

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

На правах рукописи
УДК 539.126.3, 539.126.4

Калиновский Юрий Леонидович

**Эффективная КХД при конечной
температуре и плотности**

Специальность: 01.04.02 - теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико - математических наук

Дубна, 2011

Работа выполнена в Лаборатории Информационных Технологий Объединенного Института Ядерных Исследований, г. Дубна.

Официальные оппоненты: доктор физико - математических наук,
профессор
Фаустов Рудольф Николаевич
Учреждение РАН Вычислительный
центр им. А.А. Дородницына

доктор физико - математических наук,
профессор
Смолянский Станислав Александрович
Саратовский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского

доктор физико - математических наук,
профессор
Дорохов Александр Евгеньевич
Лаборатория теоретической физики
им. Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ

Ведущая организация: Государственный научный центр Российской
Федерации, Институт физики
высоких энергий (ГНЦ ИФВЭ)

Защита состоится « ___ » _____ 2011 г. в « ____ » час. на заседании
диссертационного совета Д720.001.01 при Объединенном институте ядер-
ных исследований, ул. Жолио - Кюри 6, г. Дубна, Московская область,
141980

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан « ___ » _____ 2011 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

А.Б. Арбузов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Экспериментальные и теоретические исследования плотной и горячей ядерной материи относятся к числу наиболее актуальных направлений в современной физике.

С точки зрения эксперимента поиск кварк - глюонной плазмы (КГП) на RHIC (Брукхейвен) и ЦЕРН (SPS) дал первые указания на то, что полученные данные не могут быть объяснены в рамках наивной картины газа кварков и глюонов. Результаты, полученные в эксперименте NA49 предполагают, что переход из адронной материи в кварковую следует ожидать при более низких энергиях столкновения тяжелых ионов. Таким образом, новые экспериментальные программы RHIC, NA61 (SHINE), CBM@FAIR в Дармштадте и NICA - MPD в Дубне направлены на исследования состояния ядерной материи при низких температурах и высокой барионной плотности.

Теоретические исследования основаны на квантовой хромодинамике (КХД). Квантовая хромодинамика является фундаментальной теорией сильных взаимодействий. Ее основные составляющие, кварки и глюоны, в конфаймированном состоянии образуют адронную материю. Наиболее важными особенностями КХД являются конфайнмент и нарушение киральной симметрии.

Считается, что при высокой температуре и/или плотности адронной материи существует фазовый переход адронной материи в новое состояние вещества - в кварк-глюонную плазму (КГП). Основной задачей теоретических исследований, основанных на первых принципах КХД, является изучение уравнений состояния вещества, критических точек и характеров фазовых переходов от адронной материи к КГП.

Для описания свойств адронной материи используются эффективные КХД - подобные модели. Это, например, модели с сепарабельным взаимодействием (типа Намбу - Йона - Лазинио (НИЛ)), которые хорошо воспроизводят как экспериментальные данные так и свойства деконфайнмента. В рамках этих моделей был достигнут значительный прогресс в понимании свойств вещества в экстремальных условиях, где, например, должно произойти восстановление киральной симметрии. Эти экстремальные условия могут быть достигнуты в ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов или в нейтронных звездах.

В этой связи все большее внимание уделяется изучению изменения свойств частиц, распространяющихся в горячей или плотной среде. Воз-

возможное выживание связанных состояний в фазе деконфайнмента КХД также открывает интересные сценарии для идентификации соответствующих степеней свободы в окрестности фазового перехода.

В последнее время эти и другие виды моделей, наряду с интенсивной экспериментальной деятельностью, используются для изучения фазовой диаграммы КХД. Фактически, эффективные модели КХД описывают взаимодействия между кварками, воспроизводя правильные киральные свойства адронов. Эти модели приводят к простым и практическим иллюстрациям основных механизмов, которые управляют спонтанным нарушением киральной симметрии при низкой температуре и плотности.

Одной из важных особенностей фазовой диаграммы КХД является существование границы в (T, μ_B) - плоскости, которая отделяет кирально - нарушенную адронную фазу от кирально - симметричной фазы КГП.

Аргументы, основанные на эффективных модельных расчетах показывают, что на фазовой диаграмме может существовать или трикритическая точка (ТСР) - линия фазового перехода первого рода переходит в точку перехода второго рода, или критическая конечная точка (СЕР) - линия фазового перехода первого рода переходит в точку аналитического кроссовера.

Обсуждение о существовании и местонахождении таких критических точек КХД является очень важной задачей.

В настоящей диссертации представлен цикл работ по тематике этой задачи за последние 20 лет вплоть до настоящего времени.

Цель диссертационной работы состоит в создании и развитии новых методов и их приложений для описания адронов в горячей и плотной материи.

Для реализации поставленной цели решены следующие задачи:

- разработана новая эффективная модель для единого описания как легких так и тяжелых мезонов;
- проведено обобщение этой модели на случай конечных температур и плотностей ядерной материи;
- исследовано влияние резонансного скалярного взаимодействия на рождение дилептонных пар;
- проведено исследование мезонных корреляций в точке кирального фазового перехода;

- исследованы свойства нарушения симметрий в плотной и горячей ядерной материи;
- исследованы фазовые переходы в $SU(3)$ теории.

Научная новизна результатов диссертации состоит в следующем:

- впервые предложено единое описание свойств легких и тяжелых мезонов в рамках новой предложенной эффективной модели с сепарабельным ядром взаимодействия, проведено сравнение с экспериментальными данными;
- впервые проведено обобщение предложенной модели на случай конечных температур и плотностей;
- впервые показано, что резонансное скалярное взаимодействие является существенным при рождении дилептонных пар из кварковой плазмы;
- впервые при рассмотрении мезонных корреляций для двухфотонных спектров показано, что усиление рождения двухфотонных пар является наблюдаемым эффектом;
- при исследовании природы фазовых переходов в кварковой материи получены критические экспоненты для барионной восприимчивости и удельной теплоемкости. Впервые показано, что:
 - киральный фазовый переход при $m_i = 0$ - это переход второго рода для $N_f = 2$ и первого рода для $N_f \geq 3$;
 - в случае, когда $m_u = m_d = 0$ и $m_s > m_s^{crit}$ ($m_s^{crit} = 18.3$ MeV), то переход второго рода заканчивается на линии первого рода в точке ТСП;
 - для $m_u = m_d \neq 0$ существует кроссовер при всех значениях m_s , и "линия" ТСП становится "линией" СЕР.

Практическая и научная ценность диссертации состоит в использовании созданных и разработанных методов для теоретического анализа и предсказаний экспериментальных данных, получаемых на ускорителях тяжелых ионов по поиску кварк - глюонной плазмы.

Результаты и положения, выносимые на защиту.

1. Построена новая эффективная модель с сепарабельным ядром взаимодействия единого описания свойств как легких так и тяжелых мезонов. В рамках предложенной модели:
 - 1.1 вычислены массы и константы распадов мезонов, которые находятся в согласии с экспериментальными данными;
 - 1.2 доказана справедливость всех низкоэнергетических теорем квантовой хромодинамики;
 - 1.3 найдено единое описание лептонных и полулептонных распадов тяжелых мезонов; формфакторов переходов: тяжелый - тяжелый, тяжелый - легкий ($B \rightarrow D^*, D, \rho, \pi, D \rightarrow K^*, K, \pi$); радиационных и сильных распадов ($B_{(s)}^* \rightarrow B_{(s)}\gamma, D_{(s)}^* \rightarrow D_{(s)}\gamma, D_{(s)}^* \rightarrow D\pi$); редкого распада $B \rightarrow K^*\gamma$; a_1 - и b_1 - распадов. Показано, что такое единое описание согласуется с имеющимися экспериментальными данными.
2. Развито обобщение модели на случай конечных температур и плотностей ядерной материи. На ее основе впервые изучен вопрос о влиянии резонансного рождения дилептонных пар на свойства материи в точке кирального фазового перехода.
3. Впервые рассмотрена роль мезонных корреляций для двухфотонных спектров. Показано, что в точке кирального фазового перехода усиление рождения двухфотонных пар является наблюдаемым эффектом.
4. Впервые проведено полное исследование свойств нарушения симметрий в плотной и горячей ядерной материи, исследованы фазовые переходы в $SU(3)$ теории, вычислены критические экспоненты. Показано, что критические экспоненты для барионной восприимчивости и теплоемкости системы согласуются с результатами вычислений в приближении среднего поля.
5. Показано, что при низких температурах существует киральный фазовый переход первого рода, и что существует критическая точка, в которой киральный фазовый переход при равенстве нулю токовых

масс кварков - это переход второго рода для теорий с двумя кварковыми ароматами и первого рода для числа ароматов кварков не меньше трех. Показано, что для отличных от нуля токовых масс u, d - кварков существует кроссовер при всех значениях токовой массы странного кварка, и в этом случае "линия" трикритической точки становится "линией" критической точки.

