

Ш-202

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

2-92-363

ШАНЕНКО
Аркадий Аркадьевич

УДК 539.12.01+538.9

**СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЕКОНФАЙНМЕНТА
В КЛАСТЕРИЗУЮЩЕЙСЯ МАТЕРИИ**

Специальность: 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1992

АКТУАЛЬНОСТЬ ПРОБЛЕМЫ

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук В.И.Юкалов

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Д.Н.Воскресенский

доктор физико-математических наук В.В.Буров

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Всероссийский научно-исследовательский институт
экспериментальной физики,


I-ое теоретическое отделение, Арзамас-16

Защита диссертации состоится " " _____ 1992 года
на заседании Специализированного совета К 047.01.01 Лаборатории
теоретической физики Объединенного института ядерных иссле-
дований, г.Дубна, Московской области.

Автореферат разослан " " _____ 1992 г.

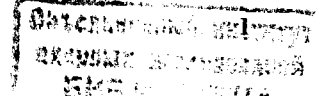
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук


А.Е.Дорохов

Последние годы отмечены значительным увеличением интереса к физике тяжелых ионов. В экспериментах по столкновениям ионов надеются обнаружить сигналы формирования внутри фибробла кварк-глюонной плазмы. При этом, важно правильно интерпретировать результаты экспериментов, для чего необходимо знать области температур и барионных плотностей, в которых термодинамически выгодно появление несвязанных кварков и глюонов. Однако исследование термодинамики сильно разогретого и сжатого ядерного вещества, опирающееся на точный гамильтониан КХД, наталкивается на множество преград. Это обусловило широкое использование решеточного моделирования КХД, с помощью которого удалось добиться значительного прогресса. Но и решеточный подход, неплохо работающий при нулевой барионной плотности, имеет пока нерешенную проблему перехода к ненулевым барионным плотностям, вызывающим особый интерес. Это, в свою очередь, привело к популярности статистических моделей деконфайнмента, в которых нет упомянутой выше трудности. Кроме того, широкое применение статистического моделирования ядерного вещества и бескварковых $SU(2)$ и $SU(3)$ систем вызвано также тем, что решеточный подход обладает недостаточной физической наглядностью. В самом деле, для многих измеряемых на практике характеристик сильно сжатой и разогретой материи внутри фибробла сложно найти соответствующую решеточную величину. В то же время результаты статистического подхода, использующего такие понятия, как связанные состояния кварков и глюонов, легко сравнивать с экспериментом. Наконец, нужно упомянуть еще одну не характерную для статистических моделей особенность решеточного метода - необходимость больших временных затрат на выполнение расчетов, требующих в этой связи применения новейших суперкомпьютеров. Таким образом, очевидно, что статистическое моделирование дополняет решеточный метод, так что для успешного развития физики тяжелых ионов необходимо тесное взаимодействие этих подходов.

Однако неудовлетворительность имеющейся на сегодняшний день ситуации заключается в том, что среди широко используемых статистических методов описания деконфайнмента нет модели, выводы которой согласовались бы с решеточными предсказаниями. Действительно, в статистических подходах, следующих идеям Бэйма и Чина (G. Baym and S. Chin, Phys.Lett., 1976, v.62B, p.241), а также Бааке (J. Baacke, Acta



Phys. Polon., 1977, v. 8B, p. 625), деконфайнмент оказывается фазовым переходом первого рода как для бескварковых $SU(2)$ и $SU(3)$ теорий, так и для $SU(3)$ теории с кварками. Модели, использующие результаты Келлмана (C.G. Källmann, Phys. Lett., 1984, v. B134, p. 363), также свидетельствуют в пользу первого рода деконфайнмента во всех трех случаях. В противовес этому, решеточные расчеты говорят о втором роде деконфайнмента (в классификации Эренфеста) в $SU(2)$ бескварковой системе и о первом роде в $SU(3)$ бескварковой теории (см. B. Petersson, Nucl. Phys., 1991, v. 525A, p. 237 c). Деконфайнмент же в решеточной $SU(3)$ теории с физическими кварками является кроссовером (S. Gottlieb, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.), 1991, v. 20B, p. 247). Существует опирающаяся на предположения де Гранда и де Тара статистическая модель (см. J. Engels et al., Z. Phys., 1989, v. 42C, p. 341), которая хорошо описывает $SU(2)$ систему. Но из-за конструктивной обусловленности в ней непрерывности деконфайнмента, эта модель не годится для описания $SU(3)$ бескварковой системы.

Из всего выше сказанного ясна актуальность исследований в рамках статистического моделирования деконфайнмента.

Работы, положенные в основу диссертации, выполнены в соответствии с Проблемно-тематическим планом научно-исследовательских работ Объединенного института ядерных исследований в Дубне.

