прямо вытекает из того факта, что (большая) масса нуклона не определяется массами составляющих его *токовых кварков* и должна оставаться практически неизменной даже при стремлении этих масс к нулю. Это возможно, только если π -мезон является (почти) голдстоунской частицей, масса которой m_π аномально мала (в адронном масштабе масс). Как известно, она находится из соотношения (см., например, [14])

$$f_\pi^2 m_\pi^2 = (m_u + m_d) \langle 0 | \bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L | 0 \rangle, \quad (2)$$

где $f_\pi \simeq 90$ МэВ — константа перехода аксиального кваркового тока в π -мезон, а последний фактор в правой части как раз и представляет собой плотность кирального вакуумного конденсата ($\bar{\psi}_L(\bar{\psi}_R)$ и $\psi_L(\psi_R)$ — операторы рождения и уничтожения кварков с левой (правой) спиральностью соответственно)⁸.

Разумеется, у частицы, живущей в таком кирально-несимметричном вакууме, не может быть определенной спиральности, даже если эта частица не испытывает никаких других взаимодействий. В таком состоянии можно представить себе только *массивную* частицу, для которой спиральность, как известно, не является релятивистским инвариантом. В этой связи считается, что присутствие несохраняющего спиральность вакуумного кварк-антикваркового конденсата приводит к тому, что даже легкие u- и d-кварки ведут себя, как массивные частицы. Приобретаемую ими при этом массу

$$M = \langle 0 | \bar{\psi} \hat{M} \psi | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{\psi}_L \hat{M} \psi_R + \bar{\psi}_R \hat{M} \psi_L | 0 \rangle \neq 0,$$

⁷ Как, впрочем, и токовые массы всех других кварков. Для u- и d-кварков эти массы связаны с ненулевой массой π -мезона.

⁸ Таким образом, признаком восстановления киральной симметрии является обращение массы π -мезона в нуль.

где \hat{M} — массивный оператор кварков, принятно называть динамической, и, в отличие от токовой, она вариабельна: при $T > 0$ она растет с увеличением плотности числа частиц в этом конденсате и *всегда* исчезает вместе с ним⁹. Правила сумм для реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны в области ρ - и ω -резонансов дают [19] для обычного физического вакуума значение этой плотности $\simeq 1,7$ Фм⁻³.

Базируясь на таком рассуждении, то, что понималось под конституентными кварками Q (валонами) в АКМ, уместно отождествить именно с этими, обладающими динамической массой кварками. Тогда следует считать, что в адронной фазе динамическая масса легкого кварка примерно равна одной трети массы нуклона, т.е. $m_{Q(u)} \simeq m_{Q(d)} \simeq 330 - 340$ МэВ, а $m_{Q(s)} \simeq 480 - 500$ МэВ.

Коль скоро цветные частицы — независимо от того валоны это или токовые кварки — образуют адроны, значит, между ними действуют силы притяжения. Более того, раз не существует свободных кварков, значит, энергия, необходимая для их разъединения, бесконечна¹⁰. Это обстоятельство выражается словами: *удержание или конфайнмент цвета*. Общепринятая мотивация (но не доказательство — его пока нет, несмотря на многочисленные и многолетние усилия [20]) сводится к тому, что цветовое поле кварка должно подавлять крупномасштабные (непертурбативные) флуктуации полей глюонов и легких кварков в вакууме, ответственные за понижение его энергии (относительно энергии "пустого" пертурбативного вакуума) и за образование упоминавшихся выше вакуумных конденсатов. А поскольку оно длиннодействующее (подобно кулоновскому), то не исключено, что, будучи проинтегрировано по всему объему, это подавление привело бы к бесконечному повышению энергии — отсюда невозможность существования свободных цветных частиц. Ту же роль играет цветовое поле в ограниченном объеме внутри адронов, повышая энергию межкваркового вакуума, но уже на конечную величину (см. об этом подробнее ниже: модель мешков). Плотность энергии вакуумного конденсата можно оценить по формуле [19]

$$\varepsilon \simeq -\frac{9}{32} \frac{\alpha_s}{\pi} \langle 0 | F^2 | 0 \rangle \simeq -600 \text{ МэВ Фм}^{-3}, \quad (3)$$

где $\alpha_s = g^2/4\pi$. Здесь среднее по вакууму от глюонного поля оценивается, исходя из сравнения теории с экспериментом по e^+e^- -аннигиляции в $c\bar{c}$ -состояния, а вклад от кварк-антикваркового конденсата опущен, поскольку связанный с ним поправка заведомо не превышает 10 %. Оператор $\alpha_s F^2$ ренорм-инвариантен¹¹ (не имеет аномальной размерности), поэтому правая часть (3) является фундаментальной (и существенно непертурбативной) константой теории.

Другой важнейшей особенностью лагранжиана (1) является так называемая асимптотическая свобода. Будучи (в отличие от упомянутых выше) чисто пертурбативным, это свойство доказывается [21, 22] непосред-

⁹ В качестве нерелятивистской аналогии часто приводят сравнение с ферромагнетиком, имея в виду, что взаимосвязь между $\langle 0 | \bar{\psi} \psi | 0 \rangle$ и динамической массой кварка такова же, как между намагниченностью и внешним магнитным полем; температура кирального перехода T_c играет при этом роль точки Кюри.

¹⁰ В потенциальных (струнных) моделях сила притяжения между кварками оценивается примерно в $1,2 \times 10^4$ кг м с⁻².

¹¹ Точнее — оператор $\beta(\alpha_s)F^2$, где $\beta(\alpha_s)$ — функция Гелл-Мана — Лоу, что в данном контексте малосущественно.

ственno в рамках самой теории и состоит в том, что величина α_s (и соответственно g) не является константой, а убывает с ростом квадрата 4-импульса q^2 , передаваемого в ходе взаимодействия: при больших q^2

$$\alpha_s(q^2) \simeq \frac{12\pi}{(33 - N_f) \ln(q^2/\Lambda^2)},$$

где $\Lambda \simeq 200$ МэВ. Поэтому вполне вероятно, что по мере повышения температуры кварк-глюонное вещество в QGP-фазе может становиться похожим на идеальный газ: при длине L_{cs} , существенно меньшей, чем $R_0 \simeq 1$ Фм, длиннодействующие силы могут конвертироваться в некоторое среднее цветовое поле, на фоне которого останется лишь незначительное эффективное короткодействие $V \sim r^{-1} \exp(-r/L_{cs})$, намного меньшее средней кинетической энергии частиц. Вычисления на решетке (см. ниже) показывают, что при нулевой плотности барионного заряда это ожидание, по-видимому, оправдывается с неплохой точностью. В то же время при низких температурах (вблизи и ниже температуры вырождения) хорошо известные соображения [23] относительно идеализации газа фермионов по мере роста его плотности, очевидно, неприменимы из-за притяжения между частицами и возможности образования связанных состояний.

3. Фазовая плоскость. Современные представления

В свете изложенного выше, вырисовывается следующая общая картина (рис. 2). На рисунке показано, как представляют себе в настоящее время диаграмму фазовых состояний ядерного вещества в $\mu_B T$ -плоскости (μ_B — барионный химический потенциал, определяемый здесь так, как если бы кварк-антикварковая среда была идеальным газом). Практически не вызывает сомнения существование двух фаз — адронной фазы H (ниже и слева от штриховой кривой 1, которая ограничивает

область конфайнмента цвета) и кварк-глюонной плазмы QGP (выше кривой 2 кирального перехода). Под штриховой кривой 1 вещество состоит из адронов и ядер, а кварк-глюонные степени свободы полностью заморожены. При совсем низких температурах в нем различимы газообразная и жидккая фазы (они разделяются небольшим отрезком кривой 3 около оси $T = 0$, вблизи которой существуют атомные ядра). И наоборот, над кривой 2 адронов нет, и вещество следует описывать в терминах кварковых и глюонных степеней свободы. Само существование кривых 1 и 2, в известной мере, условно: вполне может оказаться, что граница (одна или обе) между фазами настолько размыта (крассовер), что неправомерно говорить о фазовом переходе в обычном смысле этого слова. Для кирального перехода (кривая 2) вблизи $\mu_B = 0$ это, вероятно, именно так [24] (поэтому кривая 2 не продолжена до оси ординат) и может быть связано с ненулевой (хотя и очень малой) массой токовых u- и d-кварков, которая, строго говоря, препятствует полному восстановлению киральной симметрии даже при отсутствии кварк-антикваркового конденсата.

С определенным основанием можно говорить (см., например, [25, 26]) и о специфических состояниях субадронного вещества при относительно низких температурах (под этим реально понимается $T \ll 100$ МэВ), но весьма больших плотностях барионного заряда (справа от кривой 2). Это — сверхпроводящие цвет дикварковые фазы 2SC и CFL (под кривыми 4 и 5 соответственно), обусловленные неустойчивостью поверхности Ферми (идеального газа) в случае притяжения между фермионами (кварками), которая, как известно, приводит к куперовскому спариванию. Хотя неоспоримого теоретического (и, тем более, экспериментального) доказательства существования таких состояний пока нет, неизбежность их возникновения, казалось бы, даже еще более очевидна, чем в аналогичном случае обычной (электрической) сверхпроводимости, поскольку, в отличие от электронов, кварки притягиваются сами по себе. Первое (2SC), по всей вероятности, представляет собой кирально-симметричное сверхпроводящее (цвет) состояние¹², в котором спариваются u- и d-кварки в изосинглетном канале, а также s-кварки (друг с другом); вторая (CFL — color and flavor locked) — кирально-несимметричное состояние, в котором скоррелированы нетривиальным образом спаривания по аромату и цвету всех трех u-, d- и s-кварков, так что спариванию определенных ароматов отвечает и определенная ориентация в цветовом пространстве. Ожидается, что симметрия этого состояния та же, что и у адронной материи, сжатой до плотности, когда ее заселенность нуклонами и гиперонами примерно одинакова. Перечисленные характеристики ("холодного") ядерного вещества в этой части фазовой плоскости могут иметь, очевидно, прямое отношение к процессам, протекающим в нейтронных звездах. Но в этом контексте их все же следует принимать скорее как догадки (хотя и вполне правдоподобные), поскольку цветовое взаимодействие при соответствующих плотностях все еще весьма значительно (величина α_s не мала, так

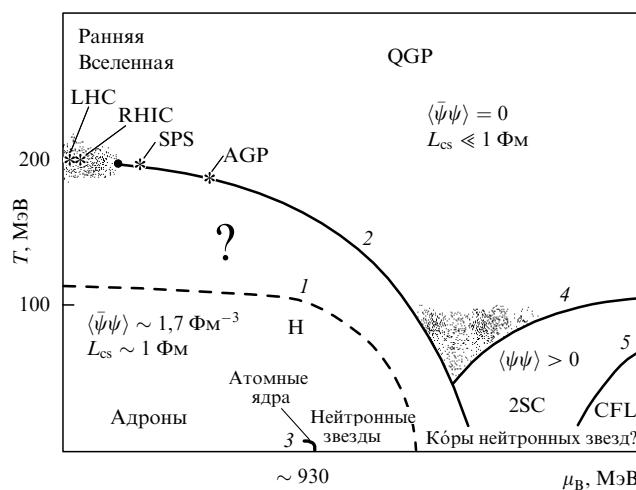


Рис. 2. Фазовая плоскость $\mu_B T$. Кривые 1, 2, 3, 4 и 5 отвечают фазовым переходам — деконфайнменту цвета, киральному переходу, переходу жидкость — газ в адронном веществе, переходу в сверхпроводящие дикварковые фазы 2SC и CFL соответственно. Пунктиром затушеваны ожидаемые области кроссовера. Звездочками обозначено ожидаемое положение точек кирального фазового перехода при средних значениях μ_B для существующих ускорителей (см. табл. 1).

¹² Открытым, однако, по-прежнему остается вопрос, совпадает ли деконфайнмент цвета с переходом в это состояние, поскольку оценки [2, 26] необходимых для того и другого плотностей ядерного вещества близки лишь по порядку величины.

как типичные передачи импульса заведомо меньше 1 ГэВ) и контролируемые расчеты по теории возмущений невозможны.

Как уже отмечалось, наиболее спорным и интересным является, по нашему мнению, вопрос о существовании или отсутствии обозначенной вопросительным знаком области между кривыми 1 и 2, в которой уже не могут жить адроны (за исключением π - и К-мезонов), а киральная симметрия все еще нарушена. Можно сказать иначе: в этой области глюонный вакуумный конденсат уже частично разрушен¹³ множественным рождением пионов (высокие температуры) и/или сжатием (большие μ_B), а кварк-антикварковый конденсат и вместе с ним массивные валоны еще сохранились.

За последние 10–15 лет теоретические и экспериментальные исследования по проблеме экстремальных (субадронных) состояний и фазовых переходов в ядерной материи стали настолько обширны и многоплановы, что их всесторонний обзор чрезвычайно затруднителен. Это связано еще и с тем, что на сегодняшний день вопросов, пожалуй, даже больше, чем надежных ответов. Здесь мы ограничимся лишь тем, что имеет непосредственное отношение к только что сформулированному вопросу: каковы физический смысл и специфика области между кривыми 1 и 2?

4. Теоретические модели

4.1. Интегрирование на решетке

Принято считать, что наиболее объективную информацию о фазовых состояниях ядерной материи можно получить посредством прямых вычислений на решетке.

Суть метода состоит в том, что квантово-статистическое усреднение в системе частиц, которые взаимодействуют в соответствии с лагранжианом (1), производится посредством применения обычной техники: в континуальном интегrale по путям, представляющем собой формальную запись решения в обычном пространстве-времени, производится замена $t \rightarrow it$ ($0 \leq t \leq T^{-1}$), в результате чего получается статистическая сумма по состояниям

$$Z = \int D A_\mu D\psi D\bar{\psi} \exp \left[- \int_0^{1/T} d\tau \int_V d^3x L(A_\mu, \psi, \bar{\psi}) \right], \quad (4)$$

где в интеграле по τ следует наложить периодические граничные условия на варьируемое калибровочное поле A_μ и антипериодические — на фермионные поля ψ и $\bar{\psi}$. Сумма (4) вычисляется посредством замены континуального интегрирования многомерным, но все-таки конечномерным интегралом (решеткой), который вычисляется методом Монте-Карло. Другими словами, непрерывное пространство-(мнимое)время заменяется дискретным с числом узлов $N_\sigma^3 \otimes N_\tau$ ($T = (N_\tau a)^{-1}$, $V = (N_\sigma a)^3$; a — постоянная решетки, N_σ^3 — число ее пространственных узлов).

В принципе, такой подход мог бы рассматриваться не как модельный, а как довольно точный (и тогда вообще отпада бы нужда в моделях), если бы ...