Апробация работы. Материалы диссертации докладывались на семинарах лабораторий ОИЯИ, университетах Вены (Австрия), Пизы (Италия), Ростока, Гейдельберга, Цойтена, Тюбингена (Германия), Льежа (Бельгия), Коимбры (Португалия), Аргонской Национальной Лаборатории (США), на различных международных конференциях и совещаниях.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 30 работ, в том числе 30 работ из перечня изданий, рекомендованных ВАК для докторских диссертаций.

Личный вклад автора. Из всех работ, выполненных в соавторстве, в диссертацию включены положения и результаты, полученные либо лично соискателем, либо при его определяющем участии в постановке задач и разработке аналитических и численных методов их решения.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения и списка цитируемой литературы, содержащего 143 наименования. Общий объем диссертации - 181 страница.

По материалам диссертации опубликованы следующие работы:

1. Yu. L. Kalinovsky, L. Kaschluhn, V. N. Pervushin, *A new QCD inspired version of the Nambu - Jona - Lasinio model*, Phys. Lett. **231B** (1989) 288.
2. Yu. L. Kalinovsky, L. Kaschluhn, V. N. Pervushin, *Mesons in the low - energy limit of QCD*, Fortschr. Phys. **38** (1990) 353 - 369.
3. D. Blaschke, Yu. L. Kalinovsky, V. N. Pervushin, G. Röpke, S. Schmidt, *On the chiral transition temperature in bilocal effective QCD*, Z. Phys. **A346** (1993) 85 - 86.
4. D. Ebert, Yu. L. Kalinovsky, L. Münchow, M. K. Volkov, *Mesons and diquarks in a NJL - model at finite temperature and chemical potential*, Intern. J. Mod. Phys. **A8** (1993) 1295 - 1312.
5. Yu. L. Kalinovsky, M. K. Volkov, *The Nambu - Jona - Lasinio model with gluon condensate and axial anomaly at finite temperature*, Phys. Atom. Nucl. **57** (1994) 1037 - 1043; Yad. Phys. **57** (1994) 1099 - 1105.
6. S. Schmidt, D. Blaschke, Yu. L. Kalinovsky, *Scalar - pseudoscalar meson masses in nonlocal effective QCD at finite temperature*, Phys. Rev. **C50** (1994) 435 - 446.
7. S. Schmidt, D. Blaschke, Yu. L. Kalinovsky, *Low energy theorems in a nonlocal chiral quark model at finite temperature* Z. Phys. **C66** (1995) 485 - 490.
8. D. Blaschke, Yu. L. Kalinovsky, L. Münchow, V. N. Pervushin, G. Röpke, S. Schmidt, *Instantaneous chiral quark model for relativistic mesons in a hot and dense medium*, Nucl. Phys. **A586** (1995) 711 - 733.
9. E. Quack, P. Zhuang, Yu. L. Kalinovsky, S. P. Klevansky, J. Hüfner, *$\pi - \pi$ scattering lengths at finite temperature*, Phys. Lett. **B348** (1995) 1 - 6.
10. D. Blaschke, M. Jaminon, Yu. L. Kalinovsky, P. Petrow, S. Schmidt, B. Van den Bossche, *Anomalous pion decay in effective QCD at finite temperature*, Nucl. Phys. **A592** (1995) 561 - 580.

11. A. Bender, D. Blaschke, Yu. Kalinovsky, C. D. Roberts, *Continuum study of deconfinement at finite temperature*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3724 - 3727.
12. Yu. Kalinovsky, K. L. Mitchell and C. D. Roberts, *K_{l3} and π_{e3} transition form factors*, Phys. Lett. **B399** (1997) 22 - 28.
13. P. Rehberg, Yu. L. Kalinovsky and D. Blaschke, *Critical scattering and two photon spectra for a quark/meson plasma*, Nucl. Phys. **A622** (1997) 478 - 496.
14. M. A. Ivanov, Yu. L. Kalinovsky, P. Maris and C. D. Roberts, *Semi-leptonic decays of heavy mesons*, Phys. Lett. **B416** (1998) 29 - 35.
15. D. Blaschke, Yu. L. Kalinovsky, S. Schmidt, H.-J. Schulze *Scalar correlations in a quark plasma and low mass dilepton production*, Phys. Rev. **C57** (1998) 438 - 441.
16. M. A. Ivanov, Yu. L. Kalinovsky, P. Maris, C. D. Roberts, *Heavy - to light - meson transition form factors*, Phys. Rev. **C57** (1998) 1991 - 2003.
17. M. A. Ivanov, Yu. L. Kalinovsky and C. D. Roberts, *Survey of heavy - meson observables*, Phys. Rev. **D60** (1999) 0340191 - 0340197.
18. J. C. R. Bloch, Yu. L. Kalinovsky, C. D. Roberts and S. M. Schmidt, *Describing a_1 and b_1 decays*, Phys. Rev. **D60** (1999) 1115021 - 1115025.
19. D. Blaschke, G. Bureau, Yu. L. Kalinovsky, P. Maris, P. C. Tandy, *Finite T meson correlations and quark deconfinement*, Int. J. Mod. Phys. **A16** (2001) 2267 - 2291.
20. P. Costa, M. C. Ruivo, Yu. L. Kalinovsky, *Pseudoscalar neutral mesons in hot and dense matter*, Phys. Lett. **B560** (2003) 171 - 177.
21. P. Costa, M. C. Ruivo, Yu. L. Kalinovsky, *Anomalous decay of pion and eta mesons at finite density*, Phys. Lett. **B577** (2003) 129 - 136.
22. P. Costa, M. C. Ruivo, Yu. L. Kalinovsky, C. A. de Sousa, *Pseudoscalar mesons in hot/dense matter*, Phys. Rev. **C70** (2004) 025204.

23. P. Costa, M. C. Ruivo, Yu. L. Kalinovsky, *Anomalous decay of pion and eta at finite temperature*, Phys.Rev. **C70** (2004) 048202.
24. P. Costa, M. C. Ruivo, C. A. de Sousa, Yu. L. Kalinovsky, *Effective restoration of $U_A(1)$ symmetry with temperature and density*, Phys. Rev. **D70** (2004) 116013.
25. Pedro Costa, M. C. Ruivo, Yu. L. Kalinovsky, *Two photon decay of π^0 and η at finite temperature and density*, J. Phys. **G31** (2005) S1171 - S1174.
26. M. C. Ruivo, Pedro Costa, C. A. de Sousa, Yu. L. Kalinovsky, *Effective restoration of chiral and axial symmetries at finite temperature and density*, J. Phys. **G31** (2005) S1183 - S1186.
27. Pedro Costa, M. C. Ruivo, C. A. de Sousa, Yu. L. Kalinovsky, *Analysis of the $U_A(1)$ symmetry - breaking and restoration effects on scalar - pseudoscalar spectrum*, Phys. Rev. **D71** (2005) 116002.
28. Yu. L. Kalinovsky, D. B. Blaschke, *Hadron Form Factors and J/Ψ dissociation*, Phys. Part. Nucl. Lett. **2** (2005) 309 - 313; Pisma Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra **2** N5 (2005) 75 - 81.
29. Pedro Costa, C. A. de Sousa, M. C. Ruivo, Yu. L. Kalinovsky, *The QCD critical end point in the $SU(3)$ Nambu - Jona - Lasinio model*, Phys. Lett. **B647** (2007) 431 - 435.
30. Pedro Costa, C. A. de Sousa, M. C. Ruivo, Yu. L. Kalinovsky, *Phase transitions in quark matter and behaviour of physical observables in the vicinity of the critical end point*, Eur. Phys. J. **A31** (2007) 842 - 844.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении обосновывается актуальность темы диссертации, формулируются основная цель и задачи, возникающие при ее решении, обсуждается научная новизна представленных исследований. Представляется обзор литературы в данной области исследований.

В первой главе диссертации излагается эффективная модель единого описания свойств как легких так и тяжелых мезонов. Подробно обсуждается выбор ядра взаимодействия кварков. Показывается, что использование ядра в сепарабельной форме позволяет описать свойства мезонов в согласии с имеющимися экспериментальными данными.

В разделе 1.1 на основе метода адронизации квантовой хромодинамики (КХД) рассмотрен вывод уравнений Швингера - Дайсона и Бете - Салпетера, приведены основные свойства этих уравнений.

Эффективное действие, соответствующее двухчастичному взаимодействию кварковых полей представляется как

$$S[q, \bar{q}] = \int d^4x \left\{ \bar{q}(x) [S_0^{-1}(x)] q(x) - \frac{1}{2} \int d^4y j_\mu^a(x) [g^2 D_{\mu\nu}^{ab}(x-y)] j_\nu^b(y) \right\} \quad (1)$$

с функцией Грина свободных кварков

$$S_0^{-1}(x) = i\partial - \hat{m}_0, \quad (2)$$

$\partial = \partial^\mu \gamma_\mu$, \hat{m}_0 - массовая матрица, $\hat{m}_0 = \text{diag}(m_1^0, m_2^0, \dots, m_{N_f}^0)$, N_f - число ароматов кварков.