Цель работы

Целью диссертационной работы является построение статистического подхода к описанию деконфайнмента, который бы последовательно, из микроскопических соображений, учитывал сосуществование адронов с плазмой КХД. Необходимость такого подхода обусловлена следующими причинами. Основным недостатком большинства используемых статистических моделей деконфайнмента является либо пренебрежение сосуществованием плазмы КХД и адронной фазы, либо неполное, ограничивающееся только исследованием гиббсовской смеси, рассмотрение этого сосуществования. Остальные подходы хотя и учитывают возможность реализации системы в виде нерасслоенной гетерофазной смеси плазмы КХД и адронов, но делают это в огрубленной, чрезмерно феноменологической форме. Важность же учета сосуществования пространственно неразделенных плазмы КХД и адронов вытекает не только из общих закономерностей статистических систем, но и обусловлена последними решеточными данными (например, см. M.I. Polikarpov, Phys. Lett., 1990, v. 236B, p. 61).

Научная новизна и практическая ценность

Поскольку процесс деконфайнмента в неабелевых калибровочных системах подобен декластеризации в других кластеризующихся системах, то в диссертации исследованы общие особенности описания кластеризующейся материи. При этом, найдены условия термодинамической корректности эффективного кластерного гамильтониана, зависящего от термодинамических переменных. Для проверки правильности исходных принципов рассмотрена кластеризация в обычных кластеризующихся системах, подобных смеси пара с каплями жидкости. Получено удовлетворительное качественное описание процесса конденсации пара, который сопровождается зарождением и постепенным укрупнением капель жидкости и расслоением в области фазового перехода при низких температурах.

Метод исследования кластеризующейся материи, основанный на использовании кластерного гамильтониана, применен к описанию деконфайнмента в бескварковых $SU(2)$ и $SU(3)$ системах, в $SU(3)$ системе с физическими кварками. В результате построен статистический подход, последовательно учитывающий сосуществование адронной фазы и плазмы КХД и позволяющий с помощью одних и тех же идей описать деконфайнмент во всех трех выше названных системах. Деконфайнмент в предлагаемой модели является переходом из состояния, в котором главную роль играют адроны, в состояние с доминированием плазмы КХД. При этом значительное взаимопроникновение фаз наблюдается как выше точки перехода, так и ниже.

С помощью предложенного статистического метода рассмотрено поведение кварк-адронной материи ($SU(3)$ системы с физическими кварками) при конечных барионных плотностях и низких температурах. Показано, что в этом случае несвязанные кварки появляются в системе при барионных плотностях $I, 4 \div 2, I n_{0B}$, где n_{0B} - нормальная ядерная барионная плотность. Полученная оценка плотности нуклеации несвязанных кварков существенно меньше значения $\sim 10 n_{0B}$, предсказываемого традиционными статистическими моделями. Данный результат весьма обнадеживает, так как из него следует, что для наблюдения кварк-глюонной плазмы совсем не обязательно мощные коллайдеры. Однако нужно учитывать, что концентрация несвязанных кварков $w_q \equiv N_q/N$ где N_q - это число свободных кварков, N - полное число кварков, в барионно насыщенной системе довольно медленно возрастает с увеличением барионной плотности n_B , так что при $n_B = 4 n_{0B}$ получается $w_q \approx 0,1$, а при $n_B = 10 n_{0B}$ оказывается $w_q \approx 0,2$. Таким образом, при исследовании материи внутри фэйрбола скорее нужны достаточно чувствительные методы обнаружения плазменной примеси, чем большие энергии сталкивающихся ионов.

Апробация работы

Результаты диссертационной работы неоднократно обсуждались на семинарах Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований и в НИИЯФ МГУ, на IV и V Международных симпозиумах по избранным проблемам статистической механики (Дубна, 1987 и 1989 гг.), на III Международном симпозиуме "Пион-нуклонные и нуклон-нуклонные взаимодействия" (Гатчина, 1989 г.), на IX и X Международных семинарах по проблемам физики высоких энергий (Дубна, 1988 и 1990 г.), на конференции ОИЯИ - ЦЕРН - ИФВЭ "Standard model and beyond: from LEP to UNK and LHC".

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 10 работ.

Структура и объем работы

Диссертация изложена на 150 страницах машинописного текста и состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы из 172 наименований и 36 рисунков.

Содержание диссертации

Во введении содержится краткое обсуждение преимуществ статистического моделирования деконфайнмента, обусловивших его широкое применение в физике тяжелых ионов. Рассматриваются сложности статистического подхода, свидетельствующие о его кризисе в настоящее время, и формулируется цель диссертационной работы.