1. Если бы можно было исследовать его сходимость к определенному пределу при стремлении размера элемен-

тарной ячейки к нулю или хотя бы рассмотреть достаточно мелкую решетку (иначе говоря, решетку с необходимым по физическому смыслу задачи числом ячеек). К сожалению, ни то, ни другое пока невозможно — последнее просто из-за недостаточного быстродействия современных суперкомпьютеров¹⁴. То же относится и к массам "решеточных" кварков: не удается соблюсти правильное соотношение между массами токовых u - и d -кварков, с одной стороны, и s -кварка — с другой, так что пока при расчетах первые приходится считать, как минимум, на порядок тяжелее реальных.

2. Если бы результаты подобных расчетов были устойчивы не только при $\mu_B = 0$, хотя и тут включение фермионов (кварков) чревато внушительными усложнениями из-за невозможности "обучить" компьютер антикоммутативной алгебре¹⁵. Когда же $\mu_B \neq 0$, к этому присоединяется еще и принципиальная проблема — отсутствие (во всяком случае, пока) сколько-нибудь надежного рецепта, который позволил бы сделать результат калибровочно-инвариантным (т.е. осмысливанным). Здесь, правда, может "помочь" то, что в ускорительном эксперименте величина μ_B образующейся среды действительно убывает с ростом энергии сталкивающихся ядер (см. рис. 2). Но при более низких энергиях вопрос остается.

По модулю всех этих неприятных обстоятельств вычисления на решетке (при $\mu_B = 0$ и, вероятно, вблизи этой точки) на сегодняшний день указывают [24] на то, что при достаточном повышении температуры среды действительно происходит деконфайнмент цвета, что примерно такова же (с точностью порядка 20 %) температура восстановления киральной симметрии и что этот переход, вероятнее всего, имеет характер кроссовера [24] (см. также рис. 2). Основные результаты этих вычислений представлены на рис. 3–6. Подчеркнем, что рис. 4–6 заимствованы из работы [24], в которой не делается различия между температурами деконфайнмента цвета T_d ¹⁶ и восстановления киральной симметрии T_c , т.е. предполагается, что промежуточная фаза отсутствует. Поэтому первая на них вообще не упоминается, хотя реально именно она отложена по оси ординат. Оправдание такому отождествлению двух разных по физическому смыслу температур базируется на визуальной

¹⁴ Нетрудно сделать приблизительную оценку. Необходимо, чтобы шаг решетки a был существенно меньше некоторого характерного для КХД масштаба, за который естественно принять обратную величину массы нуклона, т.е. $a \ll m_N^{-1} \simeq 0,2$ Фм; но в то же время решетка должна покрывать расстояния, которые больше хотя бы диаметра тяжелого ядра $\simeq 10$ Фм. Таким образом, для получения убедительного количественного результата число шагов вдоль каждой оси должно заведомо превышать 10^2 и, следовательно, число четырехмерных ячеек — 10^8 . И это только необходимое условие. По самым оптимистическим оценкам компьютеры, способные справиться с интегрированием по такого рода массивам, могут появиться только лет через 20.

¹⁵ Эту часть работы приходится делать вручную, после чего компьютер поручается только вычислить детерминанты хорошо известных матриц весьма высокого порядка. В последние годы здесь достигнут значительный прогресс.

¹⁶ Ниже, наряду с температурой деконфайнмента, тем же символом T_d обозначается также совпадающая с ней по физическому смыслу температура адронизации. Такой термин обычно используется, когда речь идет не о нагреве, а об охлаждении среды, и в этом отношении он даже несколько более уместен в контексте ее эволюции при соударениях тяжелых ядер.

¹³ Разрушен настолько, что плотности энергии вакуума внутри и вне адронов практически сравнялись.

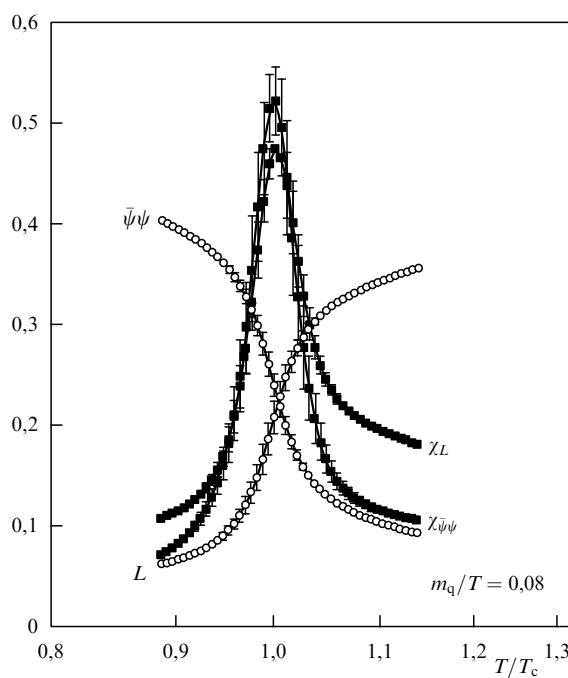


Рис. 3. Температурные зависимости плотности $\langle 0|\bar{\psi}\psi|0\rangle$ кирального конденсата и величины вильсоновской петли $L \propto \exp[-f_q(T)/T]$ (f_q — свободная энергия кварка), а также соответствующих восприимчивостей $\chi_{\bar{\psi}\psi} = \langle (0|\bar{\psi}\psi|0)^2 \rangle - \langle (0|\bar{\psi}\psi|0) \rangle^2$ и $\chi_L = \langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2$ вблизи температур кирального перехода и деконфайнмента (при $\mu_B = 0$), которые трактуются как указание на совпадение этих температур (расчеты на решетке).

оценке и смелой экстраполяции соответствующих зависимостей (тенденций), полученных в результате численного моделирования (см. рис. 3 [27] и рис. 4 [24]).

На рисунке 3 представлена температурная зависимость плотности $\langle 0|\bar{\psi}\psi|0\rangle$ кварк-антикваркового конденсата и величины вильсоновской петли $L \propto \exp[-f_q(T)/T]$ (при $\mu_B = 0$), где $f_q(T)$ — свободная энергия изолированного кварка, а также восприимчивос-

тей $\chi_L = \langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2$ и $\chi_{\bar{\psi}\psi} = \langle (0|\bar{\psi}\psi|0)^2 \rangle - \langle (0|\bar{\psi}\psi|0) \rangle^2$. По причинам, связанным с техникой численного моделирования, приходится держать фиксированным отношение токовой массы кварка к температуре, а не саму эту массу. Все же одновременное резкое изменение (уменьшение) плотности кирального конденсата и свободной энергии кварка, сопровождаемое столь же явным пиком соответствующих восприимчивостей (флуктуаций этих термодинамических величин), обычно рассматривается как указание на то, что деконфайнмент цвета и восстановление киральной симметрии происходят практически одновременно. Не вполне ясно, однако, как это согласовать с другим предсказанием тех же вычислений на решетке, согласно которому при $\mu_B = 0$, по всей вероятности, имеет место не типичный фазовый переход, а кроссовер.

На рисунке 4 приведена сводка результатов вычислений температуры деконфайнмента цвета T_d на решетке при $\mu_B = 0$ и различных способах включения фермионов (выборах фермионного действия). Отношение T_d/m_V представлено как функция отношения m_{PS}/m_V , где m_{PS} и m_V — массы легчайших псевдоскалярного и векторного мезонов, которые вычисляются в рамках тех же расчетов и варьируются посредством придания (приписывания) различных значений массам легких токовых кварков в лагранжиане (1). Вертикальная линия на рис. 4а отвечает реальному отношению масс: $m_{PS}/m_V = m_\pi/m_\rho$; жирную точку на оси ординат ($T = T_c$) следует понимать как наиболее вероятную (основанную на выполнении зависимости T_d от m_{PS}) экстраполяцию к $m_{PS} = 0$, что отвечает полному разрушению несохраняющего спиральность кварк-антикваркового конденсата (см. уравнение (2)) и восстановлению киральной симметрии. К сожалению, наиболее реалистический расчет (единственная точка на рис. 4б) пока удается выполнить только для u- и d-кварков, которые примерно на порядок тяжелее реальных ($m_{u,d} = 0,4T, m_s = T$).

Полученные в рамках таких предположений значения T_d (и, в силу постулируемой экстраполяции, значения T_c) равны (173 ± 8) МэВ для $N_f = 2$ и (154 ± 8) МэВ для

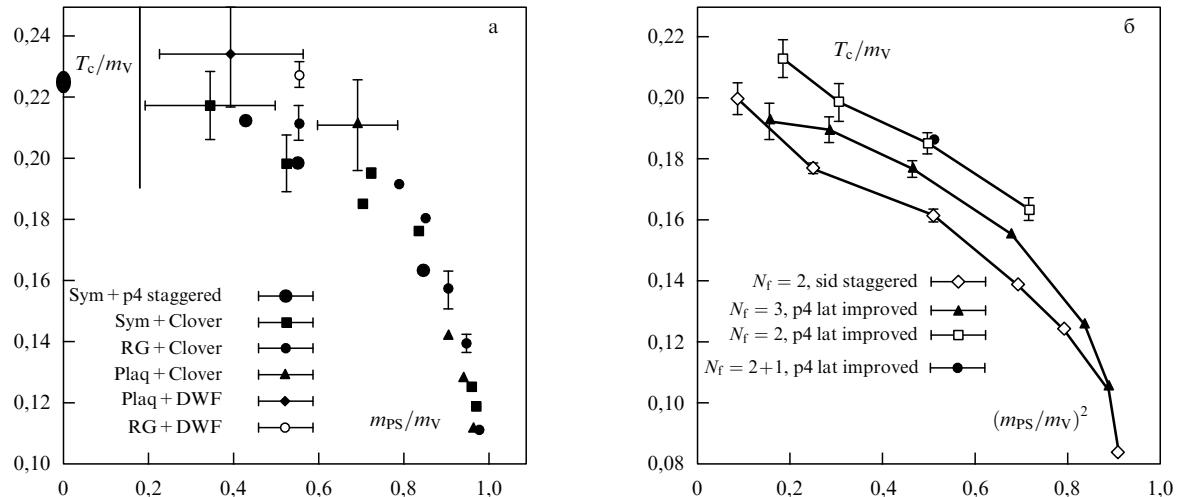


Рис. 4. Расчеты на решетке температуры деконфайнмента (адронизации) как функции отношения m_{PS}/m_V : (а) в рамках различных способов включения фермионного действия (см. [24] и ссылки там же) учитываются только два аромата — кварки и d ($m_s = \infty$); (б) сопоставление результатов различных версий расчетов для двух ароматов с расчетом для трех ароматов одинаковой массы ($N_f = 3$) и для двух легких ароматов u и d и одного более тяжелого аромата s ($N_f = 2 + 1$), $m_{u,d} = 0,4T, m_s = T$.

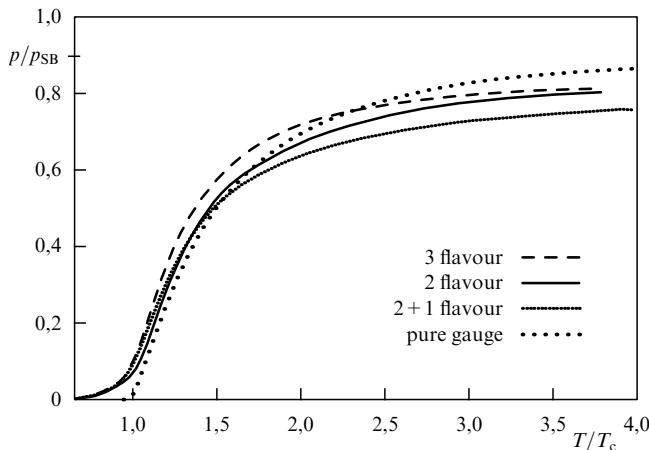


Рис. 5. Расчеты на решетке зависимости давления от температуры для чистой глюодинамики, двух и трех ароматов одинаковой массы, а также двух легких и одного более тяжелого аромата ($\mu_B = 0$), но с нереальными массами токовых夸克ов и соотношением между ними: $m_{u,d} = 0,4T$, $m_s = T$; p_{SB} — давление соответствующего идеального газа, вычисленное по формуле Стефана — Больцмана .

$N_f = 3$. Обратим внимание на то, что включение третьего夸克 неизменно приводит к падению этой температуры примерно на 20 МэВ. Кроме того, рис. 4а, б не дают непосредственного представления о зависимости T_d от массы夸克ов, поскольку масса m_V вовсе не является независимой от $m_{u,d}$ шкалой. Более детальный анализ показывает [24], что "решеточная" температура T_d очень медленно и приблизительно линейно падает с уменьшением m_{PS} (и с массой u- и d-夸克ов). Найденная зависимость показывает, что ее реальное значение может оказаться еще на 20–25 % ниже.

На рисунке 5 представлена характерная для фазового перехода (первого рода) расчетная зависимость давления от температуры для чистой глюодинамики (т.е. когда夸克 не учитываются вообще), при включении двух и трех ароматов одинаковой массы, а также двух легких и одного более тяжелого аромата ($\mu_B = 0$), но с нереальными массами токовых夸克ов и соотношением между ними: $m_q = 0,4T$, $m_s = T$ (ср. с подписью к рис. 4). Физический смысл этого перехода — размораживание цветовых степеней свободы. Однако размытость перехода по температуре свидетельствует, скорее, в пользу кроссовера. Здесь p_{SB} — давление соответствующего идеального газа, вычисляемое по формуле Стефана — Больцмана:

$$\frac{\varepsilon_{SB}}{T^4} = \frac{3p_{SB}}{T^4} = \frac{\pi^2}{30} \left(2 \times 8 + 2 \times 3 \times 2 \times \frac{7}{8} \times N_f \right),$$

где смысл численных факторов в правой части таков: 8 глюонов с двумя возможными поляризациями плюс夸克 и антик夸克 трех цветов с двумя возможными поляризациями, множитель $7/8$ обязан различию между ферми- и бозе-статистиками, N_f — число учитываемых ароматов. Видно, что газ неидеален — давление остается меньше, чем p_{SB} , примерно на 20 %, во всяком случае, вплоть до очень высоких температур $T \gg T_c$ ¹⁷. (Напомним еще раз, что авторы [24] приравнивают T_d и T_c .)

¹⁷ Это, возможно, связано с типичным для такой среды взаимодействием, обусловленным непертурбативными хромомагнитными полями (так называемый "магнитный конфайнмент").