Кварковые токи имеют вид

$$j_\mu^a = \bar{q}(x) \left(\frac{\lambda^a}{2} \right) \gamma_\mu q(x), \quad (3)$$

λ^a - матрицы Гелл - Манна цветовой группы $SU_c(3)$.

Билокальное ядро взаимодействия в (1) будем рассматривать феноменологически как эффективный глюонный пропагатор:

$$D_{\mu\nu}^{ab}(x-y) = \delta^{ab} g_{\mu\nu} D(x-y) \quad (4)$$

Такой выбор ядра взаимодействия (4) сохраняет киральную инвариантность действия.

Для описания связанных состояний перепишем часть взаимодействия в (1) как

$$\int d^4x d^4y [q_B(y) \bar{q}_A(x)] K_{AB,CD}(x-y) [q_D(x) \bar{q}_C(y)] \quad (5)$$

с ядром

$$K_{AB,CD}(x-y) = (\gamma_\mu)_{ru} (\gamma_\mu)_{ts} \sum_{a=1}^8 \frac{\lambda_{\alpha\delta}^a}{2} \frac{\lambda_{\gamma\beta}^a}{2} \delta_{il} \delta_{kj} \frac{g^2}{2} D(x-y). \quad (6)$$

Здесь $A = \{r, \alpha, i\}, \dots, D = \{u, \delta, l\}$ - сокращенные обозначения Дираковских, цветовых и ароматных индексов кварков соответственно.

Для описания мезонных связанных состояний ($q\bar{q}$ - пар) рассмотрим преобразования Фирца для групп $SU_c(3)$ и $SU(N_f)$. Сохраняя только бесцветные $q\bar{q}$ - пары, действие (1) можно записать как

$$S[q, \bar{q}] = \int d^4x \int d^4y \left\{ q(y)\bar{q}(x) [-S_0^{-1}(x)] \delta(x-y) + \frac{1}{2N_c} [q(y)\bar{q}(x)K(x-y)q(x)\bar{q}(y)] \right\} \quad (7)$$

с ядром взаимодействия

$$K(x-y) = (\gamma_\mu \otimes \gamma_\mu) g^2 D(x-y). \quad (8)$$

Во введенной билинейной комбинации ($q(x)\bar{q}(y)$) подразумевается суммирование по числу цветов $N_c = 3$.

Для проведения процедуры адронизации символически запишем действие (7) в виде

$$S[q, \bar{q}] = (q\bar{q}, -S_0^{-1}) + \frac{1}{2N_c} (q\bar{q}, Kq\bar{q}). \quad (9)$$

С помощью введения вспомогательных бислокальных полей $\mathcal{M}(x, y) \sim q(x)\bar{q}(y)$ функциональный интеграл $\int DqD\bar{q} \exp \{iS[q, \bar{q}]\}$ можно проинтегрировать по кварковым полям. В результате получим выражение для эффективного действия

$$S_{eff}[\mathcal{M}] = -N_c \left\{ \frac{1}{2} (\mathcal{M}, K^{-1}\mathcal{M}) + i\text{Tr} \ln [-S_0^{-1} + \mathcal{M}] \right\}. \quad (10)$$

В этом уравнении Tr означает как интегрирование по непрерывным переменным, так и суммирование по дискретным переменным.

Вакуум эффективной теории с действием (1) определяется как минимум действия (10)

$$\frac{\partial S_{eff}[\mathcal{M}]}{\partial \mathcal{M}} = 0 \longrightarrow K^{-1}\mathcal{M} + i \frac{1}{-S_0^{-1} + \mathcal{M}} = 0. \quad (11)$$

Вакуумное решение (11) является трансляционно инвариантным. Обозначив его как $\Sigma - \hat{m}_0$, получим уравнение Швингера - Дайсона

$$\Sigma(x-y) = \hat{m}_0\delta(x-y) + iK(x-y)S(x-y), \quad (12)$$

где функция Грина кварка теперь имеет вид

$$S^{-1}(x-y) = i\partial\delta(x-y) - \Sigma(x-y). \quad (13)$$

Мезоны описываются как флуктуации поля $\mathcal{M}(x, y)$ относительно вакуумного решения. Раскладывая действие (10) в окрестности минимума с $\mathcal{M} = (\Sigma - \hat{m}_0) + \mathcal{M}'$, получим

$$S_{eff}[\mathcal{M}'] = S_{eff}[\Sigma] + N_c \left\{ -\frac{1}{2} (\mathcal{M}', K^{-1}\mathcal{M}') - \frac{i}{2} \text{Tr} (S\mathcal{M}')^2 - i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \text{Tr} (-S\mathcal{M}')^n \right\} \quad (14)$$

Равенство нулю второй производной (14) по \mathcal{M}' приводит к уравнению Бете - Салпетера на вершинную функцию $\Gamma(x, y)$

$$\Gamma(x, y) = -iK(x-y) \int dx_1 dx_2 S(x-x_1)\Gamma(x_1, x_2)S(x_2-y). \quad (15)$$

Это уравнение соответствует однородному уравнению Бете - Салпетера в "лестничном" приближении.

В разделе 1.2 обсуждается выбор ядра взаимодействия для численного решения уравнений Швингера - Дайсона и Бете - Салпетера, а также свойства сепарабельного взаимодействия. Приведен набор параметров модели, позволяющий описать свойства мезонов.

В импульсном пространстве уравнение Швингера - Дайсона (13) принимает вид

$$S(p)^{-1} = \hat{p} - m_0 + \frac{4}{3} \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} [g^2 D_{\mu\nu}^{eff}(p-q)] \gamma_\mu S(q) \gamma_\nu, \quad (16)$$

а уравнение Бете - Салпетера:

$$\Gamma(p, P) = \frac{4}{3} \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} [g^2 D_{\mu\nu}^{eff}(p-q)] \gamma_\mu S(q_+) \Gamma(q, P) S(q_-) \gamma_\nu,$$

где $q_\pm = q \pm P/2$, P - полный импульс связанного состояния, $D_{\mu\nu}^{eff}(p-q)$ - "эффективный" глюонный пропагатор. Этот пропагатор выбираем в виде:

$$D_{\mu\nu}^{eff}(p-q) \rightarrow \delta_{\mu\nu} D(p^2, q^2, p \cdot q).$$

В общем виде решение уравнения (16) представляется как

$$S(p) = -i\not{p}\sigma_V(p^2) + \sigma_S(p^2),$$

где

$$\begin{aligned}\bar{\sigma}_S^f(x) &= 2\bar{m}_f F(2(x + \bar{m}_f^2)) + F(b_1 x)F(b_3 x) \left(b_0^f + b_2^f F(\epsilon x) \right), \\ \bar{\sigma}_V^f(x) &= \frac{2(x + \bar{m}_f^2) - 1 + e^{-2(x + \bar{m}_f^2)}}{2(x + \bar{m}_f^2)^2}.\end{aligned}$$

Введенные функции определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}F(x) &= (1 - e^{-x})/x, x = p^2/\lambda^2, \bar{m}_f = m_f/\lambda, \\ \bar{\sigma}_S^f(x) &= \lambda \sigma_S^f(p^2), \bar{\sigma}_V^f(x) = \lambda^2 \sigma_V^f(p^2),\end{aligned}$$

λ - размерный множитель.

Полученное решение содержит следующие параметры:

	\bar{m}_f	b_0^f	b_1^f	b_2^f	b_3^f
u	0.00897	0.131	2.90	0.603	0.185
s	0.224	0.105	2.90	0.740	0.185

Эти параметры фиксируются с помощью физических величин, таких как массы мезонов и слабые константы лептонных распадов мезонов.

Уравнения Швингера - Дайсона и Бете - Салпетера в сепарабельной форме самосогласованно решаются с помощью выбора ядра взаимодействия:

$$D(p^2, q^2, p \cdot q) = D_0 f_0(p^2)f_0(q^2) + D_1 f_1(p^2)(p \cdot q)f_1(q^2).$$

D_0, D_1 - параметры, $f_i(p^2)$ - формфакторы.