Первая глава диссертации посвящена обзору основных принципов статистических моделей деконфайнмента. Здесь приводится ретроспектива их развития и классификация. Серьезное внимание уделяется сравнению выводов статистических моделей с предсказаниями решеточного подхода. Подчеркивается, что в традиционных моделях, как правило, рассматриваются системы из чистых фаз. Если же принимается в расчет сосуществование плазмы КХД и адронов, то это делается в значительно огрубленной форме. В данной главе приводятся соображения в пользу необходимости учета сосуществования адронов с плазмой КХД. При этом, обращается внимание на последние решеточные данные, указывающие на возможность появления в кварк-глюонной плазме адронных возбуждений. Делается вывод о том, что для выяснения истинного поведения ядерной материи в экстремальных условиях необходимо учитывать сосуществование плазмы КХД и адронов. Наконец, подчеркивается аналогичность процесса деконфайнмента в неабелевых калибровочных системах декластеризации в других кластеризующихся средах, например, в смеси пара с каплями жидкости. Указывается, что рассмотрение общих особенностей описания кластеризующейся материи полезно для построения реалистической статистической модели деконфайнмента.

В первых двух параграфах второй главы обсуждаются общие особенности исследования кластеризующейся материи. Основные моменты обсуждения можно изложить следующим образом.

Предположим, что мы рассматриваем систему из некоторых "элементарных" частиц, элементарных в том смысле, что они способны образовывать не элементарные объекты - кластеры. В КХД такими "элементарными" частицами являются кварки и глюоны, при исследовании конденсации пара - молекулы воды, при рассмотрении проблемы ионизации - электроны и ионы и т.п. При общих рассуждениях целесообразно ограничиться рассмотрением ситуации, когда имеется один сорт "элементарных" частиц, а также не учитывать многосортность n -частичных конфигураций при любом n . Обозначим точный гамильтониан системы как $H(\Psi)$, где Ψ - это полевой оператор "элементарных" частиц. Описание кластеризации предполагает переход к квазичастичным кластерным операторам.

$$\Psi \rightarrow \{\Psi_c\} \equiv \Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n, \dots, \quad (1)$$

где Ψ_n , полевой оператор n -частичного кластера, связан с Ψ посредством соотношения

$$\Psi_n(1) = \int A(123 \dots n+1) \Psi(2)\Psi(3) \dots \Psi(n+1) d(23 \dots n+1) + \int B(123 \dots n+1) \Psi(n+1) \dots \Psi(3)\Psi(2) d(23 \dots n+1) + C_n(1). \quad (2)$$

В выражении (2) числами в скобках, для краткости, обозначены координаты "элементарных" частиц и кластера, $A(\dots)$, $B(\dots)$ и $C_n(\dots)$ некоторые C -числовые функции. Заметим, что Ψ_1 - это полевой оператор несвязанных "элементарных" частиц, которые удобно называть одночастичными кластерами. Выделение квазичастиц-кластеров сопровождается переходом от точного гамильтониана к эффективному кластерному гамильтониану

$$H(\Psi) \rightarrow H_{cl}(\{\Psi_c\}, \theta, \{\rho_c\}). \quad (3)$$

При этом, H_{cl} может зависеть от термодинамических величин, так что спецификации кластеров могут быть функциями температуры θ и набора плотностей конфигураций $\{\rho_c\} \equiv \rho_1, \dots, \rho_n, \dots$. Характер этой зависимости определяется условиями термодинамической эквивалентности систем с точным и эффективным гамильтонианами:

- а) Различные статистические ансамбли системы с гамильтонианом $H_{cl}(\{\Psi_c\}, \theta, \{\rho_c\})$ эквивалентны.

б)

$$\lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} [F(H|\theta, V, \{N_c\}) - F(H_d|\theta, V, \{N_c\})] = 0,$$

$$\lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} [dF(H|\theta, V, \{N_c\}) - dF(H_d|\theta, V, \{N_c\})] = 0, \quad (4)$$

где

$$F(H|\theta, V, \{N_c\}) = -\theta \ln \text{Tr} \exp(-H/\theta),$$

$\{N_c\} \equiv N_1, \dots, N_n, \dots$ - набор чисел кластеров, V - объем, занимаемый системой, Tr берется по пространству состояний с фиксированным числом конфигураций любого сорта. В (4) под $V \rightarrow \infty$, как обычно, подразумевается переход к термодинамическому пределу

$$V \rightarrow \infty, N_n \rightarrow \infty (\forall n), \frac{N_n}{V} = \rho_n = \text{const}. \quad (5)$$

С помощью утверждения, сформулированного в пункте а), можно показать, что справедливы равенства

$$\left\langle \frac{\partial H_d}{\partial \theta} \right\rangle = 0, \quad \left\langle \frac{\partial H_d}{\partial \rho_n} \right\rangle = 0, (\forall n), \quad (6)$$

которые удобно назвать условиями термодинамической корректности кластерного гамильтониана $H_d(\{\psi_c\}, \theta, \{\rho_c\})$. Причем через $\langle A \rangle$ обозначается статистическое среднее оператора A ; а для операторов $A(x)$ и dA/dx верно соотношение

$$A(x)|\psi\rangle = A_\varphi(x)|\psi\rangle \Rightarrow \frac{dA}{dx}|\psi\rangle = \frac{dA_\varphi}{dx}|\psi\rangle,$$

где $A_\varphi(x)$ - числовая функция вещественной переменной x .