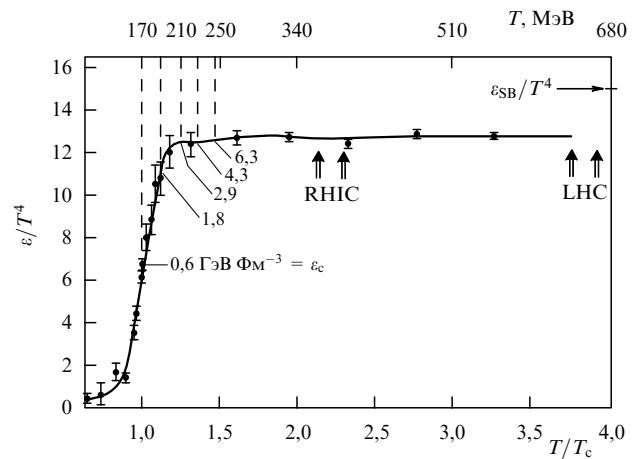


Рис. 6. Зависимость плотности энергии от температуры (расчеты на решетке) при включении трех "легких" ароматов одинаковой массы ($\mu_B = 0$). Видно, что деконфайнмент происходит при плотности энергии $\approx 0,6$ ГэВ Фм⁻³.

На рисунке 6 представлена характерная для фазового перехода (первого рода, ср. с рис. 5) зависимость плотности энергии ε от температуры (включены три "легких" аромата одинаковой массы при $\mu_B = 0$), которая указывает на то, что деконфайнмент цвета следует ожидать при $\varepsilon = \varepsilon_c \simeq (6 \pm 2)T_c^4 \rightarrow (0,6 \pm 0,2)$ ГэВ Фм⁻³ и $T_c \simeq 170$ МэВ (предположения те же, что и на рис. 5). Здесь также видно, что при $T > T_c$ предсказывается плотность энергии, все еще заметно меньшая, чем ε_{SB} , но при $T/T_c > 2-2,5$ уже выполняется соотношение $\varepsilon/p \simeq \varepsilon_{SB}/p_{SB}$. Вертикальными стрелками указаны оценки начальных температур ядерного вещества, достигаемых при максимальной энергии при столкновениях тяжелых ядер на ускорителях RHIC/BNL и LHC/CERN.

4.2. Модель мешков

Для описания фазовых состояний и превращений в ядерной материи используются также феноменологические модели типа MIT-мешка [28]. Сама эта модель предназначалась для описания собственно адронов и их спектров, но ей, разумеется, отвечают определенные уравнения различных состояний ядерной материи.

Модель MIT-мешка базируется на представлении о вытеснении из адрона полей, формирующих физический вакуум. При этом夸克 запираются внутри адронов избыточным внешним давлением B независимо от того, вытесняются вакуумные поля полностью или частично¹⁸. Давление B называется постоянной мешка и рассматривается как свободный параметр модели.

Реально внутренняя энергия (масса) адрона считается равной сумме соответствующей "избыточной вакуумной энергии" $(4\pi/3)Br_H^3$, где r_H — радиус адрона, и кинетической энергии безмассовых夸克ов $\sim n/r_H$, где $n = 2$ для мезонов и $n = 3$ для барионов. Радиусы и массы адронов получаются посредством минимизации этой суммы по r_H . При этом избыточное давление B уравновешивается

¹⁸ Если бы они были вытеснены полностью, то внутриадронный вакуум был бы пертурбативным и, значит, u- и d-夸克 внутри адрона были бы токовыми. Собственно так и предполагалось изначально, но вскоре выяснилось, что при этом спектры и размеры адронов описать не удается.

фермиевским давлением кварков и обеспечивает устойчивость адрона как целого.

Значения B , при которых можно достичь удовлетворительного (в рамках различных реалистических предположений) описания адронного спектра, попадают в интервал $B_{\text{МИТ}} \approx 50 - 100 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^{-3}$, что примерно на порядок меньше, чем давление полей физического вакуума, которое, согласно оценкам различных моделей [12, 18, 19, 29], лежит в пределах $p^{\text{vac}} = -e^{\text{vac}} \simeq 0,5 - 1 \text{ ГэВ} \cdot \text{Фм}^{-3}$ (ср. также с оценкой (3)). Это обстоятельство явилось указанием на то, что вакуумные поля из адрона вытесняются лишь частично (примерно на 10 %) и, значит, межкварковую среду внутри адрона нельзя считать идеальным пертурбативным вакуумом, а состояние кварковой материи в адроне рассматривать как QGP.

Такая интерпретация послужила основой для гипотезы о возможном существовании, наряду с адронной материи и QGP, также *устойчивой промежуточной фазы*, в которой физический вакуум частично вытеснен из всего занимаемого средой пространства и не связанные далее в адроны массивные (конституентные) кварки (валоны) могут свободно распространяться в "адроно-подобном" (не пустом) вакууме — так называемой *валонной*, или Q-фазы¹⁹. Так возникло представление о *трехфазовых состояниях ядерной материи*.

Для описания трехфазной материи используются статсуммы $Z_j(T, \mu_B, V)$ для каждой фазы, зависящие от T , μ_B и объема системы V . В первом приближении идеального газа точечных частиц эти функции имеют вид

$$\begin{aligned} \ln Z_j^0(T, \mu_B, V) &= \\ &= -\ln Z_j^{\text{vac}} + \frac{V}{T} \sum_i \frac{G_i^B}{6\pi^2} \int \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + m_i^2}} \times \\ &\times \frac{1}{\exp\left(\frac{\sqrt{k^2 + m_i^2}}{T}\right) - 1} + \frac{V}{T} \sum_i \frac{G_i^F}{6\pi^2} \int \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + m_i^2}} \times \\ &\times \left[\frac{1}{\exp\left(\frac{\sqrt{k^2 + m_i^2} - \mu_{Bi}}{T}\right) + 1} + \frac{1}{\exp\left(\frac{\sqrt{k^2 + m_i^2} + \mu_{Bi}}{T}\right) + 1} \right], \quad (5) \end{aligned}$$

где $G_i^{B,F}$, m_i и μ_{Bi} — известные комбинаторные множители массы и барионные химпотенциалы для бозе- и ферми-частиц i -го типа для каждой j -й фазы (j означает соответственно адронную Н, валонную Q и QGP фазы). Суммирование проводится по тем типам частиц, которые доминируют в данной фазе. Отметим специально тот факт, что в промежуточной фазе учитывается, кроме самих валонов, и фракция пионов, которые играют здесь роль голдстоуновских частиц. Член $\ln Z_j^{\text{vac}}$ в (5) равен $-(V/T)B_{\text{QGP}}$ для QGP-фазы или $-(V/T)B_Q$ для Q-фазы. Он отражает эффективное взаимодействие с вакуумом в этих фазах, обеспечивающее невылетание кварков или валонов за пределы соответствующих сред.

Необходимо отметить одно важное обстоятельство. Если для QGP приближение идеального газа более или менее естественно, то уже в Q-фазе оно вызывает сомнение, а для адронной фазы в интересующем нас интервале температур оно просто не верно. Имея в виду

размер адрона $r_H \simeq 0,8 \text{ Фм}$ и достаточно высокую плотность числа адронов при рассматриваемых температурах, необходимо вводить существенные поправки. Для учета этих эффектов обычно используют модели типа Ван-дер-Ваальса с исключенным объемом (детали подробно обсуждались в [3]).

Уравнения состояния $p_j(T, \mu_B, V) \equiv (T/V) \ln Z_j$ для каждой из фаз позволяют выявить точки равновесия фаз. Из условия равновесия двух произвольных фаз $p_i = p_j$ следует возможность трех типов кривых фазового равновесия:

- 1) переход, соответствующий *деконфайнменту валонов* при повышении температуры (*адронизации* при охлаждении), $H \leftrightarrow Q$ при $T = T_d$, после которого (перед которым) происходит

- 2) *киральный* переход $Q \leftrightarrow QGP$ при $T = T_c$;
- 3) *прямой* переход $H \leftrightarrow QGP$ при $T = T_d = T_c$.

Что касается выбора параметров модели B_Q и B_{QGP} , то он, конечно, существенно влияет на все результаты, и в то же время физически допустимая область их значений весьма широка. Большинство работ, в которых допускалось образование промежуточной фазы, было скординировано с вычислениями на решетке, которые трактовались как прямое указание на совпадение кирального перехода и деконфайнмента в барион-нейтральной материи (т.е. при $\mu_B = 0$). Отсюда возникает соответствующее ограничение на параметры: отношение $B_Q/B_{\text{QGP}} \simeq 0,3$, и лишь один из них остается свободным [30–33].

Между тем представляется более правильным выбирать параметры B_j , исходя из их физического смысла, т.е. считать, что $B_Q \equiv B_{\text{МИТ}} \simeq 50 - 100 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^{-3}$ и $B_{\text{QGP}} \equiv p^{\text{vac}} \simeq 0,5 - 1 \text{ ГэВ} \cdot \text{Фм}^{-3}$. Конкретно было принято [3] $B_{\text{QGP}} = 500$ и $B_Q = 50 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^{-3}$. Такой выбор параметров приводит к следующей оценке для барион-нейтральной ядерной материи: $T_d \simeq 140 \text{ МэВ}$ и $T_c \simeq 200 \text{ МэВ}$.

На рисунке 7 приведены фазовые диаграммы, отвечающие тому и другому выбору параметров. Видно, что в первом случае практически отсутствует, а во втором явно присутствует довольно широкий температурный интервал ($\Delta T \simeq 50 \text{ МэВ}$), где доминирует Q-фаза. Разумеется, ширина этого интервала зависит от параметров модели, однако он не исчезает и при $\mu_B = 0$.

Отметим, что в рамках данной модели адронная материя действительно претерпевает фазовые переходы, причем первого рода, для которых характерно образование так называемой смешанной фазы, т.е. такого состояния, когда система представляет собой фрактальную смесь "старой" и "новой" фазы и длительное время проводит при неизменной температуре, при этом старая фаза постепенно вымирает. Это значит, что в ходе эволюции, точнее, остыивания горячего файрбола, система должна проводить длительное время либо (первая версия) в состоянии смеси адронов и островов QGP, либо (вторая версия) в состоянии их смеси с островами валонов. Очевидно, что в последнем случае валоны должны оказывать решающее влияние на формирование спектра вторичных адронов.

4.3. Промежуточные итоги: чему учат теоретические модели

Подытоживая сказанное в этом разделе, можно констатировать, что:

¹⁹ Здесь мы используем обозначение, которое было принято в относящихся к этой теме работах. В остальном тексте это же по существу состояние ядерной материи мы будем называть более точно: Q π K-фаза.

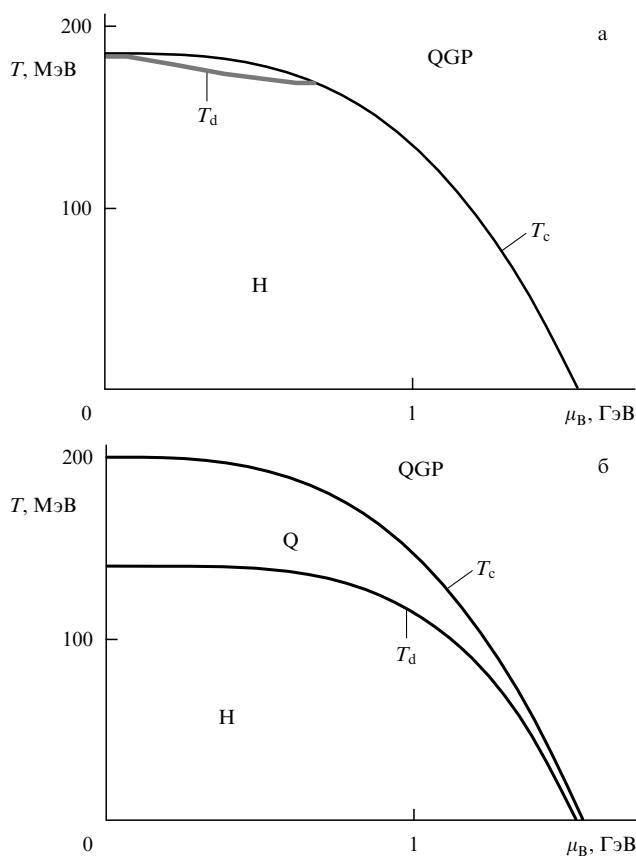


Рис. 7. Фазовая диаграмма для двух версий модели мешков: (а) $B_{QGP} = 500$ и $B_Q = 170$ МэВ Фм^{-3} (параметры, отвечающие одновременности деконфайнмента цвета и восстановления киральной симметрии); (б) $B_{QGP} = 500$ и $B_Q = 50$ МэВ Фм^{-3} (параметры трехфазной модели, основанной на физических аргументах, которые подробно обсуждаются в [3]).

1. Оба подхода предсказывают и деконфайнмент цвета, и киральный фазовый переход, но последний проявляется более отчетливо в модели мешков. Со всеми упоминавшимися выше оговорками и проблемами вычисления на решетке пока указывают на одновременность этих изменений в состоянии ядерного вещества, между тем как в модели мешков этот вопрос остается открытым: во вполне реалистическом диапазоне параметров явно присутствует промежуточная фаза.

2. Модель мешков предсказывает температуру кирального перехода $T_c \simeq 200$ МэВ (при $\mu_B = 0$), тогда как наиболее реалистические расчеты на решетке совместны только с $T_c \simeq 150$ МэВ (если согласиться с тем, что $T_c = T_d$!!), причем можно усмотреть тенденцию к ее дальнейшему падению по мере приближения "решеточного" вещества к реальному.

3. В отличие от расчетов на решетке, модель мешков позволяет рассматривать среды с химпотенциалами $\mu_B \neq 0$.

Таким образом, в предсказаниях этих подходов налицо как определенное сходство в целом, так и весьма заметное количественное и, возможно, даже качественное различие. Тем не менее они полезны: за неимением лучшего, их используют как, хотя и не вполне надежный, но все же полезный ориентир при различных оценках и феноменологических построениях.

5. Субадронное вещество в искусственных условиях

Модели, рассмотренные в предыдущем разделе, являются по сути дела статическими, т.е. сами по себе не включают описания эволюции среды под действием внутренних сил. Между тем наибольший интерес представляет теоретическое осмысление процессов столкновения тяжелых ядер, так как это дает единственный (во всяком случае, на сегодняшний день) шанс реализовать деконфайнмент цвета и получить QGP в лабораторных условиях. В этой связи, однако, возникает целый ряд вопросов, относящихся к нестационарности процесса. Поэтому само утверждение об обязательности хотя бы кратковременного образования равновесных субадронных состояний становится не бесспорным. Все излагающее ниже следует оценивать по модулю этой проблематичности. По этой причине первостепенное значение приобретает поиск *несомненных сигналов*, специфичных только для таких состояний. Мы лишь вскользь коснемся этого вопроса в разделе 5.4.