При таком выборе пропагатор кварка принимает форму

$$S(p) = [i\not{p}A(p^2) + B(p^2) + m_0]^{-1},$$

а для функций $A(p^2)$ и $B(p^2)$ получается система уравнений

$$\begin{aligned}B(p^2) &= \frac{16}{3} \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} D(p^2, q^2, p \cdot q) \frac{B(q^2) + m_0}{q^2 A^2(q^2) + [B(q^2) + m_0]^2}, \\ [A(p^2) - 1] p^2 &= \frac{8}{3} \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} D(p^2, q^2, p \cdot q) \frac{(p \cdot q) A(q^2)}{q^2 A^2(q^2) + [B(q^2) + m_0]^2}.\end{aligned}\quad (17)$$

Выбирая $A(p^2)$, $B(p^2)$ в виде

$$B(p^2) = b f_0(p^2), \quad A(p^2) = 1 + a f_1(p^2),$$

получим систему уравнений на a, b . Подставляя эти решения в уравнение Бете - Салпетера, можно найти физические величины, такие как массы мезонов и константы распадов. Результаты расчетов представлены в Таблице 1:

	Эксперимент	ранг - 1	ранг - 2
$-\langle \bar{q}q \rangle^0$	$(0.236 \text{ GeV})^3$	0.248	0.203
m_0	5 - 10 MeV	6.6	5.3
$m(p^2 = 0)$	$\sim 0.350 \text{ GeV}$	0.685	0.405
M_π	0.1385 GeV	0.140	0.139
f_π	0.093 GeV	0.104	0.093
N_π/f_π	1.0	0.987	0.740
$M_{\rho/\omega}$	0.770/0.783 GeV	0.783	0.784
g_ρ	5.04	5.04	6.38
$\Gamma_{\rho^0 \rightarrow e^+e^-}$	6.77 keV	6.76	4.22
$g_{\rho\pi\pi}$	6.05	5.71	7.22
$\Gamma_{\rho \rightarrow \pi\pi}$	151 MeV	137	221
Параметры			
$D_0 \Lambda_0^2$		128.0	260.0
Λ_0		0.687 GeV	0.638 GeV
$D_1 \Lambda_1^4$		0	130.0
Λ_1/Λ_0			1.21

Таблица 1: Решения уравнений на связанные состояния при различных типах сепарабельного взаимодействия ($f_i(p^2) = \exp(-p^2/\Lambda_i^2)$) и сравнение с экспериментом. Модель ранга -1: $D_0 \neq 0, D_1 = 0$. Модель ранга -2: $D_0 \neq 0, D_1 \neq 0$.

В разделе 1.3 рассмотрено подробное описание основных свойств мезонов, констант распадов, показана справедливость тождеств Уорда.

В разделе 1.3.1 описаны распады π_{I3} и K_{I3} .

В разделе 1.3.2 рассмотрены тяжелые мезоны и их свойства: спектр масс, константы распадов, функция Исгура - Вайзе. Вычислены форм-факторы переходов $B \rightarrow D^*, D, \rho, \pi, D \rightarrow K^*, K, \pi$), радиационные и

сильные распады $B_{(s)}^* \rightarrow B_{(s)}\gamma$, $D_{(s)}^* \rightarrow D_{(s)}\gamma, D\pi$, редкий распад $B \rightarrow K^*\gamma$,

В разделе 1.3.3 приведено описание свойств a_1 - и b_1 - распадов.

Во второй главе диссертации развито обобщение разработанной модели на случай конечных температур и плотностей ядерной материи.

В разделе 2.1 рассмотрено обобщение уравнения Швингера - Дайсона на случай конечных температур и плотностей ядерной материи.

Обобщение на случай конечной температуры проведено с помощью метода Матсубары. Расширение на случай $T \neq 0$ осуществляется с помощью замены: $q \rightarrow q_n = (\omega_n, \mathbf{q})$, где $\omega_n = (2n+1)\pi T$ - частоты Матсубары.

Уравнение Швингера - Дайсона с сепарабельным взаимодействием

$$S^{-1}(p_n, T) = i\vec{\gamma} \cdot \vec{p} A(p_n^2, T) + i\gamma_4 \omega_n C(p_n^2, T) + B(p_n^2, T) + m_0$$

при конечных T и μ принимает вид системы трех уравнений:

$$a(T) = \frac{8D_1}{9} T \sum_n \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} f_1(p_n^2) \vec{p}^2 [1 + a(T)f_1(p_n^2)] d^{-1}(p_n^2, T),$$

$$c(T) = \frac{8D_1}{3} T \sum_n \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} f_1(p_n^2) \omega_n^2 [1 + c(T)f_1(p_n^2)] d^{-1}(p_n^2, T),$$

$$b(T) = \frac{16D_0}{3} T \sum_n \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} f_0(p_n^2) [m_0 + b(T)f_0(p_n^2)] d^{-1}(p_n^2, T),$$

где $d(p_n^2, T) = \vec{p}^2 A^2(p_n^2, T) + \omega_n^2 C^2(p_n^2, T) + [m_0 + B(p_n^2, T)]^2$.

В разделе 2.2 представлены свойства мезонов при конечной температуре и плотности.

В разделе 2.2.1 рассмотрен спектр масс мезонов в зависимости от температуры и плотности.

В разделе 2.2.2 подробно обсуждается вопрос о восстановлении симметрий рассматриваемой модели при изменении свойств ядерной материи.

В разделе 2.2.3 в качестве примера рассмотрены аномальные распады π^0 и η , обсуждается вопрос о восстановлении $U_A(1)$ - симметрии.

Результаты расчетов представлены на Рис. 1.

Третья глава диссертации посвящена приложению модели к исследованию физических процессов, в частности, изучению двухфотонных спектров.

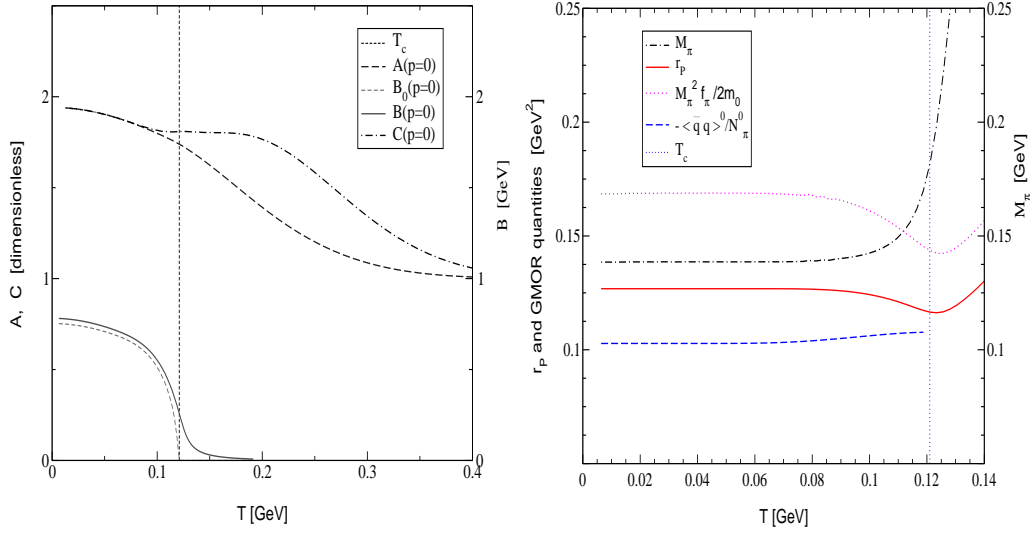


Рис. 1: Зависимость от температуры различных физических характеристик при выборе сепарабельного ядра взаимодействия при решении уравнений Швингера - Дайсона и Бете - Салпетера

В разделе 3.1 рассмотрены скалярные корреляции и дилептонный спектр в плотной и горячей ядерной материи.

Сечение аннигиляции $q(p_1)\bar{q}(p_2) \rightarrow \gamma(M, P) \rightarrow l^+l^-$ записывается как:

$$\sigma [q(p_1)\bar{q}(p_2) \rightarrow \gamma(M, P) \rightarrow l^+l^-] = \frac{\alpha}{3M^4} \frac{L(M)H(M, P)}{\sqrt{1 - 4m_l^2/M^2}},$$

$$L(M) = \left(1 + \frac{2m_l^2}{M^2}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{M^2}} \theta(M^2 - 4m_l^2),$$

$H = H_\mu^\mu$ - адронный тензор

$$H_{\mu\nu} = \overline{\sum_{\text{spin}}} \langle q(p_1)\bar{q}(p_2) | J_\mu(0) | 0 \rangle \langle 0 | J_\nu(0) | q(p_1)\bar{q}(p_2) \rangle.$$

$$\begin{aligned} \langle q(p_1)\bar{q}(p_2) | J_\mu(0) | 0 \rangle &= \\ [\bar{v}(p_1)e_q\gamma_\mu u(p_2)] &\rightarrow [\bar{v}(p_1)u(p_2)] \frac{K}{1 - J(M, P)} I_\mu(M, P). \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
J(M, P) &= iK \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr} [G(k)G(k-P)] \\
&= \frac{N_C N_F K}{\pi^2} \int_0^\Lambda \frac{k^2 dk}{\omega} \frac{\sinh(\omega/T)}{\cosh(\omega/T) + \cosh(\mu/T)} \\
&\quad \left[1 - \frac{M^2 - 4m^2}{8Pk} \ln(F_+ F_-) \right],
\end{aligned}$$