В реальных ситуациях осуществить процедуру перехода к кластерным переменным, каждый шаг которой полностью обоснован, невозможно. Поэтому необходимы некоторые предположения относительно вида H_d . В частности, исходя из общих физических положений, в приближении самосогласованного поля, которое и используется в диссертационной работе, можно записать

$$H_d = \sum_n \sum_{s_n} \int d\vec{x} \psi_n^\dagger(\vec{x}, s_n) (K_n + U_n(\theta, \{\rho_c\})) \psi_n(\vec{x}, s_n) - B(\theta, \{\rho_c\}) V. \quad (7)$$

Здесь S_n нумерует внутренние степени свободы n -частичной конфигурации; $U_n(\theta, \{\rho_c\})$ - это энергия взаимодействия кластера со средой; $K_n \equiv -\nabla^2/2M_n$ или $K_n \equiv \sqrt{-\nabla^2 + M_n^2}$, M_n - масса кластера, $B(\theta, \{\rho_c\})$ - корректирующая функция, необходимая в приближении среднего поля. Условия термодинамической корректности гамильтониана (7) представляются в виде

$$\sum_m \rho_m \frac{\partial U_m}{\partial \rho_n} - \frac{\partial B}{\partial \rho_n} = 0, (\forall n);$$

$$\sum_m \rho_m \frac{\partial U_m}{\partial \theta} - \frac{\partial B}{\partial \theta} = 0. \quad (8)$$

Соотношения (8) совместны только в том случае, когда

$$\frac{\partial U_m}{\partial \theta} = 0, (\forall m), \quad (9)$$

откуда получается $U_n(\theta, \{\rho_c\}) = U_n(\{\rho_c\}), (\forall n)$. Если $U_n(\{\rho_c\})$ для любого n обладает непрерывными вторыми производными, то из (8) можно вывести равенство

$$\frac{\partial U_n}{\partial \rho_m} = \frac{\partial U_m}{\partial \rho_n}, (\forall n, m). \quad (10)$$

Следующий важный момент рассмотрения кластеризующейся материи заключается в том, что в реальности невозможно произвольным образом фиксировать числа кластеров в смеси. Система выбирает концентрации своих компонент самостоятельно, стремясь к состоянию устойчивого гетерофазного равновесия. В наиболее распространенном случае, когда возможна фиксация полной плотности "элементарных" частиц

$$\rho = \sum_n n \rho_n \quad (11)$$

условия гетерофазного равновесия определяются соотношением

$$\frac{\mu_n}{n} = \mu, (\forall n), \quad (12)$$

где μ_n - это химический потенциал n -частичных конфигураций. Существуют и другие варианты этих условий. Например в $SU(2)$ и $SU(3)$ бескварковых теориях помимо (12) необходимо еще равенство $\mu = 0$. В этом случае фиксация полной глюонной плотности не отвечает реальности,

так как из вакуума могут рождаться дополнительные глюоны. Таким образом, для определения термодинамических характеристик реальной кластеризующейся материи необходимо использовать условия гетерофазного равновесия. В частности, когда удобными термодинамическими переменными являются θ и ρ , вычисления проводятся по следующей схеме. Решается система уравнений (II), (I2) при учете равенства

$$\rho_n = \frac{\xi_n}{2\pi^2} \int_0^{+\infty} \frac{k^2 dk}{\exp\left(\frac{\epsilon_n(k) + U_n - \mu_n}{\theta}\right) - \xi^n} \quad (I3)$$

где ξ_n - число квантовых состояний n -частичной конфигурации; $\epsilon_n(k) = k^2/2M_n$ или $\epsilon_n(k) = \sqrt{k^2 + M_n^2}$; слагаемое ξ^n в знаменателе подинтегрального выражения обусловлено статистикой кластеров: $\xi = 1$, если "элементарные" частицы являются бозонами; $\xi = -1$ в обратном случае. Затем, с помощью полученного набора кластерных плотностей $\{\rho_c\} \equiv \rho_2(\theta, \rho), \dots, \rho_n(\theta, \rho), \dots$ находятся другие термодинамические величины системы, например, набор кластерных концентраций $\{w_c\}$, где