5.1. Общая картина процесса

В ходе центрального столкновения двух тяжелых ядер нуклоны каждого из них вынуждены проходить "сквозь строй" встречных нуклонов. Части из них удается "прорваться", быть может, изрядно "пострадав" (возбудившись), но все же "устояв" против катастрофического разрушения — сохранив свою бесцветность. Остальные (те, которые полностью разрушились) порождают неупорядоченные цветные частицы, которые не могут покинуть ограниченную область пространства без рекомбинации в устойчивые бесцветные состояния — в подавляющем большинстве адроны и адронные резонансы (конфайнмент цвета), — а это требует определенного времени, достаточно длительного по сравнению со временем ($\simeq 1$ Фм) "прямого" взаимодействия. Поэтому они тормозятся и растратчивают свою энергию на рождение большого количества новых цветных частиц и разогрев (термализацию) всей этой массы. В результате образуются три кинематические области, разделенные по (псевдо)быстроте — две области фрагментации вперед/назад и центральный сгусток ядерной материи, или так называемый файрбол (см., например, рис. 8, заимствованный из [27]). При столкновениях одинаковых ядер файрбол симметричен по всем своим параметрам (хотя и неизотропен) в СЦИ (в частности, его центр инерции можно считать практически неподвижным).

Как показывает эксперимент, чем выше энергия сталкивающихся ядер, тем большему числу нуклонов удается пролететь, не разрушаясь, и оказаться в областях фрагментации ядер, унося туда с собой барионный заряд. Файрбол же при этом все более нагревается и барионно нейтрализуется. Именно в этой области следует искать специфические эффекты, сигнализирующие о кратковременном деконфайнменте цвета и образовании субадронных состояний ядерного вещества.

Разнообразные оценки показывают [34, 35], что энергии ускорителя SPS/CERN ($\sqrt{s_{NN}} \simeq \sqrt{2mE_L} \simeq 17 - 19$ ГэВ/NN), вероятно, уже вполне достаточно для того, чтобы подняться над кривой 2 на рис. 2, и уж тем более это так при энергиях заработавшего около 2 лет тому назад ускорителя RHIC/BNL и строящегося ускорителя LHC/CERN (табл. 1); менее прозаичен ответ на вопрос:

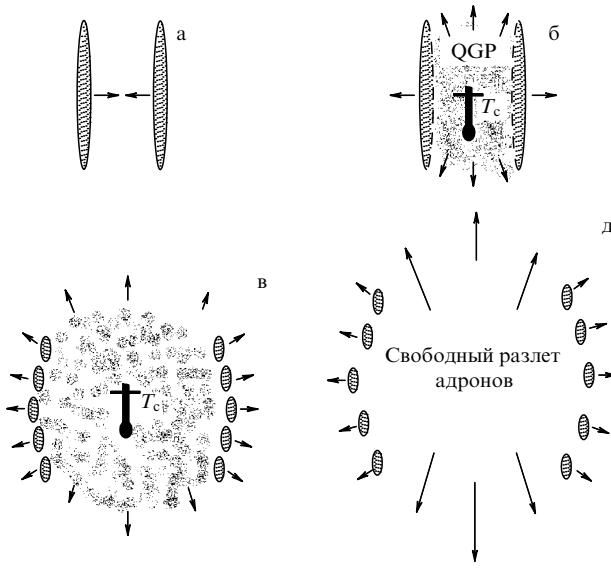


Рис. 8. Схематическое представление последовательных стадий центрального столкновения двух одинаковых тяжелых ядер [27] (при учете промежуточной фазы стадия (в) разбивается на две: $T_c > T > T_d$ и $T_d > T > T_f$ — $Q\pi K$ - и H -фазы).

Таблица 1. Экспериментальные установки для изучения столкновений ядер высокой энергии

Ускоритель	Год запуска	Тип	Пучок	$\sqrt{s_{NN}}$, ГэВ	ε_0^{AB} , ГэВ Фм^{-3}
BNL-AGS	1986	Фикс. мишень	^{28}Si	5	0,7
CERN-SPS	1986	Фикс. мишень	$^{16}\text{O}, ^{32}\text{S}$	19	1,6
BNL-AGS	1992	Фикс. мишень	^{197}Au	5	1,5
CERN-SPS	1994	Фикс. мишень	^{208}Pb	17,5	3,7
BNL-RHIC	2000	Коллайдер	^{197}Au	200	7,6
CERN-LHC	~ 2007	Коллайдер	^{208}Pb	5500	13

Примечание. В качестве фиксированной мишени всегда используются тяжелые ядра ($A > 200$); в случае коллайдеров пучки симметричны. ε_0^{AB} — расчетная величина начальной плотности энергии.

что происходит при энергии ускорителя AGS/BNL, где $\sqrt{s_{NN}} \simeq \sqrt{2mE_L} \simeq 5$ ГэВ/NN? Таким образом, есть определенные основания думать, что в соответствующих экспериментах на короткое время удается восстановить киральную симметрию и получить QGP, хотя надежных доказательств того, что это реально имеет место, пока еще нет.

Затем этот файрбол расширяется и охлаждается, что, в конечном счете, приводит к адронизации и затем полному прекращению взаимодействия. Температуру, когда это происходит и начинается разлет свободных адронов, $T_f \simeq 100 - 110$ МэВ, обычно называют температурой кинетического фризаута (замораживания). Существенно, что именно эта температура почти напрямую связана с наблюдаемыми экспериментально разделениями конечных адронов по поперечным импульсам.

Картина эволюции схематически представлена на рис. 9. Механизм этого процесса рассматривается в рамках термогидродинамических моделей (см., напри-

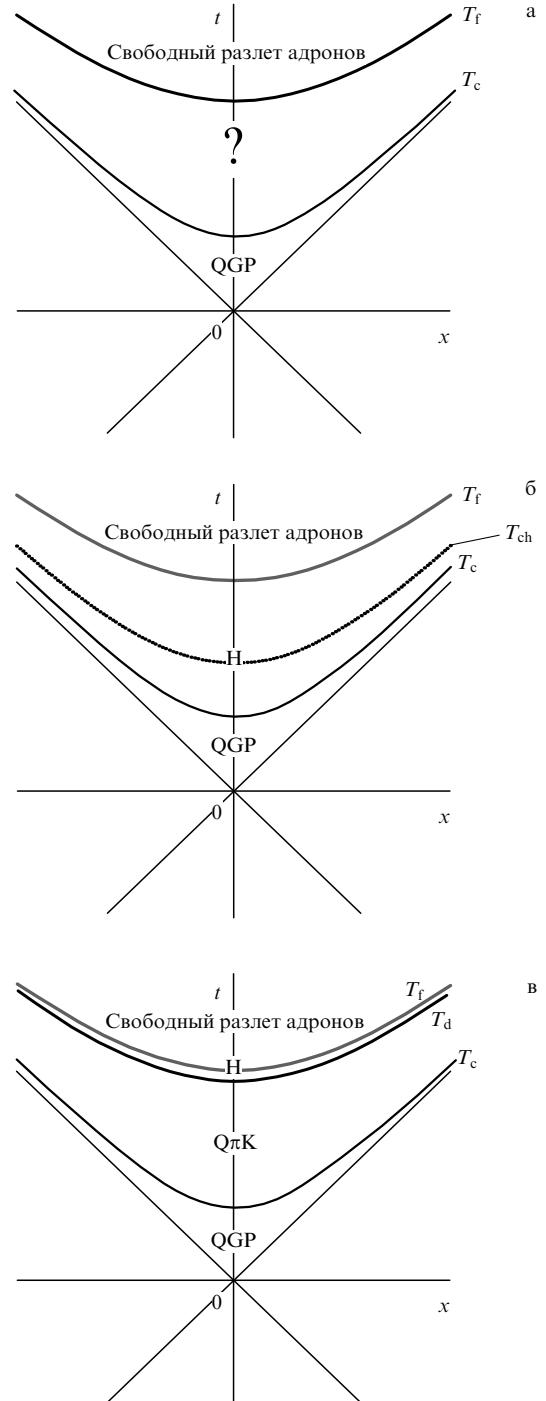


Рис. 9. Пространственно-временная картина эволюции файрбола от момента столкновения ($t = 0$) до разлета (прекращения взаимодействия при $T = T_f$) родившихся в нем адронов: (а) общий вид; (б) сценарий прямого перехода: $\text{QGP} \rightarrow \text{адроны (H)}$ (кривая $T = T_{ch}$ соответствует раннему химическому фризуату адронов); (в) сценарий с промежуточной фазой: $\text{QGP} \rightarrow \text{Q}\pi\text{K} \rightarrow \text{адроны (H)}$ (кривая $T = T_c$ соответствует только киральному переходу между фазами QGP и $\text{Q}\pi\text{K}$), температура адронизации T_d очень близка к температуре кинетического фризаута T_f .

мер, [36]). Согласно этому подходу, достигнув термодинамического равновесия (за некоторое очень небольшое начальное время), горячее вещество далее эволюционирует в соответствии с уравнениями релятивистской гидродинамики [37, 38] для тензора энергии-импульса $T^{\mu\nu}(x)$, отражающими локальные законы сохранения

(при пренебрежении диссипативными эффектами):

$$\begin{aligned}\partial_\mu T^{\mu\nu}(x) &= 0, \\ T^{\mu\nu}(x) &= [\varepsilon(x) + p(x)] u^\mu(x) u^\nu(x) + p(x) g^{\mu\nu};\end{aligned}\quad (6)$$

где x — 4-мерная координата, $\varepsilon(x)$ — плотность энергии, $p(x)$ — давление в собственной системе элемента объема, $u^\mu(x)$ — 4-скорость элемента, $g^{\mu\nu}$ — метрический тензор ($g^{00} = -1$, $g^{ij} = 1$). Конечно, решение этих уравнений зависит от начальных условий, которые приходится формулировать, опираясь на те или иные физические соображения. В настоящее время наиболее популярный предложенный Бьёркеном сценарий [39], включающий еще ряд дополнительных упрощающих предположений.

Кроме того, уравнения (6) не полны. Для описания эволюции конкретной материи они должны быть дополнены определенными *уравнениями состояния* материи, связывающими термодинамические переменные (p, ε, T, μ_B) между собой. Уравнение состояния может быть только постулировано²⁰. Если заложить в эту схему разрывные уравнения (например, скачок значения параметра B в модели мешков), то получается типичная картина эволюции с фазовыми переходами. Но в зависимости от того, как выбраны параметры в этих уравнениях, будет либо единственный (прямой) переход $QGP \rightarrow H$, либо два последовательных перехода $QGP \rightarrow Q\pi K \rightarrow H$, и соответственно, временная развертка эволюции будет разной.

Ввиду недостаточности предсказательной силы теории (мы имеем в виду и вычисления на решетке, и модель мешков), выбор между этими двумя возможностями приходится искать за пределами упомянутых подходов в компиляции какой-либо внутренне непротиворечивой модели с феноменологическими сигналами соответствующих фазовых переходов. Это весьма деликатная задача, особенно в отношении кирального перехода, когда нужно отлавливать эффекты, обусловленные изменением (вплоть до зануления) массы π -мезона в присутствии огромного фона. Что касается перехода конфайнмент/деконфайнмент цвета, то о нем можно в определенной степени судить по составу и множественности вторичных адронов. Сейчас мы обсудим два возможных сценария эволюции ядерной среды.

5.2. Сценарий прямого фазового перехода $QGP \rightarrow H$: аргументы за и против

Ему отвечает практическое отсутствие областей, отмеченных вопросительным знаком на $\mu_B T$ -плоскости (см. рис. 2, а также рис. 9а), т.е. пространственно-временная картина эволюции ядерного вещества, представленная на рис. 9б. Согласно этому сценарию, почти сразу же после соударения тяжелых ядер высокой энергии в центральной области (псевдо)быстрот восстанавливается киральная симметрия и образуется короткоживущая кварк-глюонная плазма, которая после быстрого охлаждения до температуры $T = T_c$ претерпевает киральный фазовый переход, *немедленно приводящий также и к адронизации вещества*. Расширяясь далее, это адронное вещество, в конечном счете, достигает температуры кинетического

²⁰ Однако именно оно ответственно за скорость конвективного (коллективного) поперечного расширения файрбола и потому, наряду с температурой T_f , определяет распределение конечных частиц по поперечным импульсам.

фризаута T_f , чем и заканчивается весь процесс взаимодействия.

Будучи навеян предсказанием модели мешков (см. выше) относительно температуры кирального фазового перехода и адронизации (в той ее версии, где это одна и та же температура²¹), этот сценарий стал предметом пристального теоретико-феноменологического анализа, направленного на поиски его подтверждения. Вскоре было замечено [40], что экспериментальные данные по относительному выходу различных адронов в центральной области (псевдо)быстрот (файрбол) при столкновениях тяжелых ядер на ускорителе SPS/CERN при $E_L \simeq 160$ ГэВ/НН (где эксперимент тогда был наиболее презентативен — имелись данные, правда, довольно невысокой точности, по выходу около 20 различных типов адронов) можно удовлетворительно и неожиданно просто объяснить в рамках весьма привлекательной, на первый взгляд, гипотезы: что, охладившись по мере расширения до температуры $T_{ch} \simeq 170$ МэВ, ядерное вещество становится чем-то вроде *идеального газа* адронов²², адронная композиция которого в дальнейшем остается неизменной. Этот факт был назван ранним химическим фризаутом (T_{ch} — его температура) и стал рассматриваться как прямое феноменологическое подтверждение совпадения двух фазовых переходов — нарушения (восстановления) киральной симметрии и восстановления (разрушения) конфайнмента цвета ($T_c = T_d \simeq 180 - 200$ МэВ). Другими входящими параметрами при этом являются барионные химпотенциалы нуклонов и гиперонов, устанавливающие соотношение между барионами и антибарионами в файрболе при $T = T_{ch}$ и определяемые как $\mu_{B^i} = \sum_{B^i} \mu_{u,d,s}$ ($\mu_u \simeq \mu_d$; в дальнейшем индекс i опускается, когда речь идет о нуклонах), см. табл. 2. Таким образом, содержание барионов i -го сорта $N_{B^i} \sim (m_{B^i}/T)^{3/2} \exp [(\mu_{B^i} - m_{B^i})/T]$. Аналогично (с учетом того, что $\mu_q = -\mu_{\bar{q}}$) определяется содержание антибарионов и мезонов, но только для пионов нужно пользоваться более точной формулой (по аналогии с (7)), так как $T_{ch}/m_\pi \simeq 1$.