где $\omega = \sqrt{k^2 + m^2}$ и $E = \sqrt{P^2 + M^2}$ - энергии кварков и фотонов, μ - химический потенциал,

$$F_\pm = \frac{M^2 \pm 2E\omega + 2Pk}{M^2 \pm 2E\omega - 2Pk}.$$

Петлевой интеграл для резонансного перехода $\sigma \rightarrow \gamma$ в сечении аннигиляции имеет вид (Q - оператор заряда кварков)

$$\begin{aligned}
I_\mu(M, P) &= \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr} [G(k)\gamma_\mu Q G(k-P)] \\
&= \frac{4}{3} N_C e m \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{2k_\mu - P_\mu}{(k^2 - m^2)[(k-P)^2 - m^2]}.
\end{aligned}$$

Если ввести единичный вектор скорости среды u_μ , то этот интеграл удовлетворяет свойству

$$I_\mu I^\mu = -\frac{M^2}{P^2} (I_\mu u^\mu)^2,$$

и

$$\begin{aligned}
\tilde{I} = \frac{I_\mu u^\mu}{4emP} &= \frac{1}{P} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{2k_0 - E}{(k^2 - m^2)[(k-P)^2 - m^2]} \\
&= \frac{1}{(4\pi P)^2} \int_m^\infty d\omega \delta n(\omega) [(2\omega + E) \ln(F_+) + (2\omega - E) \ln(F_-)],
\end{aligned}$$

где

$$\delta n(\omega) = \frac{\sinh(\mu/T)}{\cosh(\omega/T) + \cosh(\mu/T)}.$$

Результаты расчетов представлены на Рис. 2. На рисунке показано, что влияние скалярного резонанса не является определяющим в дилептонном спектре

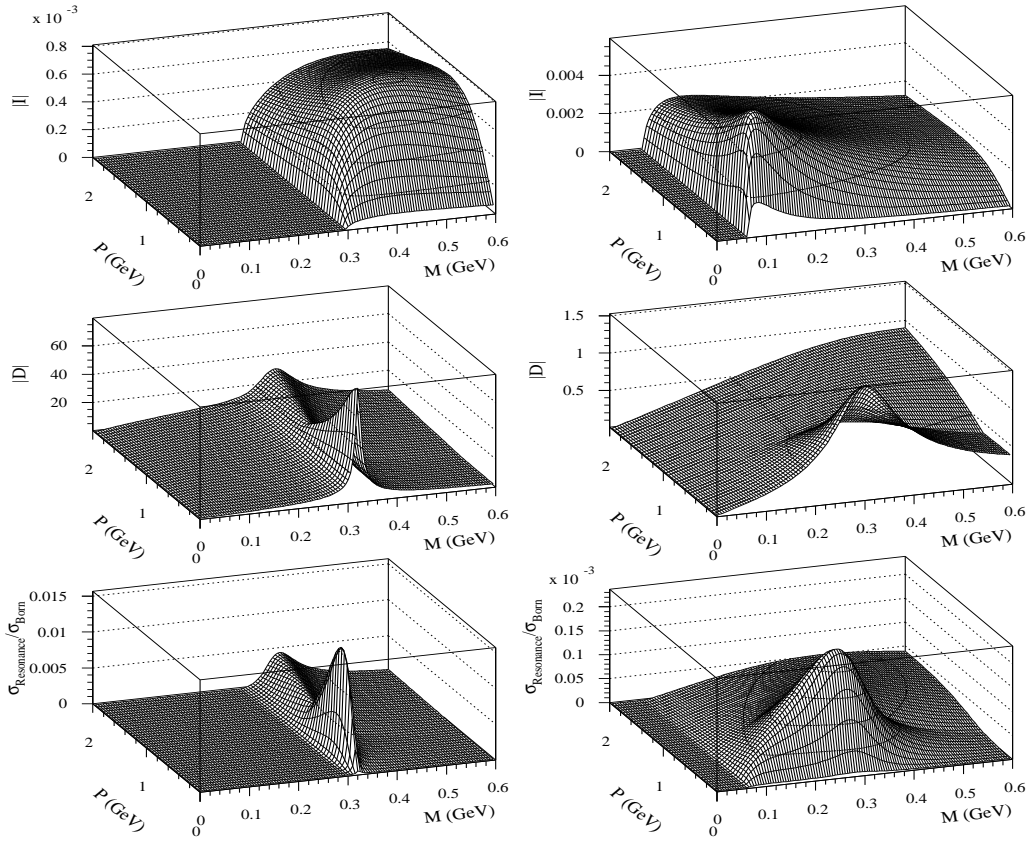


Рис. 2: Зависимость интеграла $|I|$ (верхние графики), скалярного пропaгатора $|D|$ (средние графики) и отношение резонансного и Борновского сечений (нижние графики) как функции инвариантной массы M и импульса P . Левые графики приведены при $T = 170$ MeV и химическом потенциале $\mu = 80$ MeV; правые при $T = 240$ MeV и химическом потенциале $\mu = 110$ MeV.

В разделе 3.2 исследуется процесс $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$. Сечение процесса $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ записывается как

$$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma}(s, T) = \frac{1}{16\pi s(s - 4m_q^2)} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt |\overline{M}|^2,$$

где квадрат матричного элемента имеет вид

$$|\overline{M}|^2 = \frac{1}{4N_c^2} \sum_{s,c} |M_t + M_u + M_{s,\sigma} + M_{s,\pi}|^2.$$

Диаграммы для процесса $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ представлены на Рис. 3.

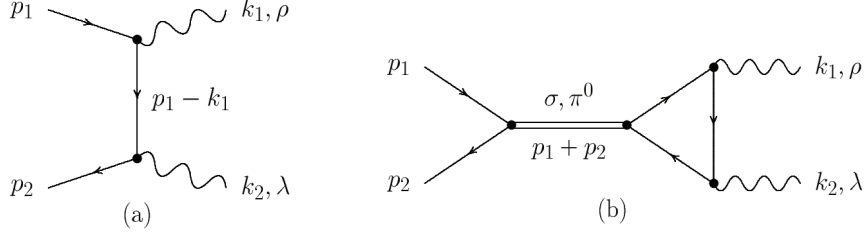


Рис. 3: Диаграммы процесса $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$: (a) - с обменом кварком; (b) - резонансные диаграммы.

Количество рожденных пар фотонов массы M на единицу объема вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\gamma\gamma}}{d^4x dM} &= 2M \int \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3} \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3} v_{\text{rel}} \sigma_{\gamma\gamma}(M^2, T) \\ &\quad \times [2N_c f_F(\beta p_1^\mu u_\mu)] [2N_c f_F(\beta p_2^\mu u_\mu)] \delta(M^2 - (p_1 + p_2)^2) \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\gamma\gamma}}{d^4x dM} &= \frac{(2N_c)^2 M^2 \sqrt{M^2 - 4m^2} \sigma_{\gamma\gamma}(M^2, T)}{\beta} \\ &\quad \cdot \int_{(2\pi)^4 m}^{\infty} dE f_F(\beta E) \log \frac{1 + \exp(-\beta E_-)}{1 + \exp(-\beta E_+)} \end{aligned} \quad (18)$$

с энергией

$$E_{\pm} = \frac{1}{2m^2} \left[(M^2 - 2m^2)E \pm \sqrt{M^2(M^2 - 4m^2)(E^2 - m^2)} \right].$$

Для физической интерпретации в диссертации используется модель гидродинамического расширения Бьеркена. Для этого вводится единичный вектор скорости среды u_μ :

$$u_\mu = \frac{1}{\tau} (t, 0, 0, z),$$

где $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$. Все термодинамические величины зависят только от $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$. Для практических вычислений удобно ввести величину

$$\eta = \frac{1}{2} \log \frac{t+z}{t-z}.$$

Переходя в (18) к новым переменным τ и η и интегрируя по поперечному пространственному направлению (интегрирование приводит к фактору πR_A^2 , R_A - радиус соударяющихся ядер), получим, что число фотонов в центральной области будет равно

$$\frac{dN_{\gamma\gamma}}{dM d\eta} = \pi R_A^2 \left(\int_{\tau_0}^{\tau_1} d\tau \tau \frac{dN_{\gamma\gamma}}{d^4x dM} + \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \tau f(\tau) \frac{dN_{\gamma\gamma}}{d^4x dM} \right).$$

Здесь τ_0 - время формирования плазмы (свободный параметр), τ_1 - время образования смешанной фазы, τ_2 - время изотермального расширения, после которого система представляет собой систему адронного газа. В этом разделе диссертации подробно исследованы различные сценарии фазовых переходов от кварковой плазмы к адронной, изучена роль резонансных вкладов, показана их определяющая роль. Результаты представлены на Рис. 4.

В четвертой главе диссертации описана природа нарушения симметрий и фазовых переходов в кварковой материи.