$$w_n \equiv \frac{n\rho_n}{\rho} \quad (I4)$$

Для того, чтобы убедиться в правильности сформулированных в начале второй главы диссертации принципов описания кластеризующейся материи, в пунктах 2.3-2.8 исследуется кластеризация в обычных системах, где возможна фиксация полного числа "элементарных" частиц, а энергии взаимодействия кластеров со средой являются всюду дифференцируемыми функциями плотностей кластеров. В пункте 2.3 показывается, что в подобных системах как при высоких температурах, так и при малых значениях полной плотности "элементарных" частиц доминируют несвязанные "элементарные" частицы. В пункте 2.4 отмечается, что ответ на вопрос об осуществлении кластеризации при $\theta \rightarrow 0$ или $\rho \rightarrow \infty$ в самом общем случае, когда важную роль играют как взаимодействия кластеров, так и квантовость частиц, требует решения системы уравнений (II)-(I3). Но поскольку имеется множество примеров, в которых кластеризация происходит при $\theta > \theta_d$, где θ_d - температура вырождения, то предлагается сначала ограничиться рассмотрением системы из классических кластеров, а затем на нескольких примерах продемонстрировать возможное влияние квантовости частиц на кластеризацию. В

этом же параграфе формулируются важные необходимые и достаточные условия кластеризации в системе из классических частиц. В пунктах 2.5-2.7 исследуются различные варианты описания взаимодействия кластеров из "элементарных" частиц, потенциал взаимодействия которых $\mathcal{P}_{11}(r)$ сочетает притяжение на больших расстояниях с отталкиванием на малых, причем

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \mathcal{P}_{11}(r) = 0. \quad (I5)$$

В пункте 2.5 показывается, что в этом случае корректна аппроксимация

$$\mathcal{P}_{nm}(r) = nm \mathcal{P}_{11}(r), \quad (I6)$$

где $\mathcal{P}_{nm}(r)$ - потенциал взаимодействия n - и m -частичных конфигураций. Устанавливается, что в смеси классических кластеров, для которых верно соотношение (I6), и при высоких температурах, и при малых плотностях основная роль принадлежит несвязанным "элементарным" частицам. Соответственно, как при низких температурах, так и при больших плотностях доминирующими являются наибольшие конфигурации рассматриваемого набора кластеров. Демонстрируется, что при учете корреляций частиц происходящая в данной системе кластеризация может сопровождаться расслоением. Выяснено, что смесь кластеров, для потенциалов взаимодействия которых справедливо равенство (I6), хорошо моделирует смесь пара с каплями жидкости. В пунктах 2.6-2.7 рассматривается описание взаимодействия кластеров в духе Ван-дер-Ваальса. Обсуждается квазисогласованность метода исключенного объема, подчеркивается важность использования правил запрета при дифференцировании термодинамического потенциала, а также предлагается модификация этого метода, позволяющая получить термодинамически согласованный подход. В пункте 2.8, последнем в главе, приведены несколько примеров влияния квантовости частиц на процесс кластеризации.

В третьей главе исследуются экзотические кластеризующиеся системы - SU(2) и SU(3) глюон-глюбольные смеси. В пунктах 3.1, 3.2 с помощью квазисогласованного рассмотрения, учитывающего взаимодействие глюолов друг с другом в духе Ван-дер-Ваальса, показывается разумность аппроксимации

$$U_g = C/\rho^\alpha, \quad (\alpha \sim 1), \quad (I7)$$

где C - некоторая константа размерности $\text{MeV}^{3\alpha+1}$, U_g обозначает энергию взаимодействия несвязанных глюонов со средой. Далее, в §§3.3-3.5, на основе соотношения (I7) и изложенных во второй главе принципов исследования кластеризующейся материи строится

термодинамически согласованный подход. При этом, взаимодействие глюолов друг с другом описывается с помощью эффективных потенциалов, связанных соотношением