Фактически, однако, для внутренней непротиворечивости такого подхода приходится принять еще ряд далеко идущих допущений. Первое и наиболее опасное по самой своей физической сути таково: нужно согласиться с радикальным и весьма странным предположением [40], что при температуре химического фризаута адроны сильно модифицируются в горячей и плотной среде — "усыхают" примерно до 1/20 части своего обычного объема²³ — и, тем не менее, все еще сохраняют свою идентичность и массу. Второе допущение: соотношение между числом протонов и антiprotonов

²¹ В качестве аргумента в пользу этой версии используются результаты вычислений на решетке, хотя тогда эту температуру следовало бы понизить не менее чем на 40–50 МэВ.

²² Под этим понимается возможность применения соответствующих формул (с учетом небольших поправок на конечный размер сильно модифицированных в среде адронов), несмотря на присутствие взаимодействия.

²³ Этим достигается необходимая малость исключенного объема по сравнению с полным. Прямые оценки — их легко сделать по аналогии с приведенной ниже формулой (7) для валонов — показывают, что почти идеальный газ, состоящий из слабо модифицированных адронов, не может существовать при соответствующих плотностях частиц, поскольку волновые функции обычных адронов должны при этом уже существенно перекрываться.

Таблица 2. Сравнение теории с экспериментом (отношение выходов частиц N_i/N_j)

N_i/N_j	AGS Au + Au, $E_L = 11$ ГэВ/NN ($\sqrt{s_{NN}} \cong 5$ ГэВ)			SPS Pb + Pb, $E_L = 160$ ГэВ/NN ($\sqrt{s_{NN}} \cong 17,5$ ГэВ)				RHIC Au + Au ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ (130) ГэВ)				LHC Pb + Pb ($\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ ТэВ)	
	эксп.	M_1	M_2	эксп.	M^*	M_1	M_2	эксп.	M^*	M_1	M_2	M_1	M_2
p/π	1	0,78	0,86	0,228	0,238	0,209	0,240	0,126	0,124	0,106	0,110	0,10	0,08
\bar{p}/p	5×10^{-4}	$4,7 \times 10^{-4}$	$4,7 \times 10^{-4}$	0,067	0,055	0,084	0,080	0,632	0,629	0,628	0,628	1	1
K^+/π^+	0,175	0,196	0,177	0,16		0,165	0,17	0,172		0,165	0,18	0,119	0,107
K^-/π^-	0,034	0,044	0,035	0,085		0,106	0,091	0,149	0,145	0,146	0,15	0,119	0,107
K_s^0/π^-		0,123	0,107	0,125	0,137	0,136	0,133			0,157	0,165	0,119	0,107
η/π^-		0,097	0,097	0,081	0,087	0,090	0,090			0,093	0,093	0,097	0,097
Λ/π^-		0,061	0,058	0,077	0,096	0,069	0,073	0,066	0,059	0,062	0,062	0,033	0,027
Λ/K_s^0		0,500	0,540	0,630	0,760	0,520	0,570			0,44	0,38	0,28	0,250
K^+/K^-	5,14	4,450	4,890	1,85	1,90	1,54	1,89	1,156	1,118	1,125	1,211	1	1
$\bar{\Lambda}/\Lambda$		0,001	0,001	0,131	0,10	0,103	0,112	0,77	0,753	0,675	0,730	1	1
Ξ^-/Λ		0,090	0,093	0,101	0,110	0,109	0,107		0,123	0,089	0,093	0,121	0,121
$\Xi^+/\bar{\Lambda}$		0,478	0,478	0,188	0,185	0,210	0,2		0,145	0,099	0,101	0,121	0,121
Ξ^+/Ξ^-		0,002	0,002	0,232	0,228	0,2	0,2	0,82	0,894	0,797	0,798	1	1
Ω^+/Ω^-		0,013	0,013	0,383	0,53	0,385	0,382		0,898	0,941	0,941	1	1
ϕ/π^-		0,008	0,0076	0,021	0,019	0,013	0,017	0,025	0,02	0,024	0,024	0,018	0,018
Δ^2		0,17	0,035		0,36	0,42	0,4		0,047	0,041	0,058	—	—
M^*	$\mu_B/T_{ch} \cong 4,3$ ($\mu_B \cong 540$ МэВ) $\mu_S/T_{ch} \cong 0,59$ ($\mu_S \cong 75$ МэВ) $T_{ch} \cong 125 \pm 6$ МэВ			$\mu_B/T_{ch} \cong 1,58$ ($\mu_B \cong 266$ МэВ) $\mu_S/T_{ch} \cong 0,42$ ($\mu_S \cong 71$ МэВ) $T_{ch} \cong 168 \pm 2$ МэВ				$\mu_B/T_{ch} \cong 0,26$ ($\mu_B \cong 46$ МэВ) $\mu_S/T_{ch} \cong 0,07$ ($\mu_S \cong 13$ МэВ) $T_{ch} \cong 174 \pm 7$ МэВ					
T_f	$\cong 120$ МэВ			115 ± 10 МэВ				105 ± 10 МэВ					
M_1, M_2	$\mu_B/T_d \cong 4,32$ $\mu_S/T_d \cong 0,59$ $T_d \cong 115 \pm 10$ МэВ			$\mu_B/T_d \cong 1,47$ $\mu_S/T_d \cong 0,48$ $T_d \cong 115 \pm 10$ МэВ				$\mu_B/T_d \cong 0,28$ $\mu_S/T_d \cong 0,03$ $T_d \cong 115 \pm 10$ МэВ				$\mu_B/T_d \cong 0$ $\mu_S/T_d \cong 0$ $T_d \cong 115$ МэВ	

Примечание. M^* — модель, предложенная и развитая в работах [40–42]. M_1 и M_2 — две версии предложенной нами модели [50] с $\langle j_1 \rangle = 0,5$ и $0,7 \leq j_2 \leq 1$ (см. текст). Все значения Δ^2 вычислены нами в соответствии с приведенными в таблице экспериментальными данными (их значения усреднялись по результатам, полученным различными коллаборациями на ускорителе RHIC). T_f — температура кинетического фризаута, рассчитанная на основе термогидродинамической модели [41]. При написании отношений N_i/N_j в левой колонке в некоторых случаях использовался надежный экспериментальный результат $N_{\pi^+} \simeq N_{\pi^-}$. Кроме того, для RHIC тождество $N_p/N_{\pi^-} \equiv (N_p/N_p)(N_{\bar{p}}/N_{\pi^-})$, $N_{K^+}/N_{\pi^+} \equiv (N_{K^+}/N_{K^-})(N_{K^-}/N_{\pi^+})$ и $N_\phi/N_{\pi^-} \equiv (N_\phi/N_h)(N_h/N_{\pi^-})$, вычисленные по *реально измеренным* их правым частям, использовались как "экспериментальные".

(и вообще барионов и антибарионов) считается — по самому определению химического фризаута — неизменным в ходе остыивания файрбола вплоть до прекращения взаимодействия адронов (кинетического фризаута). При максимальных энергиях ускорителя SPS/CERN соответствующая эволюция происходит в интервале температур $\Delta T \simeq 60 - 70$ МэВ и занимает огромное время, $\Delta t \simeq 10 - 15$ Фм [44, 53], поэтому большое сечение аннигиляции, $\sigma_{pp} \simeq 50$ мб, должно было бы понизить относительное содержание антипротонов, как минимум, на порядок по сравнению с наблюдаемым, если только они не регенерируются каким-то образом в примерно таком же количестве (см., например, [45]). И, наконец, третью: нужно считать, что химический фризаут происходит почти сразу же после кирального фазового перехода — иначе остается открытый вопрос (несущественный для объяснения адронных множественностей), но все-таки важный

для полноты картины эволюции в целом) о состоянии, в котором пребывает ядерное вещество в температурном промежутке между ними. В этой связи обычно считают, что при максимальной энергии SPS/CERN киральный переход и, стало быть, адронизация происходит при температуре $T_c \simeq 190$ МэВ, хотя это и не очень-то согласуется с результатами расчетов на решетке ($T_c \simeq T_d \simeq 154$ МэВ, см. выше)²⁴. Стоит отметить, что физический смысл температуры T_{ch} не вполне понятен, так как, в отличие от всех других характерных температур, упомянутых выше, она никак не связана с фазовыми переходами в рассматриваемой среде.

²⁴ Вряд ли можно "списать" это расхождение на аномально тяжелые "решеточные" кварки, поскольку этот фактор скорее действует в противоположную сторону (см. [24]).

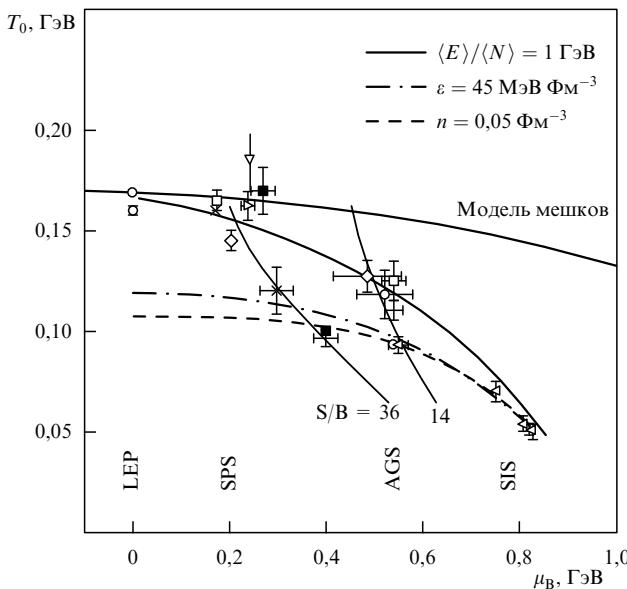


Рис. 10. Представление кинетического и раннего химического фризаута в $\mu_B T$ -плоскости. "Экспериментальные точки" отвечают обработке данных прямых измерений в рамках определенных моделей (см. [46] и литературу там же). Сплошная кривая — интерполяция для раннего химического фризаута (при условии, что средняя энергия конечного адрона $\langle E \rangle / \langle N \rangle = 1$ ГэВ); штриховая и штрихпунктирная кривые — интерполяции для кинетического фризаута, отвечающие соответственно двум разным предположениям: 1) либо он происходит при определенной плотности частиц n ; 2) либо — при плотности энергии ϵ . Линии, пересекающие кривые химического и кинетического фризаута, отвечают сохраняющимся в ходе эволюции значениям удельной барионной энтропии. Для ориентации нами дополнительно нанесена на рисунок также кривая кирального перехода в соответствии с предсказаниями модели мешков для прямого фазового перехода $QGP \rightarrow$ адроны.

Подобная же интерпретация была распространена [41, 42, 46] и на данные аналогичных — правда, пока куда менее информативных — экспериментов на ускорителях SPS/CERN (при пониженной энергии $E_L = 40$ ГэВ/NN), AGS/BNL и SIS/GSI, а также результатов новых экспериментов на RHIC/BNL²⁵. Заметим, что при "низких" энергиях казалось бы "благоприятное" для этой модели понижение температуры химического фризаута ($T_{ch} \simeq 120$ и 60 МэВ для AGS/BNL и SIS/GSI соответственно) не реабилитирует второе допущение из-за резкого повышения барионного химпотенциала и роста сечения $\bar{p}p$ -аннигиляции. Вдобавок — особенно это относится к SIS/GSI — высвечивается проблематичность третьего допущения: если его принять, то придется согласиться с тем, что восстановление киральной симметрии при весьма низких температурах происходит, даже когда $\mu_B < m_N$ (ср. на рис. 10 ожидаемую в модели мешков кривую кирального фазового перехода²⁶ с кривой раннего химического фризаута), что, в принципе, хотя и возможно, но все-таки оставляет определенное ощущение неудовлетворенности [48].

²⁵ Чтобы избежать излишней детализации, мы приводим здесь, и притом лишь частично (см. табл. 2), только те результаты [42], которые относятся к данным RHIC/BNL.

²⁶ Близки и соответствующие предсказания решеточных вычислений [40, 47], однако, как уже отмечалось, они весьма ненадежны.

5.3. Сценарий двух фазовых переходов

$QGP \rightarrow Q\pi K \rightarrow H$: преимущества и проблемы

Ему отвечает явное присутствие и существенная роль областей, обозначенных вопросительным знаком на $\mu_B T$ -плоскости (см. рис. 2 и 9а), т.е. пространственно-временная картина эволюции ядерного вещества, представленная на рис. 9в.

Конечно, по своей физической мотивации такой сценарий тяготеет к версии модели мешков с промежуточной фазой, но выгодно отличается от нее тем, что никак не апеллирует к заведомо неизвестному уравнению состояния адронного вещества при высокой температуре и плотности. Он более толерантен по отношению к допустимым значениям температуры деконфайнмента (адронизации) T_d ; мы увидим, что она действительно оказывается, как минимум, на 30–40 МэВ ниже, чем получается в любом варианте модели мешков. В то же время начальные стадии эволюции файрбола описываются так же, как это обычно принято — почти сразу же после соударения тяжелых ядер высокой энергии в центральной области (псевдо)быстрообразуется короткоживущая кварк-глюонная плазма, которая затем быстро охлаждается до температуры T_c , когда нарушается киральная симметрия (для SPS/CERN при $E_L \simeq 160$ ГэВ/NN и RHIC/BNL $T_c \simeq 200$ МэВ).

Дальше пути расходятся. Мы полагаем, что в результате кирального фазового перехода сначала образуется не обычное адронное вещество, а специфическая, достаточно длительная цветопроводящая ($Q\pi K$) фаза, в которой из всех известных адронов появляются только пионы и каоны. Они находятся в химическом и тепловом равновесии с *несвязанными* валонами, которые, как оказывается (см. ниже), оккупируют "львиную долю" всех степеней свободы по причине своего большого комбинаторного веса. Речь идет прежде всего о легких валонах $Q(q)$ ($m_{Q(u,d)} \equiv m_{Q(q)} \simeq 330$ МэВ) и странном валоне $Q(s)$ ($m_{Q(s)} \simeq 480$ МэВ) — тех самых гипотетических частицах, которые широко и успешно использовались в теоретических моделях, прежде всего в АКМ, до того, как была разработана КХД.

Что касается всех других адронов, то они обладают слишком большой массой и потому крайне неустойчивы в цветопроводящей среде по отношению к распаду на валоны, особенно при столкновениях (см., например, [49, 58], где в деталях рассматривается "размытие" ρ -мезона при увеличении плотности ядерной материи).