Для этого использована модель с тремя ароматами кварков, включающая в себя детерминант т'Хофта. Наличие детерминанта т'Хофта нарушает $U_A(1)$ симметрию лагранжиана теории

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{q} (i\partial \cdot \gamma - \hat{m}_0) q + \frac{g_S}{2} \sum_{a=0}^8 \left[(\bar{q} \lambda^a q)^2 + (\bar{q} (i\gamma_5) \lambda^a q)^2 \right] \\ & + g_D \left[\det [\bar{q} (1 + \gamma_5) q] + \det [\bar{q} (1 - \gamma_5) q] \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

Лагранжиан (19) содержит кварковое поле $q = (u, d, s)$ с тремя цветами, $N_c = 3$. Здесь g_S и g_D - константы связи, $\hat{m}_0 = \text{diag}(m_u, m_d, m_s)$ матрица токовых масс кварков λ^a - $SU(3)$ матрицы ($a = 0, 1, \dots, 8$, $\lambda^0 = \sqrt{\frac{2}{3}} \mathbf{1}$).

Эффективное действие имеет вид

$$\begin{aligned} S_{eff}[\varphi, \sigma] = & -\frac{1}{2} (\sigma^a S_{ab}^{-1} \sigma^b) - \frac{1}{2} (\varphi^a P_{ab}^{-1} \varphi^b) \\ & - i \text{Tr} \ln \left[i\gamma^\mu \partial_\mu - \hat{m} + (i\gamma_5) (\varphi_a \lambda^a) \right]. \end{aligned}$$

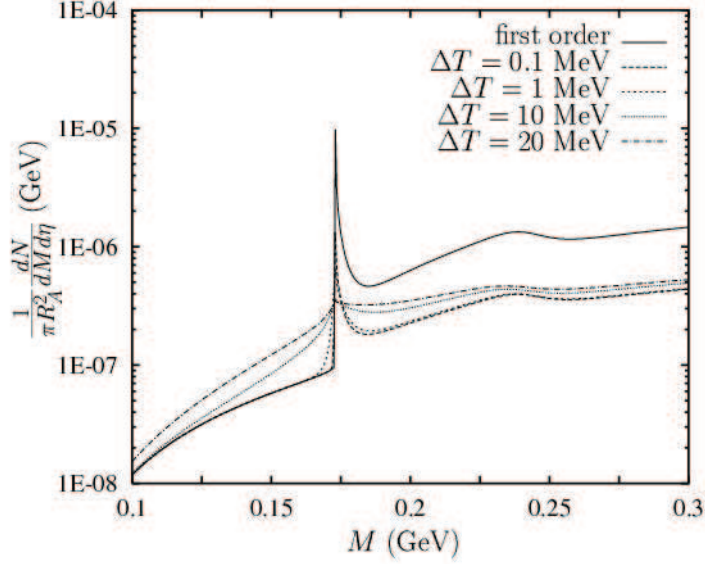


Рис. 4: Спектр фотонов с резонансными вкладами для фазовых переходов первого (сплошная линия) и второго рода с различными значениями величины $\Delta T = T - T_M$ (T_M - температура образования адронов в кварковой плазме) в центральной области соударения ядер как функция инвариантной массы M .

Уравнения на массы кварков

$$M_i = m_i - 2g_s \langle \bar{q}_i q_i \rangle - 2g_D \langle \bar{q}_j q_j \rangle \langle \bar{q}_k q_k \rangle$$

представляют собой связанную систему трех интегральных уравнений. Кварковые конденсаты $\langle \bar{q}_i q_i \rangle$ определяются как

$$\langle \bar{q}_i q_i \rangle = -i \text{Tr} \frac{1}{\hat{p} - M_i} = -i \text{Tr} [S_i(p)].$$

Для вычисления спектра масс проведем процедуру адронизации и разложим эффективное действие по мезонным полям:

$$S_{eff}^{(2)}[\varphi] = -\frac{1}{2} \varphi^a [P_{ab}^{-1} - \Pi_{ab}(P)] \varphi^b = -\frac{1}{2} \varphi^a (D_{ab}^P(P))^{-1} \varphi^b.$$

Здесь $\Pi_{ab}^P(P)$ - поляризационный оператор:

$$\Pi_{ab}^P(P) = iN_c \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \text{tr}_D [S_i(p)(\lambda^a)_{ij}(i\gamma_5)S_j(p+P)(\lambda^b)_{ji}(i\gamma_5)].$$

Поляризационный оператор - это основная величина, с помощью которой описываются массы мезонов и их константы связей.

Для изучения влияния среды на нарушение симметрий исходного лагранжиана используется набор параметров, полученных из описания имеющихся экспериментальных данных при $T = 0$ и $\mu = 0$. Параметры и наблюдаемые величины таковы:

- параметры: $\Lambda = 602.3 \text{ MeV}$, $g_S\Lambda^2 = 3.67$, $g_D\Lambda^5 = -12.36$, $m_u = m_d = 5.5 \text{ MeV}$ и $m_s = 140.7 \text{ MeV}$;
- наблюдаемые: $M_\pi = 135.0 \text{ MeV}$, $M_K = 497.7 \text{ MeV}$, $f_\pi = 92.4 \text{ MeV}$ и $M_{\eta' } = 960.8 \text{ MeV}$;
- кварковые конденсаты: $\langle \bar{q}_u q_u \rangle = \langle \bar{q}_d q_d \rangle = -(241.9 \text{ MeV})^3$ и $\langle \bar{q}_s q_s \rangle = -(257.7 \text{ MeV})^3$;
- конституентные массы кварков: $M_u = M_d = 367.7 \text{ MeV}$ и $M_s = 549.5 \text{ MeV}$.

Модель при конечной температуре T и химическом потенциале μ получается с помощью суммирования Матсубары

$$\int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \longrightarrow \frac{1}{-i\beta} \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \sum_n$$

$\beta = 1/T$, T - температура, частоты Матсубары $\omega_n = (2n + 1)\pi T$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, так что $p_0 \longrightarrow i\omega_n + \mu$ с химическим потенциалом μ .

Суммирование по частотам Матсубары определяется формулой

$$-\frac{1}{\beta} \sum_n h(\omega_n) = \sum_{\text{Re}z_m \neq 0} \left[(1 - f(z_m)) \text{Res}[h(\omega_n), z_m] + \bar{f}(z_m) \text{Res}[\bar{h}(\omega_n), z_m] \right],$$

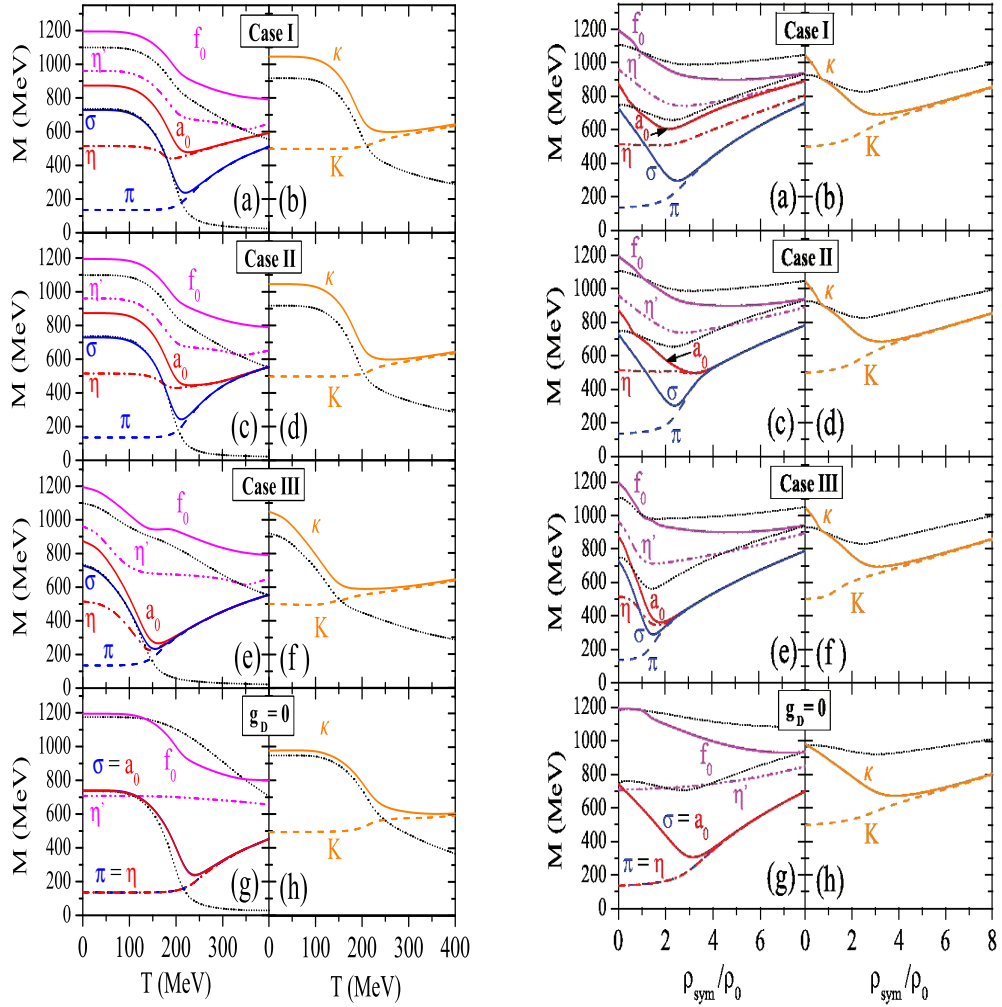


Рис. 5: Свойства мезонов при конечной температуре (левые графики) и плотности (правые графики). Вариант I: g_D - константа; Вариант II: g_D - функция Ферми; Вариант III: g_D - убывающая экспонента; Вариант IV: $g_D = 0$

где $f(z)$ и $\bar{f}(z)$ - функции распределения Ферми для кварков и антикварков. Результаты расчетов масс мезонов при конечной температуре

и плотности приведены на Рис. 5.