$$\varphi_{ij,mi}(\tau) = \frac{nm}{4} \varphi_{22}(\tau). \quad (18)$$

Здесь $\varphi_{ij,mi}(\tau)$ - это потенциал взаимодействия n - глюонного глюбола сорта j с m - глюонным кластером сорта i ; $\varphi_{22}(\tau)$ - потенциал взаимодействия двухглюонных глюолов в основных состояниях. В § 3.6 демонстрируется прекрасное согласие решеточных предсказаний с результатами построенного подхода, имеющего три свободных параметра C , α и $\tilde{\varphi}_{22}(0) = \int \varphi_{22}(\tau) d\tau$. Оказывается, что эти параметры определяют некоторую величину $[\varphi_c(\alpha, C) - \tilde{\varphi}_{22}(0)]$, значение которой задает род фазового перехода деконфайнмента в глюон-глюобольной смеси. В частности, при $[\varphi_c(\alpha, C) - \tilde{\varphi}_{22}(0)] > 0$ деконфайнмент представляет собой кроссовер. При $[\varphi_c(\alpha, C) - \tilde{\varphi}_{22}(0)] = 0$ в системе происходит фазовый переход второго рода в классификации Эренфеста. Наконец, при $[\varphi_c(\alpha, C) - \tilde{\varphi}_{22}(0)] < 0$ в смеси осуществляется фазовый переход первого рода. Причем, если $|[\varphi_c(\alpha, C) - \tilde{\varphi}_{22}(0)] / \tilde{\varphi}_{22}(0)| \ll 1$ то переход является слабым в том смысле, что $\Delta E / \varepsilon_{SB}(\theta_{dec}) \ll 1$, где ΔE - это объемная плотность скрытой теплоты перехода, ε_{SB} - объемная плотность энергии идеального глюонного газа, θ_{dec} - это температура деконфайнмента. Соответственно, при $|[\varphi_c(\alpha, C) - \tilde{\varphi}_{22}(0)] / \tilde{\varphi}_{22}(0)| \sim 1$ происходит сильный переход первого рода, для которого $\Delta E / \varepsilon_{SB}(\theta_{dec}) \sim 1$. Заметим, что вид функции $\varphi_c(\alpha, C)$ зависит от сорта глюон-глюобольной смеси. Для иллюстрации на рис.1 представлены результаты сравнения решеточных данных для E/ε_{SB} и P/P_{SB} , где ε - объемная плотность энергии системы, ρ и ρ_{SB} - давления глюон-глюобольной смеси и идеального газа глюонов, и результатов предлагаемого статистического подхода к описанию деконфайнмента в $SU(2)$ случае. При этом, для параметров α , C и $\tilde{\varphi}_{22}(0)$ справедливы равенства $\alpha = 0,62$, $\tilde{\varphi}_{22}(0) = 5 \cdot 10^{-3} \text{ МэВ}^{-2}$ и $C^{1/(3\alpha+1)} = 175 \text{ МэВ}$, а для температуры деконфайнмента получается $\theta_{dec} \approx 210 \text{ МэВ}$. На рис.2 можно увидеть, как ведет себя в зависимости от температуры концентрация несвязанных глюонов в $SU(2)$ глюон-глюобольной смеси. Отметим, что еще до фазового перехода в системе имеется заметное число несвязанных глюонов. Более того, значительна при $\theta > \theta_{dec}$ и концентрация глюолов. Но роль глюолов при $\theta > \theta_{dec}$ заметна в достаточно большом диапазоне температур - $w_g \lesssim 0,9$ для $\theta_{dec} < \theta < 2 \theta_{dec}$. Что же касается глюонной плазмы, то ее концентрация становится

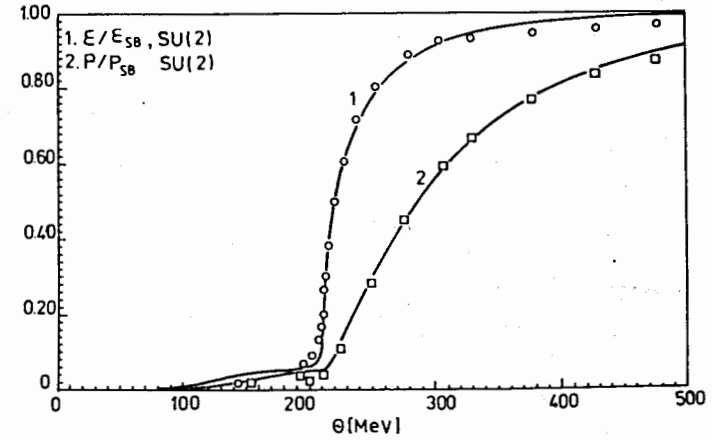


Рис.1. Зависимость от температуры величин E/ε_{SB} и P/P_{SB} в $SU(2)$ глюон-глюобольной смеси для случая $\alpha = 0,62$, $C^{1/(3\alpha+1)} = 175 \text{ МэВ}$, $\tilde{\varphi}_{22}(0) = 5 \cdot 10^{-3} \text{ МэВ}^{-2}$. Решеточные данные (O и □) взяты из работы J. Engels et al. Z.Phys., 1989, v.42C, p.341.

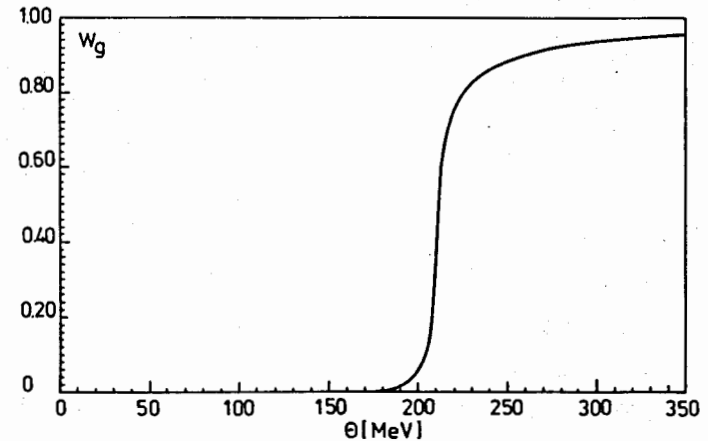


Рис.2. Концентрация несвязанных глюонов w_g как функция температуры в $SU(2)$ глюонной материи при $\alpha = 0,62$, $C^{1/(3\alpha+1)} = 175 \text{ МэВ}$, $\tilde{\varphi}_{22}(0) = 5 \cdot 10^{-3} \text{ МэВ}^{-2}$.