Расширяясь и охлаждаясь в интервале температур от T_c до T_d , ядерная среда постепенно (медленно) обогащается пионами и каонами за счет аннигиляции $Q\bar{Q}$ -пар. Эта (цветопроводящая) фаза длится до тех пор, пока из-за понижения плотности числа частиц (и энергии) не произойдет тотальный и быстрый конфайнмент всех оставшихся валонов, т.е. замораживание их степеней свободы и полная адронизация ядерного вещества. Представляется очевидным, что условием этого (второго) фазового перехода является разрежение вещества до такой плотности, когда, по мере возрастания, длина экранировки цвета L_{cs} (порядка среднего расстояния между валонами) примерно сравняется с радиусом конфайнмента. На основе анализа все тех же данных по относительным множественностям адронов в следующем разделе будет показано, что соответствующая

температура²⁷ оказывается очень близкой к температуре кинетического фризаута (см. табл. 2 и рис. 12).

Важной особенностью такого сценария является то, что процесс адронизации ядерного вещества никак не коррелирует с образованием кварк-глюонной плазмы на ранней стадии взаимодействия. Рождение адронов должно происходить точно так же и в том случае, если начальная энергия ядер еще недостаточна для образования QGP, но уже достаточна для образования равновесной QπK-фазы, которую можно назвать валонной плазмой. Это предсказание могло бы быть подвергнуто прямой экспериментальной проверке в соответствии с обсуждавшимися выше соображениями об относительно небольшой энергии, необходимой для деконфайнмента валонов.

В рамках этого сценария практически удается преодолеть все перечисленные выше неувязки, связанные с предположением о прямом переходе из кварк-глюонной плазмы в адроны. Прежде всего, в этом случае вместо довольно противоречивой гипотезы о раннем химическом фризауте (здесь его просто нет) мы имеем недвусмысленный ответ на вопрос, в каком состоянии находится вещество в промежутке между кирально-симметричной и адронной фазами. Представляется вполне вероятным, что рождающиеся на стадии нарушения киральной симметрии валоны могут сразу же рассматриваться как почти идеальный газ благодаря тому, что они (в отличие от адронов) *на самом деле* имеют малый размер [11], $r_Q \simeq 0,3 \text{ Фм}$. Действительно, даже при $T \simeq 170 - 200 \text{ МэВ}$ плотность частиц в идеальном больцмановском газе валонов составляла бы

$$\frac{GT^3}{\pi^2} \left[2 \left(\frac{m_{Q(q)}}{T} \right)^2 K_2 \left(\frac{m_{Q(q)}}{T} \right) \cosh \left(\frac{\mu_{Q(q)}}{T} \right) + \right. \\ \left. + \left(\frac{m_{Q(s)}}{T} \right)^2 K_2 \left(\frac{m_{Q(s)}}{T} \right) \cosh \left(\frac{\mu_{Q(s)}}{T} \right) \right] \simeq 0,5 \text{ Фм}^{-3}, \quad (7)$$

где $G = 2N_c(2S_q + 1)$, $N_c = 3$ — число цветов и $S_q = 1/2$ — спин кварка (валона). В этой оценке использованы типичные для соударений тяжелых ионов значения химических потенциалов $\mu_{Q(q)}$ и $\mu_{Q(s)}$ для Q(q)- и Q(s)-валонов. Таким образом, даже при таких высоких температурах собственный объем валонов (исключенный объем) составляет всего около 5 % от общего объема, поскольку объем валона равен примерно $(4\pi/3)(0,3 \text{ Фм})^3 \simeq 0,1 \text{ Фм}^3$. Эта весьма оптимистическая оценка, очевидно, ухудшается, если принять во внимание неизбежную примесь "крупных" частиц — пионов и каонов, которые обязательно возникают, как только устанавливается химическое равновесие. К счастью, адронная фракция, как показали расчеты [50], не превышает 25 % и, следовательно, трехкомпонентное QπK-состояние все же может рассматриваться как газ²⁸, хотя квазидеальность этого газа и становится несколько более проблематичной. И, кроме того, благодаря чрезвычайной близости температур T_d и T_f [50], переход от адронизации к свободному разлету происходит очень быстро и снижается острота вопроса о барион-анти-

барионной аннигиляции, хотя при интерпретации результатов, полученных на AGS/BNL, ее все-таки необходимо учесть (но речь уже не идет о порядках величины, см. ниже). В этом смысле обсуждаемый сейчас сценарий несколько экономичнее обсуждавшейся выше версии модели мешков, где получалось более высокое значение температуры T_d , которое трудно напрямую связать с наблюдаемыми экспериментально выходами различных вторичных адронов²⁹. Вероятно, стоит также обратить внимание на прозрачный физический смысл того, что температурный интервал $T_d - T_f$ должен быть весьма мал: адроны структурируются как распознаваемые и стабильные физические объекты лишь очень незадолго до того, как они становятся свободными, что явно коррелирует с короткодействием ядерных сил.

Вместе с тем нельзя не отметить и одно весьма уязвимое место в этом заманчивом сценарии: в рамках КХД пока не удается формализовать само понятие валона как реальной квазичастицы [51], что и неудивительно — мы уже говорили о том, что его физическая природа может быть только сугубо непертурбативной.

Схема метода расчета относительного выхода различных адронов. Из обсуждения общих проблем, связанных с рождением адронов, видно, что этот вопрос органически вплетается в ткань обоих сценариев. Как уже отмечалось выше, общеизвестный подход прост — в этом его несомненное достоинство, — и соответствующий формальный алгоритм расчета достаточно очевиден. В то же время сценарий, включающий промежуточную фазу, нуждается в конкретизации, и мы очертим сейчас схему того, как этот подход "работает" применительно к описанию относительного выхода различных адронов, наблюдающихся в известных ускорительных экспериментах (подробный анализ см. в [50]). Мы уже говорили, что хотя трехкомпонентная валон-пион-каонная среда, которая образуется в результате нарушения киральной симметрии, несомненно, является газообразной, все же, *a priori*, нет уверенности в том, что по своим свойствам этот газ близок к идеальному. Поэтому ниже мы будем, по возможности, опираться на более общий подход, основанный только на химической кинетике (уравнении детального баланса), и затем сравним полученные результаты с тем, что получается, если вблизи температуры адронизации просто считать этот газ идеальным. Из таблицы 2 видно, что результаты, получаемые в рамках двух этих подходов, оказываются весьма близкими.

В ходе фазового превращения QπK → Н при $T = T_d$ все адроны образуются, вообще говоря, по одной и той же схеме — посредством аннигиляции соответствующих валонов (рис. 11). При этом корреляционная длина становится большой по сравнению со средним расстоянием между частицами (она даже "бесконечна", если имеет место фазовый переход второго рода). Следовательно, на этой стадии доминируют многочастичные взаимодействия. Естественно также считать, что в этих условиях практически все рожденные адроны выживают: реакция их дезинтеграции подавляется механизмом конфайнмента.

²⁷ Конечно, если имеет место фазовый переход, а не кроссовер, размыивающий эту температуру.

²⁸ Это утверждение еще более оправдано вблизи сравнительно низкой температуры адронизации T_d , что особенно важно в контексте рассматриваемых проблем.

²⁹ Кстати, возможно, это обстоятельство могло бы послужить определенным критерием, ограничивающим значительный люфт параметров в модели мешков.

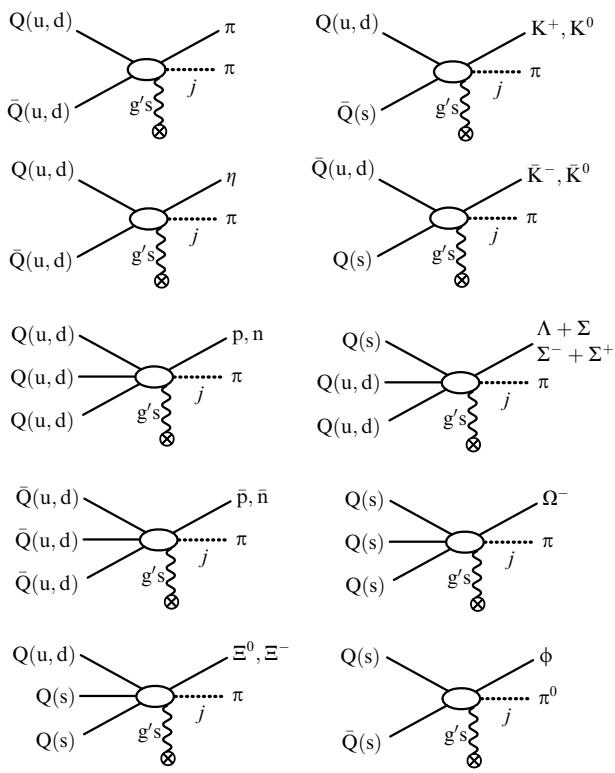
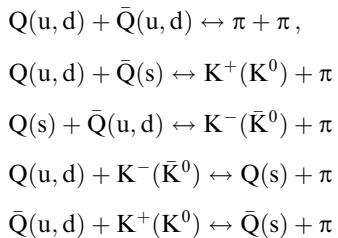


Рис. 11. Схема аннигиляции цвета при адронизации ($T = T_d$). Точечными и волнистыми линиями обозначены пионы и глюоны, сопутствующие рождению "основного" адрона (глюоны поглощаются в среде).

Разумеется при подсчете выхода пионов и каонов необходимо учесть и те из них, n_π и n_K , которые уже накопились в $Q\pi K$ -фазе к моменту глобальной адронизации. Их число определяется принципом детального равновесия в реакциях



Кроме того, появляется еще некоторое дополнительное количество пионов, поскольку из-за своей малой массы они могут сопровождать рождение других адронов (см. рис. 11).

Количество пионов, рождаемых в ходе адронизации посредством того же механизма, что и все остальные адроны, можно оценить, проследив за судьбой какого-нибудь валона $Q(q)$ (антивалона $\bar{Q}(q)$) в процессе адронизации ядерной материи. За время свободного пробега он аннигилирует с антивалоном (валоном) с вероятностью $n_{Q(q)}/n$ ($n_{Q(q)}/n$), где $n_{Q(q)}$ ($n_{\bar{Q}(q)}$) — число $Q(q)$ -валонов ($\bar{Q}(q)$ -антивалонов), и поэтому число таких столкновений равно $n_{Q(q)}n_{\bar{Q}(q)}/n$. Результатом каждого такого столкновения является конечное состояние $\pi + X$, где " X " может включать также некоторое дополнительное число j пионов (то же верно и для процессов рождения других адронов (см. рис. 11)).

Таким образом, с учетом числа "первичных" пионов и каонов полное число отрицательных пионов (т.е. примерно $1/3$ от их общего числа) равно

$$N_\pi \simeq \frac{1}{3} \left[n_\pi + \frac{(1 + \langle j \rangle) n_{Q(q)} n_{\bar{Q}(q)}}{n} \right] + \frac{\langle j \rangle}{3} [N_B + N_{\bar{B}} + (N_K - n_K)], \quad (8)$$

где N_B ($N_{\bar{B}}$) — полный выход барионов (антибарионов) и K -мезонов и $\langle j \rangle$ — средняя величина j , которую легко оценить: $0 \leq j \leq 1$, из-за ограниченности среднего фазового объема (поэтому результаты оказываются слабо чувствительны к величине $\langle j \rangle$ в указанной области).

Выходы других мезонов легко находятся с помощью аналогичных комбинаторных соображений и/или оценки соответствующих сечений взаимодействия; выходы барионов оцениваются аналогично [50]. Например,

$$N_\phi \simeq \frac{n_{Q(s)} n_{\bar{Q}(s)}}{n}, \quad N_p \simeq N_n \simeq \frac{n_{Q(q)}^3}{2n^2(1 + 2n_{Q(q)}^2/n^2)} \quad (9)$$

и т.п. Исключение представляет отношение N_p/N_π в экспериментах на AGS/BNL, когда из-за большой плотности числа протонов, $\mu_B/T_d = 3\mu_{Q(q)}/T_d \simeq 4,2^{30}$, уже нельзя пренебречь поглощением антипротонов в ходе адронизации. Об этом прямо свидетельствует тот факт, что на эксперименте [52] отношение N_p/N_π падает вместе с прицельным параметром и минимально для центральных соударений. Простая (и, конечно, грубая) оценка возможного эффекта очевидна [50] и может объяснить подавление антипротонов примерно вдвое за счет $\bar{p}p$ -аннигиляции в малом температурном интервале $T_d \geq T \geq T_f$. В дальнейшем эта поправка учитывалась.

Оптимальные значения отношений $n_{Q(q)}/n_{\bar{Q}(q)}$, $n_{Q(s)}/n_{\bar{Q}(s)}$, $n_{Q(q)}/n_{Q(s)}$ определялись сопоставлением расчетов с экспериментом посредством минимизации суммы квадратов отклонений:

$$\Delta^2 \simeq \min \left[\sum_{i=0}^{i=k} \left(1 - \frac{a_{\text{th}}^i}{a_{\text{exp}}^i} \right)^2 \right],$$

где k — число измеренных относительных выходов различных частиц³¹.

Чтобы использовать результаты этой оптимизации для оценки соответствующей температуры адронизации, приходится все же предположить, что вблизи этой температуры $Q\pi K$ -газ является почти идеальным. Тогда

$$\frac{n_{Q(q)}}{n_{Q(q)}} = \exp \left(\frac{2\mu_{Q(q)}}{T} \right), \quad \frac{n_{Q(s)}}{n_{Q(s)}} = \exp \left(\frac{2\mu_{Q(s)}}{T} \right)$$

³⁰ Заметим, кстати, что физический смысл аддитивности барионных химпотенциалов образующих адрон валонов намного прозрачнее, чем то же самое предположение относительно токовых квартков (см. выше).

³¹ В работах [40–42] проведена и обычная минимизация величины χ^2 , что, вообще говоря, более обосновано. Однако качество экспериментальных данных на сегодняшний день таково, что в пределах коридора ошибок результаты практически совпадают. Поэтому мы ограничиваемся здесь только указанной выше процедурой, хотя она и не вполне корректна.

и

$$\frac{n_{Q(q)}}{n_{Q(s)}} \simeq \left(\frac{m_{Q(q)}}{m_{Q(s)}} \right)^{3/2} \exp \left[\frac{m_{Q(s)} - m_{Q(q)}}{T} \right] \times \\ \times \exp \left[\frac{\mu_{Q(q)} - \mu_{Q(s)}}{T} \right]. \quad (10)$$

Поступив так, мы приходим к практически одинаковой температуре адронизации $T_d \simeq 115 \pm 10$ МэВ во всех трех обсуждаемых экспериментах — AGS/BNL, SPS/CERN и RHIC/BNL. Подтвердилось также и то, что (как уже отмечалось выше) даже непосредственно перед адронизацией фракция пионов в $Q\pi K$ -фазе незначительна: 0,13 для AGS/BNL и 0,22 для SPS/CERN, RHIC/BNL и LHC/CERN (фракция каонов еще намного меньше, но все же вносит заметный вклад в их наблюдаемую полную множественность).