Для исследования свойств кварковой материи рассмотрим основные термодинамические характеристики.

Состояние системы определяется термодинамическим потенциалом, который имеет вид

$$\Omega(\rho, T) = E - TS - \sum_{i=u,d,s} \mu_i N_i$$

и содержит в себе энергию системы

$$E = -\frac{N_c}{\pi^2} V \sum_{i=u,d,s} \left\{ \int \mathbf{p}^2 d\mathbf{p} \frac{\mathbf{p}^2 + m_i M_i}{E_i} (n_i^- - n_i^+) \right\} - g_s \sum_{i=u,d,s} (\langle \bar{q}_i q_i \rangle)^2 - 2g_D \langle \bar{u}u \rangle \langle \bar{d}d \rangle \langle \bar{s}s \rangle,$$

и энтропию

$$S = -\frac{N_c}{\pi^2} V \sum_{i=u,d,s} \int \mathbf{p}^2 d\mathbf{p} \times \left\{ [n_i^+ \ln n_i^+ + (1 - n_i^+) \ln(1 - n_i^+)] + [n_i^- \rightarrow n_i^-] \right\}.$$

V - объем системы. Число кварков i - того сорта определяется как

$$N_i = \frac{N_c}{\pi^2} V \int \mathbf{p}^2 d\mathbf{p} (n_i^- + n_i^+ - 1),$$

где функции Ферми для i -тых кварков с положительной (отрицательной) энергией равны

$$n_i^\pm = f_i(\pm E_i) = \frac{1}{1 + e^{\pm\beta(E_i \mp \mu_i)}}.$$

Определим в системе давление и плотность энергии так, чтобы они были равны 0 в вакууме. Для этого введем величины

$$p(\rho, T) = -\frac{1}{V} [\Omega(\rho, T) - \Omega(0, T)],$$

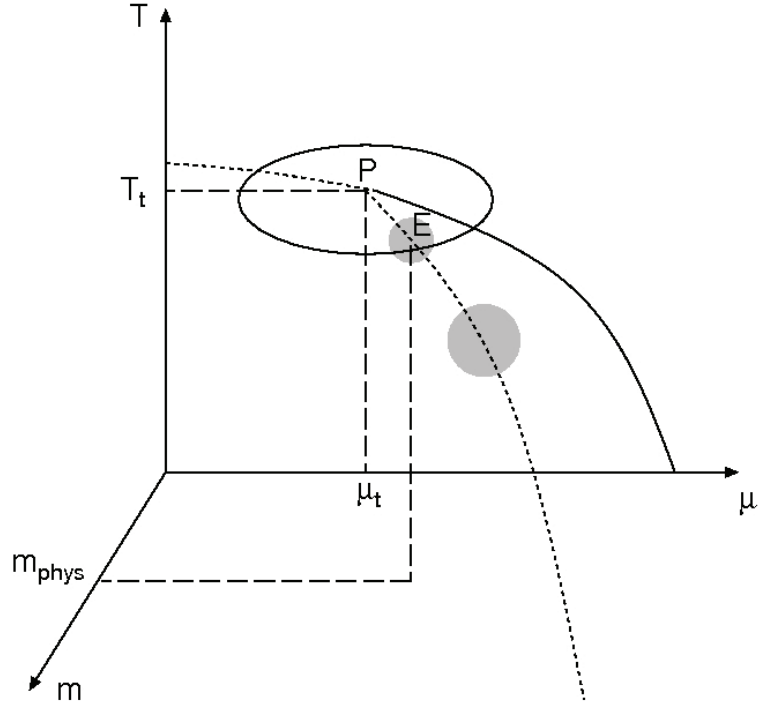


Рис. 6: Фазовая диаграмма КХД. Точка P - трикритическая точка (ТСР) в безмассовой теории, точка E - критическая конечная точка (СЕР) в реальном мире. Точечные линии соответствуют фазовому переходу 2 рода, сплошная линия - фазовый переход 1 рода.

$$e(\rho, T) = \frac{1}{V} [E(\rho, T) - E(0, T)].$$

Фазовая диаграмма квантовой хромодинамики в плоскости (T, μ, m) представлена на Рис. 6.

Результаты расчетов фазовой диаграммы в рассматриваемой модели представлены на Рис. 7:

- критическая конечная точка (СЕР) определяется точкой с координатами: $T^{CEP} = 67.7 \text{ MeV}$ и $\mu_B^{CEP} = 318.4 \text{ MeV}$ ($m_u = m_d = 5.5 \text{ MeV}$, $m_s = 140.7 \text{ MeV}$);
- киральный предел: $m_u = m_d = m_s = 0$ не приводит в данной модели к трикритической точке (ТСР);

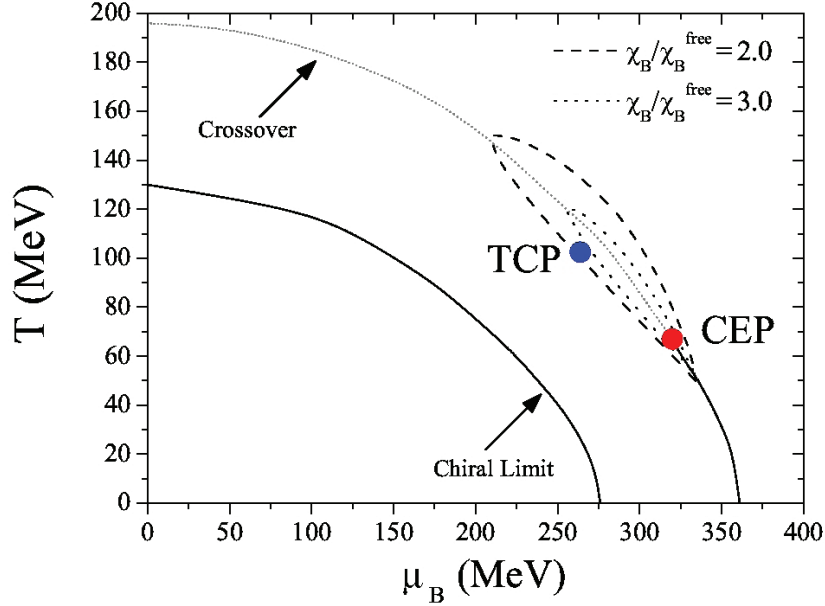


Рис. 7: Критические конечные точки и типы фазовых переходов.

Исследование типов фазовых переходов в окрестности CEP представлено на Рис. 8.

В случае $m_u = m_d = 0$ и $m_s < m_s^{\text{crit}}$, находим $m_s^{\text{crit}} = 18.3$ MeV для $m_u = m_d = 0$.

Если $m_s \geq m_s^{\text{crit}}$, при $\mu_B = 0$, фазовый переход - второго рода и с увеличением μ_B линия фазового перехода второго рода будет заканчиваться в точке линии фазового перехода 1 рода в TCP.

При увеличении m_s значение T для линии TCP убывает с возрастанием μ_B , приближаясь максимально к CEP при $m_s = 140.7$ MeV. Затем отходит от CEP. TCP для $m_s = 140.7$ MeV ближе всего к CEP и локализуется при $\mu_B^{\text{TCP}} = 265.9$ MeV и $T^{\text{TCP}} = 100.5$ MeV.

Если выбрать $m_u = m_d \neq 0$, вместо фазового перехода 2 рода получим мягкий кроссовер для всех значений m_s и "линия" TCP будет "линией" CEP.

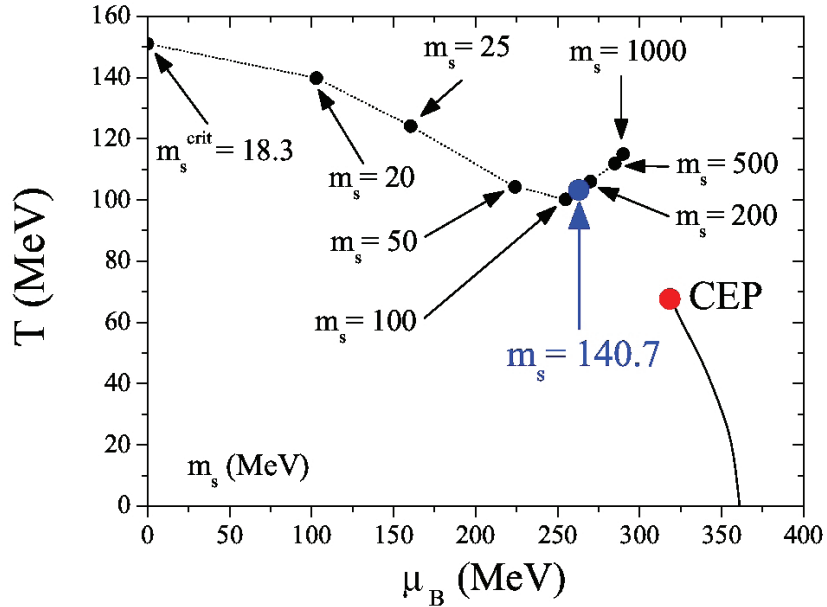


Рис. 8: Фазовая диаграмма в окрестности CEP.