исчезающе малой при $\theta < \theta_{dec} - \Delta\theta$, $\Delta\theta/\theta_{dec} \approx 0,1$. В случае $SU(3)$ смеси наилучшее согласие решеточного и предлагаемого в диссертации подходов имеется в том случае, когда $\alpha \approx 0,62$, $C^{1/(3\alpha+1)} \approx 225$ МэВ, $\bar{\rho}_{22}(0) \approx 2 \cdot 10^{-3}$ МэВ⁻² ($\theta_{dec} \approx 225$ МэВ). При этом, в глюон-глюбальной смеси осуществляется слабый переход первого рода: $\Delta E/\epsilon_{SB}(\theta_{dec}) \approx 0,23$.

В четвертой главе диссертации исследуется деконфайнмент в $SU(3)$ системе с u , d и s кварками, обладающими физическими массами. Аналогично бескварковому случаю рассмотрение проводится и с помощью квазисогласованного, учитывающего взаимодействие адронов по Ван-дер-Ваальсу, метода и в рамках термодинамически согласованного подхода. Квазисогласованное описание (см. §4.2) показывает корректность аппроксимации

$$U_g = U_q = C/\rho^\alpha, \quad (19)$$

где U_g и U_q - энергии взаимодействия несвязанных глюонов и несвязанных кварков сорта a ($a=u, \bar{u}, \dots$) со средой. Напомним, что через ρ обозначается полная плотность "элементарных" частиц, в данном случае - полная плотность кварков и глюонов. Так как $SU(3)$ глюон-глюбальная смесь является частным случаем $SU(3)$ системы с кварками (когда плотность кварков равна нулю), то для корректности модели следует в формуле (19) положить $\alpha \approx 0,62$, $C^{1/(3\alpha+1)} \approx 225$ МэВ. В § 4.3 с помощью соотношения (19) и описанных во второй главе принципов рассмотрения кластеризующейся материи строится термодинамически согласованный подход к исследованию деконфайнмента в кварк-адронной материи, использующий следующее соотношение для потенциалов взаимодействия кварковых кластеров

$$\mathcal{P}_{ij, mi}(\tau) = \frac{n m}{g} \mathcal{P}_{33}(\tau). \quad (20)$$

В (20) через $\mathcal{P}_{ij, mi}(\tau)$ обозначен эффективный потенциал взаимодействия n -кваркового кластера сорта j с m -кварковой конфигурацией сорта i ; $\mathcal{P}_{33}(\tau)$ - это потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия. Рассмотрение деконфайнмента в $SU(3)$ системе с физическими кварками при $n_B = 0$ в рамках термодинамически согласованной модели, не имеющей свободных параметров, дает результаты, прекрасно согласующиеся с решеточными предсказаниями. Для температуры деконфайнмента, который является кроссовером, получается $\theta_{dec} \approx 150$ МэВ. Решеточная оценка температуры непрерывного перехода в реальной КХД при $n_B = 0$ составляет ≈ 140 МэВ (см. N.H.Christ, Columbia

Univ. preprint CU-TP-544, 1991). В § 4.4 с помощью квазисогласованного варианта подхода исследуется кварк-адронная материя при низких температурах и конечных барионных плотностях.

В заключении диссертации сформулированы основные результаты, полученные в работе.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Найдены условия термодинамической корректности эффективного гамильтониана, зависящего от термодинамических переменных. Получены уравнения, представляющие эти условия в случае эффективного кластерного гамильтониана, заданного в приближении среднего поля.

2. Исследованы особенности кластеризации в часто встречающихся системах, аналогичных смеси пара с каплями жидкости. Сформулированы необходимые и достаточные условия кластеризации в подобных системах. Показано, что если потенциал взаимодействия кластеров удовлетворяет равенству (16), то кластеризация при повышении плотности является переходом типа газ-жидкость. Качественно описан процесс конденсации пара, сопровождающийся зарождением и постепенным укрупнением капель жидкости.