Однако скучность и невысокое качество экспериментальных данных — это особенно относится к AGS/BNL — не позволяет настаивать на количественной надежности вывода о независимости температуры T_d от химпотенциала. В действительности температура адронизации в экспериментах на AGS/BNL может оказаться несколько ниже (или не достигаться вообще³²). Важно, однако, то, что этот сценарий предсказывает только температуру адронизации, которая намного ниже — 180–200 МэВ — температуры кирального перехода ядерного вещества внутри фейрболя при энергиях RHIC/BNL и максимальной энергии SPS/CERN.

Полученные результаты представлены в табл. 2 (см. столбец M_1) и на рис. 12, где они сопоставлены с предсказаниями [46] раннего химического фризаута (см. рис. 10). Отметим еще раз, что сходные результаты получаются, даже если не пользоваться уравнением детального баланса, а с самого начала считать $Q\pi K$ -газ идеальным (см. столбец M_2). Предсказания для будущих экспериментов на LHC/CERN сделаны при той же температуре адронизации T_d и нулевых значениях всех химпотенциалов: $\mu_{Q(i)} = 0$ (и, конечно, $\mu_B = 0$) (см. рис. 2 и 12).

5.4. Рождение дилептонов (e^+e^- -пар)

Другим важным процессом, который уже давно является объектом пристального экспериментального изучения и достаточно хорошо описан теоретически в рамках обоих сценариев, является прямое рождение e^+e^- -пар при соударениях релятивистских ядер. Еще задолго до того, как была сформулирована КХД и, тем более, до того, как стали реально осуществимыми соответствующие крупномасштабные эксперименты, один из авторов (Е.Л.Ф.) обратил внимание [54] на возможность прямой генерации фотонов и дилептонов в ходе таких взаимодействий и заметил, что их наблюдение может пролить свет на природу и свойства ядерного вещества в экстремальных условиях. Здесь, однако, следует различать два механизма: электромагнитные процессы при очень высокой

³² В свете последних результатов [53] обработки данных экспериментов на SPS/CERN при энергиях $E_L \geq 20$ ГэВ/NN ($\sqrt{s_{NN}} \geq 6,5$ ГэВ), согласно которым качественные изменения в характере взаимодействия, обязательно сопровождающие фазовый переход, наблюдаются лишь при $\sqrt{s_{NN}} \geq 7$ ГэВ, возникают определенные сомнения в том, что энергии AGS/BNL ($\sqrt{s_{NN}} \simeq 5$ ГэВ) вообще хватает для деконфайнмента цвета, т.е. для того, чтобы подняться над кривой 1 на рис. 2.

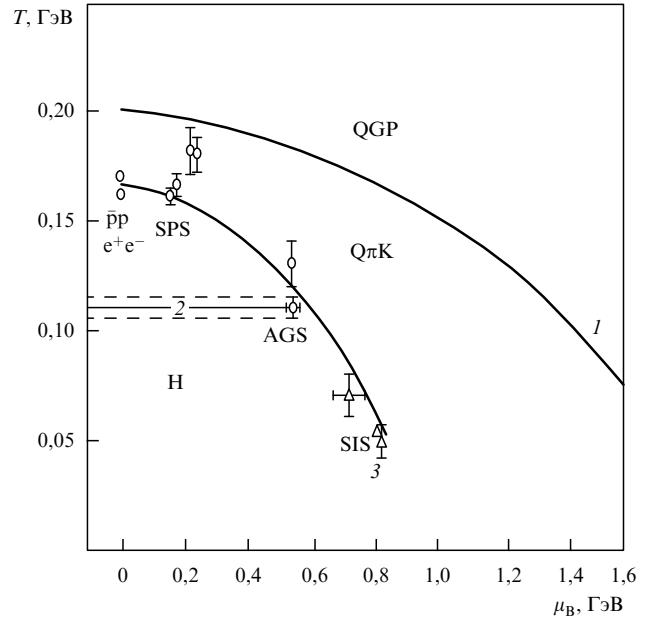


Рис. 12. Сопоставление двух сценариев адронизации — с промежуточной $Q\pi K$ -фазой и без нее. Кривая 1 отвечает (скорее качественно, см. [3]) киральному фазовому переходу $QGP \rightarrow Q\pi K$ в сценарии с промежуточной фазой; полосой 2 между двумя горизонтальными штриховыми линиями обозначен температурный интервал вблизи $T_d = 115$ МэВ, в котором происходит фазовый переход $Q\pi K \rightarrow H$ — адронизация в сценарии с промежуточной фазой [50]. Кривая 3 раннего химического фризаута заимствована из рис. 10.

температуре (в QGP -фазе) — это, главным образом, (токовый) кварк + глюон \rightarrow (токовый) кварк + (реальный или виртуальный) фотон (и соответствующий перекрестный процесс: $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$), и электромагнитные процессы после кирального фазового перехода, в которых участвуют адроны и валоны (если есть промежуточная фаза). Первые должны отразиться на спектре фотонов с большими поперечными импульсами и дилептонов с большими инвариантными массами (обогатив тот и другой по сравнению с тем, что ожидалось бы в отсутствие QGP) и могут послужить наиболее прямым сигналом об образовании кварк-глюонной плазмы; вторые ответственные за выход более мягких фотонов и дилептонов с меньшими инвариантными массами и дают представление о времени расширения фейрболя от кирального фазового перехода до кинетического фризаута. В принципе, те и другие должны рассматриваться в рамках термодинамического подхода [2, 55], который, однако, правильно описывая основные качественные тенденции, недостаточен³³ для того, чтобы дать такие количественные предсказания, которые можно было бы непосредственно сопоставлять с экспериментом. Весьма нетривиальные особенности спектра e^+e^- -пар с малыми инвариантными массами [56, 57], в целом, довольно успешно описываются как в рамках сценария прямого перехода $QGP \rightarrow H$ [58], так и в рамках сценария с промежуточной фазой $QGP \rightarrow Q\pi K \rightarrow H$ [60]. В соответствующих оценках есть, однако, и некоторые заметные различия.

Хорошо известно, что попытка пересчета данных о генерации e^+e^- -пар в pA -взаимодействиях на AA -взаи-

³³ Только из-за отсутствия надежных методов описания систем сильновзаимодействующих частиц.

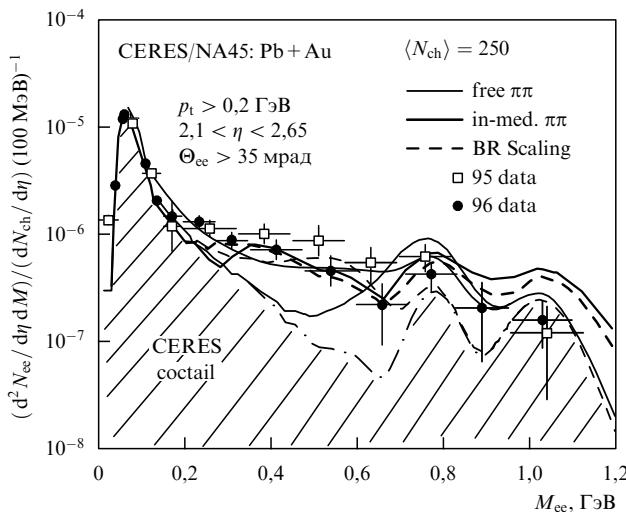


Рис. 13. Сравнение теории с экспериментом [56, 57] по выходу дилептонов (e^+e^- -пар) с малыми инвариантными массами. Результаты, полученные в рамках сценария с промежуточной фазой [60] (сплошная и штриховая жирные кривые отвечают $m_\pi = 140$ МэВ, $\tau/\langle t \rangle = 20$ и $m_\pi = 100$ МэВ, $\tau/\langle t \rangle = 30$ соответственно, где m_π — средняя масса π -мезона в среде), сопоставлены с расчетами в рамках сценария без промежуточной фазы [58] (тонкие кривые).

модействия посредством простого умножения первых на A приводит в интервале инвариантных масс пары 250 МэВ $< M_{ee} < 700$ МэВ к прямому противоречию с экспериментом [56, 57] (рис. 13): выход дилептонов оказался намного больше ожидавшегося (максимальное расхождение достигает 5 раз при массе $M_{ee} \simeq 500$ МэВ). По всей вероятности, при подобном пересчете теория существенно "недоберет" дилептонов и при массах 1 ГэВ $\leq M_{ee} \leq 1,5$ ГэВ (на это имеются определенные указания, хотя крайне низкая точность экспериментальных данных пока не позволяет сделать однозначный вывод). Обнаруженное кричащее противоречие обычно объясняют тем, что в ходе эволюции ядерное вещество проходит через продолжительную адронную фазу, когда при многократных столкновениях π -мезонов образуются сильно модифицированные (уширенные) в плотной среде векторные резонансы, прежде всего ρ -мезоны, которые, распадаясь по электрон-позитронному каналу, и приводят к увеличению выхода дилептонов и деформации их спектра [49, 58, 59]. Если подобрать соответствующим образом зависимость уширения от плотности среды (иначе говоря, выбрать нужное уравнение состояния) и предположить, что относительная ширина распада векторных мезонов в дилептонный канал остается при этом неизменной, то действительно можно неплохо описать спектр дилептонов [58] (см. тонкие сплошные кривые на рис. 13 и 14) при 250 МэВ $< M_{ee} < 700$ МэВ, за исключением околовпороговой области $M_{ee} \simeq 2m_\pi$ (рис. 14а).

Если же вместо длительной адронной фазы рассмотреть длительную $Q\pi K$ -фазу (как это было сделано выше при описании относительных множественостей вторичных адронов), то удается получить теоретическое описание [60] спектра дилептонов, которое и проще, и заведомо не хуже, а подчас даже несколько лучше: оно ближе к эксперименту как в области $M_{ee} \simeq 2m_\pi$, так и при $M_{ee} \geq 1$ ГэВ (см. жирные кривые на рис. 13 и 14а). При этом превышение числа пар над CERES-коктей-

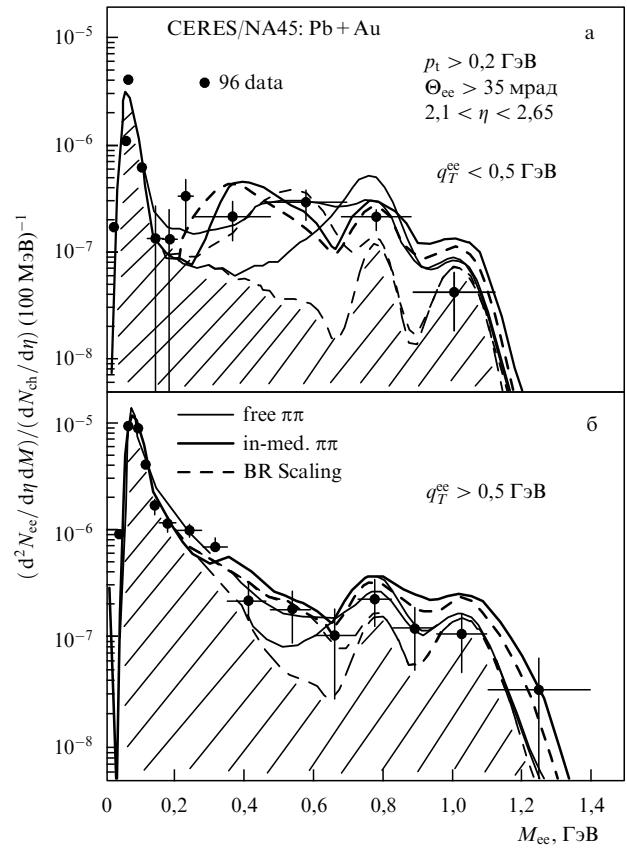


Рис. 14. То же, что на рис. 13, но с выборкой по поперечному импульсу e^+e^- -пары q_T^{ee} [57, 62].

лем³⁴ обусловлено рождением дилептонов в ходе огромного числа прямых $\pi\pi$ - и $Q\bar{Q}$ -столкновений за длительное время эволюции $Q\pi K$ -фазы. Поскольку комбинаторный метод расчета (это и другие подробности см. в [60]) практически ничем не отличается от того, что делалось при подсчете выхода различных адронов, мы приведем здесь только окончательную формулу, в которой вместо текущей температуры и связанного с ней времени свободного пробега частиц в среде бралось некоторое эффективное значение $\langle T \rangle = 160$ МэВ (близкое к среднему между температурами кирального перехода и адронизации) и соответствующее время свободного пробега $\langle t \rangle \simeq 0,5$ Фм:

$$\frac{1}{N_{ch}} \frac{dN_{ee}}{dM_{ee}} \simeq \frac{0,1\lambda^2(1+0,6\lambda+\lambda^2)^{-1}}{4,7+\lambda+0,33\lambda^2} \frac{\tau}{\langle t \rangle} \times \left[\frac{dW_{\pi\pi}}{dM_{ee}} \frac{\sigma_{\pi\pi \rightarrow ee}}{\sigma_{\pi\pi}^{tot}} + 4 \frac{dW_{Q\bar{Q}}}{dM_{ee}} \frac{\sigma_{Q\bar{Q} \rightarrow ee}}{\sigma_{Q\bar{Q}}^{tot}} \right], \quad (11)$$

где N_{ch} — полное число заряженных адронов (в основном, пионов), $\lambda^2 = N_{Q(q)}/N_{\bar{Q}(q)} \simeq \exp(2\mu_{Q(q)}/T)$, τ — длительность $Q\pi K$ -фазы, dW/dM_{ee} — вероятность того, что пионная или валон-антивалонная пара имеет квадрат полного 4-импульса $(p_1 + p_2)^2 = M^2$, $\sigma_{Q(q)\bar{Q}(q)}$ — полу-

³⁴ Так называют области под штрихпунктирными кривыми на рис. 13 и 14, отвечающие простому умножению на A данных по рождению дилептонов в протон-ядерном взаимодействии, в ходе которого не образуется ядерный файрбол.

сумма сечений $Q(u)\bar{Q}(u)$ и $Q(d)\bar{Q}(d)$ аннигиляции в e^+e^- -пару, и $\sigma_{\pi\pi}^{\text{tot}}$ и σ_{QQ}^{tot} — соответствующие полные сечения³⁵.