Для вычисления положений критических точек на фазовой диаграмме в окрестности CEP проведено исследование поведения барионной восприимчивости χ_B и удельной теплоемкости C .

Барионная восприимчивость определяется как

$$\chi_B = \frac{1}{3} \sum_{i=u,d,s} \left(\frac{\partial \rho_i}{\partial \mu_i} \right)_T.$$

и ее зависимость от химического потенциала иллюстрируется на Рис. 9.

Удельная теплоемкость имеет вид

$$C = \frac{T}{V} \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{N_i}.$$

Ее поведение представлено на Рис. 10 Для барионной восприимчивости и удельной теплоемкости в диссертации вычислены критические экспоненты.

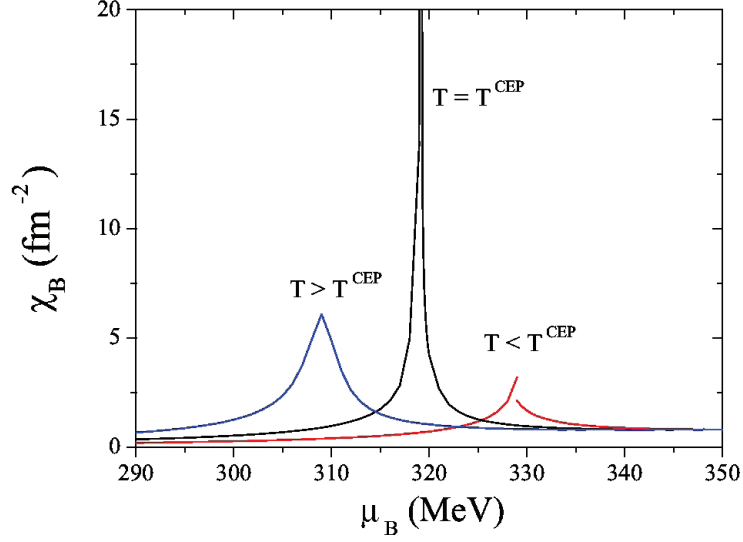


Рис. 9: Барионная восприимчивость как функции μ_B для различных температур в окрестности CEP: $T^{CEP} = 67.7$ MeV и $T = T^{CEP} \pm 10$ MeV.

Результаты вычисления критических экспонент для барионной восприимчивости представлены на Рис. 11.

Путь: параллельно оси μ_B в плоскости (T, μ_B) , из наименьшего μ_B к критической точке $\mu_B^{CEP} = 318.4$ MeV, при фиксированной $T^{CEP} = 67.7$ MeV. Логарифмический фит $\ln \chi_B = -\epsilon \ln |\mu_B - \mu_B^{CEP}| + c_1$ (c_1 не зависит от μ_B) приводит к результату: $\epsilon = 0.67 \pm 0.01$. В теории среднего поля это значение предсказывается равным $\epsilon = 2/3$. Выше μ_B : $\epsilon' = 0.68 \pm 0.01$.

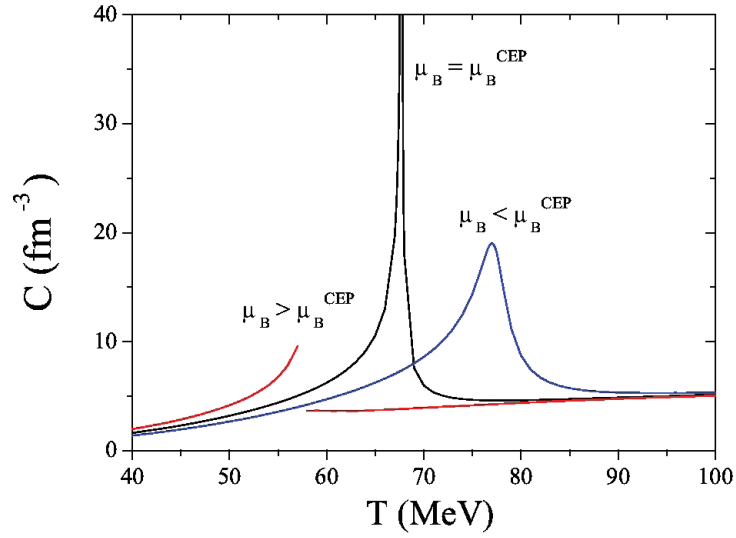


Рис. 10: Удельная теплоемкость как функция T для различных значений μ_B в окрестности CEP ($\mu_B^{CEP} = 318.4$ MeV и $\mu_B = \mu_B^{CEP} \pm 10$ MeV).

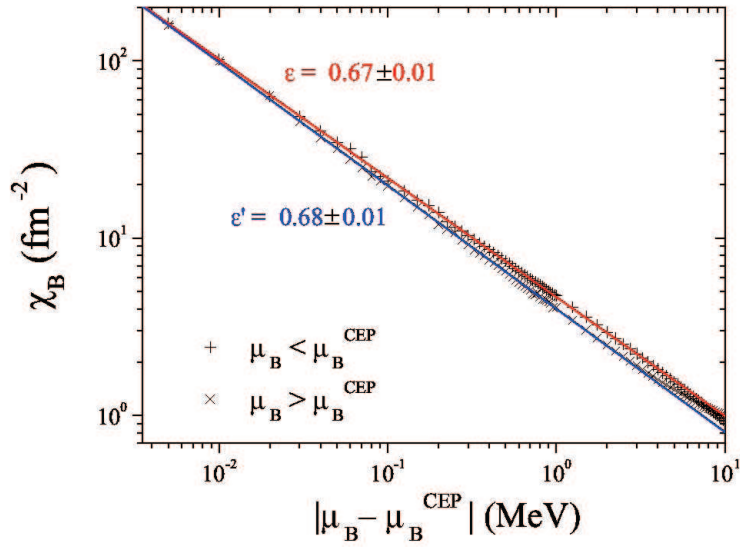


Рис. 11: Барионная восприимчивость как функция $|\mu_B - \mu_B^{CEP}|$ при фиксированной температуре $T^{CEP} = 67.7$ MeV.

Вычисления критических экспонент для удельной теплоемкости представлены на Рис. 12. Путь: параллельно оси T в плоскости (T, μ_B) от ми-

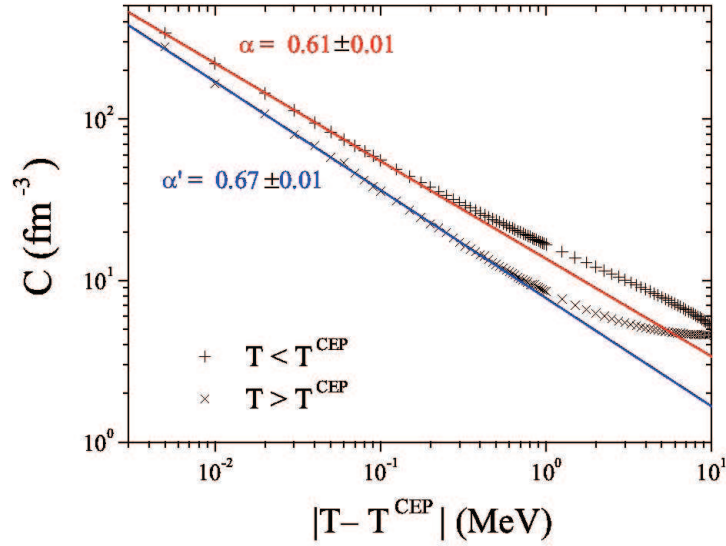


Рис. 12: Удельная теплоемкость как функция $|T - T^{CEP}|$ при фиксированном химическом потенциале $\mu_B^{CEP} = 318.4$ MeV.

нимального значения T через критическую точку $T^{CEP} = 67.7$ MeV при $\mu_B^{CEP} = 318.4$ MeV. Логарифмический фит $\ln C = -\alpha \ln |T - T^{CEP}| + c_2$ (c_2 не зависит от T) приводит к значению $\alpha = 0.61 \pm 0.01$ ($\mu_B^{T^{CEP}}$). Это значение отличается от значения, получаемого в среднем поле $\alpha = \epsilon$. Выше T^{CEP} : $\alpha' = 0.68 \pm 0.01$.

В Заключение представлены научные положения диссертации, выносимые на защиту.