3. Сконструированный метод описания кластеризующейся материи, основанный на использовании эффективного кластерного гамильтониана, применен к описанию деконфайнмента в таких системах, как глюон-глюбальная и кварк-адронная материи. В результате построен статистический подход к рассмотрению деконфайнмента, позволяющий с помощью одних и тех же принципов описать не только бескварковые $SU(2)$ и $SU(3)$ глюонные системы, но и $SU(3)$ систему с u , d , s кварками, обладающими физическими массами. Предсказания предлагаемого подхода прекрасно согласуются с данными решеточного моделирования. При этом, деконфайнмент является фазовым переходом из состояния с преимущественной ролью адронов в состояние с деминированием плазмы КХД. Значительное взаимопроникновение фаз наблюдается как выше точки перехода, так и ниже.

4. Показано, что при $\theta = 0$ несвязанные кварки появляются в системе при $n_B \approx 1,4 \div 2,1 n_{0B}$, $n_{0B} = \frac{4}{3} \cdot 10^6 \text{ МэВ}^3 \approx 0,17 \text{ фм}^{-3}$. Это существенно отличается от результатов традиционных статистических моделей деконфайнмента, которые говорят о появлении кварковой плазмы при $n_B \sim 10 n_{0B}$. Однако, концентрация кварковой плазмы w_q возрастает с увеличением барионной плотности довольно медленно. При $n_B = 4 n_{0B}$ находим $w_q \approx 0,1$, при $n_B = 10 n_{0B}$ имеем $w_q \approx 0,2$.

5. Выяснено, что в барионно-насыщенной системе может быть весьма значительной роль дибарионов, или шестикварковых кластеров.

Выпадая в бозе-эйнштейновский конденсат, они способны препятствовать появлению в системе более крупных мультибарионов. Оценки массы основного состояния шестикварка, полученные из условия для шестикварковой концентрации $W_6 = 0,18$ при $\theta = 0$, $n_3 = n_{об}$, $M_6 = 1944$ МэВ (в приближении Хартри), $M_6 \approx 1908 \pm 8$ МэВ (в приближении Хартри-Фока) хорошо согласуются с экспериментальным результатом $M_6 = 1936$ МэВ (Ю.А.Троян и др., ЯФ, 1991, т.54, с.1301).

6. Получены ограничения снизу для температур деконфайнмента в бескварковой $SU(3)$ теории

$$\theta_{dec} \gtrsim 205 \text{ МэВ}$$

и в $SU(3)$ теории с u , d и s кварками физических масс

$$\theta_{dec} \gtrsim 130 \text{ МэВ.}$$

Результаты диссертации опубликованы в работах:

1. А.А.Шаненко и В.И.Юкалов. Сосуществование мультикварковых кластеров и кварковой плазмы. - в сб.: Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика. ред. А.М.Балдин (ОИЯИ, Дубна, 1986). Д1,2-88-652, т.1, с.445.
2. А.А.Шаненко, А.С.Шумовский и В.И.Юкалов. Six-quark clusters in nuclear matter at low temperatures. Int.J.Mod.Phys., 1989, v. 4A, p.2235.
3. Е.П.Каданцева, А.А.Шаненко и В.И.Юкалов. Алгоритм численного исследования термодинамики кварк-адронной материи. - Сообщение ОИЯИ, PII-89-686, 1989.
4. Е.П.Каданцева, А.А.Шаненко и В.И.Юкалов. Possibility of matter with quark-hadron coexistence. - in: Selected Topics in Statistical Mechanics, ed. A.A.Logunov (World Scientific, Singapore, 1990), p.412.
5. В.И.Юкалов, Е.П.Каданцева и А.А.Шаненко. - Statistical mechanics of quark-hadron matter. Queen's Univ. preprint QMS-5, 1990 (Kingston, Canada); Nuovo Cim. 1992, v. 105A (in press).
6. Е.П.Каданцева, А.А.Шаненко и В.И.Юкалов. Quark-hadron matter at low temperatures. Phys.Lett., 1991, v. 255B, p.427.
7. Е.П.Каданцева, А.А.Шаненко и В.И.Юкалов. Phenomenological model of gluodynamics. - in: Standard Model and beyond: from LEP to UMC and LHC, eds. S.Dubnicka, D.Ebert, A.Sazonov (World Scientific, Singapore, 1991), p.201.

8. Е.П.Каданцева, А.А.Шаненко и В.И.Юкалов. Nonstratified mixture of hadrons and quark plasma. - in: Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics, eds. A.M.Baldin, V.V.Burov and L.P.Kaptari (World Scientific, Singapore, 1991) p.602.
9. Е.П.Каданцева, А.А.Шаненко и В.И.Юкалов. Роль смешанного состояния в статистических моделях деконфайнмента. - ЯФ, 1992, т.55, с.784.
10. А.А.Шаненко, Е.П.Юкалова и В.И.Юкалов. Statistical approach to deconfinement in pure gauge models. - JINR preprint E2-92-329, 1992.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 августа 1992 года.