Из уравнения (11) сразу же вытекают два качественных результата. Во-первых, единственным зависящим от N_{ch} фактором в его правой части является отношение $\tau/\langle t \rangle$, в котором функциональная зависимость времени τ варьируется от $\tau \sim V \sim N_{\text{ch}}$ в случае одномерного (продольного) расширения файрбола до $\tau \sim V^{1/3} \sim N_{\text{ch}}^{1/3}$ в случае трехмерного (сферического) расширения (V — объем файрбола непосредственно перед адронизацией). Таким образом, формула (11), с одной стороны, допускает замеченную на SPS/CERN корреляцию $N_{ee} \sim N_{\text{ch}} \tau \sim N_{\text{ch}}^2$ (что указывает на квазиодномерное расширение), а с другой, предсказывает, что при больших энергиях (RHIC/BNL, LHC/CERN) следует ожидать более слабой зависимости N_{ee} от N_{ch} , поскольку поперечный разлет (сферичность) должен стать более выраженным. Во-вторых, при существенно меньших энергиях (недостаточных для образования QGP) следует ожидать и меньшего (относительного) избытка дилептонов просто из-за роста величины λ и уменьшения отношения $\tau/\langle t \rangle$.

Все же нельзя не отметить и очевидный недостаток такого рассмотрения: в формуле (11) фигурирует полное сечение валон-антивалонного взаимодействия, которое, конечно же, не может быть измерено непосредственно (своего рода плата за избавление от необходимости рассматривать столь же ненаблюдаемые свойства векторных мезонов в горячей и/или плотной среде). Для оценки его величины и энергетической зависимости привлекались обычные аналогии, позволяющие воспользоваться для этого данными о сечении $\rho\rho$ -взаимодействия при подходящих низких энергиях. Не столь абстрактное, но все же пока не измеренное сечение низкоэнергетического $\pi\pi$ -взаимодействия было выбрано подобным же образом по аналогии с $\pi\pi$ -рассеянием (подробнее см. в [60]).

6. Заключительные замечания

Возможно, было бы более правильным перефразировать сказанное выше следующим образом. Ниже температуры нарушения киральной симметрии T_c ядерная материя допускает два способа описания: она может рассматриваться либо как сильно нагретая и/или сжатая "адронная жидкость", либо как некое специфическое состояние, в котором адроны (за исключением пионов и каонов) нежизнеспособны, и доминирующими степенями свободы становятся не они, а валоны³⁶, адроны же появляются только после охлаждения до температуры адронизации T_d . Разумеется, можно выбрать любой из этих подходов. Однако выбор первого пути предполагает, как минимум, знание нетривиального уравнения состояния такой материи, которое на деле, конечно, приходится постулировать. Что касается второго, предлагаемого нами пути, то наиболее важно здесь то, что валон-пион-калонное вещество, рождающееся на стадии нарушения киральной симметрии, по всей вероятности,

действительно может сразу же рассматриваться как газ (в отличие от адронов) благодаря тому, что валоны *на самом деле* имеют малый размер, а фракция пионов и каонов незначительна. Этот газ можно было бы условно назвать валонной плазмой, поскольку цвет в нем распространяется свободно.

A priori у нас нет решающих теоретических аргументов в пользу той или иной версии. Прямые вычисления на решетке, несомненно, перспективны и не исключено, что в будущем они расставят все точки над "i", но пока получаемые этим методом результаты еще ограничены условием $\mu_B = 0$ и, кроме того, трудно оценить их осмысленность и приблизить их к физической реальности (в частности, рассмотреть легкие токовые кварки с реальными массами) по причине совершенно недостаточного быстродействия компьютеров. Тем не менее уже сейчас можно усмотреть несомненную тенденцию к уменьшению "решеточной" температуры деконфайнмента при включении в расчеты s-кварка и по мере приближения масс "решеточных" u- и d-кварков к реальным. Таким образом, вполне возможно, что заметное расхождение в оценке этой температуры при расчетах на решетке, с одной стороны, и в сценарии непрямого $QGP \rightarrow Q\pi K \rightarrow H$ перехода, с другой, со временем сократится за счет дальнейшего падения решеточной температуры. Пока же единственная надежда сделать целесообразный выбор состоит в сопоставлении возможностей *непротиворечивого* описания экспериментальных данных в рамках каждого из подходов. В этой связи интерес представляют прежде всего те наблюдения, которые позволяют так или иначе судить о свойствах ядерного вещества при его эволюции от нарушения киральной симметрии до прекращения взаимодействия между адронами (кинетического фризаута) и начала их свободного разлета. Именно поэтому из огромного множества разнообразных теоретических проблем и подчас противоречивых экспериментальных результатов мы выбрали здесь для подробного обсуждения только те, которые имеют самое непосредственное отношение к этому вопросу: возможный деконфайнмент цвета при относительно малом сжатии и/или не очень высокой температуре (и, значит, деконфайнмент *валонов*, а также связанный с этим обратный процесс — адронизация) и прямое рождение дилептонов с небольшими инвариантными массами.

По той же причине первостепенное значение имели бы, как нам кажется, целенаправленные эксперименты при сравнительно низких энергиях, когда еще не достигается кирально-симметричная фаза и сохраняется кварк-антикварковый конденсат. В этой связи особый интерес представляют упомянутые выше недавние результаты, полученные на SPS/CERN в ходе сканирования по E_L от 20 до 40 ГэВ/NN, которые сейчас привлекли к себе большой интерес [61]. Поиск и обнаружение каких-либо эффектов, указывающих на кратковременный деконфайнмент цвета в ходе взаимодействия ядер при таких условиях, мог бы дать ответ на вопрос об обоснованности представления о конституентных кварках (валонах) как реальных квазичастицах, что было бы принципиально важно для понимания структуры КХД в целом.

Авторы признательны М.И. Поликарпову за обсуждение ряда вопросов, связанных с вычислениями на решетке.

³⁵ В правой части (11) не учтены странные валоны, вклад которых не более 5–6 % [60] заведомо меньше как экспериментальных ошибок, так и точности теоретических оценок.

³⁶ Присутствие массивных валонов явно коррелирует с нарушением киральной симметрии.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ "Ведущие научные школы" № НШ. 1936. 2003. 2 и гранта РФФИ № 03-02-16134.

Список литературы

1. Shuryak E V *Phys. Lett. B* **107** 103 (1981)
2. Feinberg E L "On deconfinement of constituent and current quarks in nucleus-nucleus collisions", Preprint No. 197 (Moscow: FIAN, 1989); in *Relativistic Heavy Ion Physics* (Eds L P Csernai, D D Strottman) (Singapore: World Scientific, 1991) Ch. 5
3. Chernavskaya O D, Feinberg E L, in *Hot Hadronic Matter: Theory and Experiment* (NATO ASI Series, Ser. B, Vol. 346, Eds J Letessier, H H Gutbrod, J Rafelski) (New York: Plenum Press, 1995); *J. Moscow Phys. Soc.* (6) 37 (1996); Feinberg E L, in *Proc. of the 2nd Intern. A D Sakharov Conf. on Physics, Moscow, Russia, 20–24 May 1996* (Eds I M Dremin, A M Semikhato) (Singapore: World Scientific, 1997)
4. Bochkarev A I, Shaposhnikov M E *Nucl. Phys. B* **268** 220 (1986)
5. Gell-Mann M *Phys. Lett.* **8** 214 (1964)
6. Zweig G, Preprints CERN 401, 412 (1964)
7. Hwa R *Phys. Rev. D* **22** 759 (1980)
8. Орава С, Савада С, Накакава М *Составные модели элементарных частиц* (М.: Мир, 1983)
9. Иоффе Б Л, Липатов Л Н, Хозе В А *Глубоконеупругие процессы. Феноменология. Кварк-парトンная модель* (М.: Энергоатомиздат, 1983); Ioffe B L, Khoze V A, Lipatov L N *Hard Processes* Vol. 1 *Phenomenology Quark-Parton Model* (Amsterdam: North-Holland, 1984)
10. Анисович В В и др. *УФН* **144** 553 (1984)
11. Hagedorn R C *Nuovo Cimento. Suppl.* **3** 147 (1965)
12. Волошин М Б, Тер-Мартиросян К А *Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц* (М.: Энергоатомиздат, 1984)
13. "Review of Particles and Fields" *Phys. Rev. D* **54** 173 (1996)
14. Вайнштейн А И, Захаров В И *УФН* **100** 225 (1970)
15. Appelquist T, Georgi H *Phys. Rev. D* **8** 4000 (1973)
16. Novikov V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **38** 626 (1977)
17. Eidelman S I, Kuradze L M, Vainshtein A I *Phys. Lett. B* **82** 278 (1979)
18. Вайнштейн А И, Захаров В И, Шифман М А *Письма в ЖЭТФ* **27** 60 (1978)
19. Shifman M A, Vainshtein A I, Zakharov V I *Nucl. Phys. B* **147** 385 (1979)
20. Di Giacomo A *Nucl. Phys. A* **661** 13c (1999) and references therein
21. Politzer H D *Phys. Rev. Lett.* **30** 1346 (1973)
22. Gross D J, Wilczek F *Phys. Rev. Lett.* **30** 1343 (1973); *Phys. Rev. D* **8** 3633 (1973)
23. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* (М.: Наука, 1964) с. 191
24. Karsch F *Nucl. Phys. A* **698** 199 (2002); Karsch F, Laermann E, Peikert A *Phys. Lett. B* **478** 447 (2000)
25. Rajagopal K, Wilczek F, in *At the Frontier of Particle Physics: Handbook of QCD: Boris Ioffe Festschrift* Vol. 2 (Ed. M Shifman) (Singapore: World Scientific, 2002) Ch. 35; hep-ph/0011333
26. Hong D K, Hsu S D H, Sannino F *Phys. Lett. B* **516** 362 (2001)
27. Hands S *Contemp. Phys.* **42** 209 (2001)
28. Chodos A et al. *Phys. Rev. D* **9** 3471 (1974); Johnson K *Acta Phys. Pol. B* **6** 865 (1975); Johnson K, Thorn C B *Phys. Rev. D* **13** 1934 (1976)
29. Savvidy G K *Phys. Lett. B* **71** 133 (1977); Shuryak E V *Phys. Rep.* **115** 151 (1984); Dyakonov D I, Petrov V Yu *Nucl. Phys. B* **245** 259 (1984)
30. Cleymans J et al. *Z. Phys. C* **33** 151 (1986)
31. Anchishkin D V, Bugaev K A, Gorenstein M I *Z. Phys. C* **45** 687 (1990)
32. Baranov S P, Fil'kov L V Z *Phys. C* **57** 149 (1993)
33. Kuono H, Takagi F *Z. Phys. C* **42** 209 (1989)
34. Satz H, Opening talk at *XVI Intern. Conf. on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions: Quark Matter 2002, Nantes, France, July 18–24, 2002*
35. Heinz U *AIP Conf. Proc.* **602** 281 (2001); hep-ph/0109006
36. Xu N, Kaneta M *Nucl. Phys. A* **698** 306 (2002)
37. Ландау Л Д *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **17** 51 (1953)
38. Cleymans J, Gavai R V, Suhonen E *Phys. Rep.* **130** 217 (1986)
39. Bjorken J D *Phys. Rev. D* **27** 140 (1983)
40. Braun-Munzinger P, Heppe I, Stachel J *Phys. Lett. B* **465** 15 (1999); Braun-Munzinger P, Stachel J *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **28** 1971 (2002)
41. Braun-Munzinger P, Redlich K, Stachel J, nucl-th/0304013 and references therein
42. Braun-Munzinger P et al. *Phys. Lett. B* **518** 41 (2001); Magestro D *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **28** 1745 (2002) and references therein
43. Appelshäuser H et al. (NA49 Collab.) *Eur. Phys. J. C* **2** 661 (1998)
44. Stock R *Phys. Lett. B* **456** 277 (1999)
45. Rapp R, Shuryak E V *Phys. Rev. Lett.* **86** 2980 (2001)
46. Cleymans J, Redlich K *Phys. Rev. C* **60** 054908 (1999); *Nucl. Phys. A* **661** 379c (1999)
47. Fodor Z, Katz S D *JHEP* **0203** 014 (2002)
48. Muller B, Rafelski J *Phys. World* **12** (3) 23 (1999)
49. Eletsky V L, Ioffe B L, Kapusta J I *Eur. Phys. J. A* **3** 381 (1998); *Nucl. Phys. A* **661** 514c (1999) and references therein
50. Ройзен И И, Чернавская О Д *ЯФ* **66** 185 (2003)
51. Wilson K G *Phys. Rev. D* **10** 2445 (1974); Wilson K G, Robertson D G, hep-th/9411007
52. Akiba Y et al. (E802 Collab.) *Nucl. Phys. A* **610** 139 (1996)
53. Friese V et al. (For the NA49 Collab.) *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **30** S119 (2004); nucl-ex/0305017
54. Feinberg E L, in *Proc. of the Intern. Conf. on High Energy Physics* (Кiev, 1959); Файнберг Е Л *УФН* **70** 333 (1960); *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **26** 622 (1962)
55. Feinberg E L *Nuovo Cimento* **34** 391 (1976) and references therein
56. Agakichev G et al. (CERES Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **75** 1272 (1995); *Phys. Lett. B* **422** 405 (1998)
57. Lenkeit B et al. (for the CERES Collab.) *Nucl. Phys. A* **661** 23c (1999)
58. Rapp R *Nucl. Phys. A* **661** 33c (1999) and references therein
59. Friman B *Nucl. Phys. A* **610** 358 (1996) and references therein
60. Chernavskaya O D, Feinberg E L, Royzen I I *ЯФ* **65** 167 (2002) *CERN Courier* **43** (7) 17 (2003)
61. Rapp R, Invited talk at *Quark Matter 99, Torino, Italy, May 10–15, 1999*; *Nucl. Phys. A* **661** 33c (1999)

Color deconfinement and subhadronic matter: phase states and the role of constituent quarks

I.I. Royzen, E.L. Feinberg, O.D. Chernavskaya

P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences
Leninskiĭ prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
E-mail: royzen@lpi.ru; chernav@lpi.ru

Major aspects of the sub-hadronic state of nuclear matter populated with the unleashed color particles are reviewed. At high and even not too high nuclear collision energies, this is expected to be a flash of quark-gluon plasma (QGP), but, seemingly, not only this one. Emphasis is put on the self-consistency requirement which must be imposed on any phenomenological description of the evolution of hot and dense nuclear medium as it expands (cools down) to the point where the final scattering away of secondary particles starts. The view is argued and analyzed that in this process massive constituent quarks should play a major role at a certain cooling stage — permitting, it is shown, an inherently consistent explanation of data on the mid-rapidity yield of various kinds of hadrons and on direct dilepton production in high-energy heavy-ion collisions.

PACS numbers: 12.38.Mh, 12.39.Ba, 25.75.Nq

Bibliography — 62 references

Received 10 July 2003, revised 19 November 2003