

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Фризен
Александра Вадимовна

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАТЕРИИ В
ЭФФЕКТИВНЫХ КИРАЛЬНЫХ МОДЕЛЯХ КХД

Специальность: 01.04.16
Физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна – 2015

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители: доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник
Калиновский Юрий Леонидович
доктор физико-математических наук,
главный научный сотрудник
Тонеев Вячеслав Дмитриевич

Официальные оппоненты: Доркин Сергей Михайлович,
кандидат физико-математических наук,
"Международный университет природы,
общества и человека "Дубна", доцент
Сатаров Леонид Михайлович,
доктор физико-математических наук,
НИЦ "Курчатовский институт",
ведущий научный сотрудник

Ведущая организация: Ярославский государственный университет
им.П.Г. Демидова

Защита состоится "_____" _____ 2015 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.01 в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований, по адресу: ул. Жолио-Кюри 6, 141980, г. Дубна, Московская область.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Объединенного Института Ядерных Исследований.

Автореферат разослан "_____" _____ 2015 г.

*Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,*

Арбузов Андрей Борисович

Общая характеристика диссертации

Актуальность работы.

В настоящее время исследование свойств ядерной материи в экстремальных условиях больших сжатий и высоких температур является актуальной проблемой физики столкновения тяжелых ионов. Это отражается в большом числе теоретических работ по этой тематике, большом количестве накопленной экспериментальной информации, и в строительстве новых ускорителей и экспериментальных установок. Особенно большое внимание уделяется вопросу поиска фазового перехода от горячей и сжатой адронной материи к состоянию кварк-глюонной плазмы. Физическими переменными, характеризующими состояние адронного газа, могут служить температура и барионная плотность (или химический потенциал), а основным объектом исследований при этом станет фазовая диаграмма адронной материи.

Исследование фазовой диаграммы сильновзаимодействующей материи проводится в экспериментах на ускорителях AGS, RHIC (Брукхейвен, США), SPS, LHC (ЦЕРН, Швейцария). В этих экспериментах энергия в системе центра масс сталкивающихся ионов меняется от $\sqrt{s} \leq 5$ ГэВ (AGS) до $\sqrt{s} = 2700$ ГэВ (и планируемых 5500 ГэВ) (LHC). На исследования ядерной материи при меньших энергиях (небольших температурах и больших плотностях) направлены научные программы экспериментов CBM@FAIR (Дармштадт, Германия) и NICA-MPD (Россия, Дубна), которые покроют область энергий $\sqrt{s} = 4 - 11$ ГэВ.

С точки зрения теории сильных взаимодействий (квантовой хромодинамики), с ростом температуры и плотности, адронная материя может претерпевать два фазовых перехода: деконфайнмент цвета и восстановление киральной симметрии. Постулаты квантовой хромодинамики на сегодняшний день являются неоспоримыми, но использовать лагранжиан КХД для прямых расчетов очень сложно. Для получения информации о фазовых состояниях ядерной материи был разработан метод прямых вычислений на решетке [1].

Киральный фазовый переход, согласно данным решеточной КХД, при нулевом барионном химическом потенциале происходит при температуре $T_c^{\text{lat}} \sim 0.154 \pm 0.009$ ГэВ [1] для случая с 2+1 ароматами

кварков, 0.170 ГэВ для случая с двумя ароматами [2], и должен совпадать с переходом типа деконфайнмент. Подход, применимый в решеточной КХД, можно считать довольно точным, но существуют некоторые трудности в расчетах, связанные как с техническими особенностями современных суперкомпьютеров, так и аналитическими проблемами, возникающими, например, в области конечного химического потенциала.

Эти сложности стали одной из причин развития эффективных, КХД-мотивированных моделей, например, модели Намбу-Иона-Лазинио (НИЛ) [3], линейной σ -модели [4] как предельных случаев КХД при низких энергиях. Модель Намбу-Иона-Лазинио (НИЛ) возникла в 1961 году в результате попытки объяснить происхождение массы нуклона через механизм спонтанного нарушения киральной симметрии и была построена по аналогии с моделью сверхпроводимости Бардина-Купера-Шриффера [3]. Для кварков она была переформулирована позже. Использование модели Намбу-Иона-Лазинио оказалось удобным для описания свойств мезонов и изучения свойств адронной материи при конечных температуре и плотности [5]. Из-за присутствия четырехфермионного взаимодействия, модель НИЛ является неперенормируемой, и существенным моментом применения модели является регуляризация. Модель НИЛ дает простое и наглядное объяснение фазовому переходу, связанному с восстановлением киральной симметрии, но локальное взаимодействие модели не позволяет описать конфайнмент кварков.

Эффективная кварковая модель с конфайнментом, связывающая кварковые поля с однородным калибровочным полем, свойства которого описываются петлей Полякова, была предложена на основе модели НИЛ в работах [6–8]. Такая модель, названная моделью Намбу-Иона-Лазинио с петлей Полякова (НИЛП), на данный момент, является единственной в своем роде моделью, которая описывает как свойства кирального фазового перехода, так и деконфайнмент цвета и широко используется для описания процессов, происходящих в горячей и плотной ядерной материи.

Особенностью модели НИЛП оказалось завышенное, по сравнению с предсказанным решеточной КХД, значение температуры фазового перехода при нулевом химическом потенциале. Это можно ис-

править перенормировкой параметра T_0 , определяющего температуру фазового перехода в глюонном секторе. В рамках модели НИЛП можно также усилить связь между кварками и глюонами, переопределив константу четырехкваркового взаимодействия как функцию поля петли Полякова [9–11]. Интересный эффект дает включение в локальную модель НИЛП векторного взаимодействия [12–18]

Изучение динамики столкновения тяжелых ионов дало толчок в развитии таких моделей, как многофазная транспортная модель (АМРТ) [21] и партон-адронная струнная динамика (PHSD) [22–24]. Обе эти модели описывают эволюцию столкновения тяжелых ионов, исходя из описания кварк-глюонной системы, как начальных условий и эволюцию конечной - адронной фазы. Изучение динамики этих фаз основано на изучении происходящих в них процессов рассеяния. Модели НИЛ и НИЛП также могут быть применены для изучения свойств связанных состояний вблизи фазовых переходов, а также процессов распада и рассеяния мезонов и кварков при конечных температурах и плотностях. Изучение таких процессов немаловажно, так как они могут служить источником информации о происходящих в системе фазовых изменениях в экстремальных условиях высоких температур и плотностей.

Цель диссертации

Целью диссертации является развитие эффективных методов для изучения адронной материи при столкновении тяжелых ионов. В диссертации решены следующие задачи:

- в рамках эффективных моделей КХД проведено исследование факторов, оказывающих влияние на структуру фазовой диаграммы кварк-адронной материи;
- предложена процедура учета мезонных корреляций в расчетах при конечных температуре и плотности;
- построены амплитуды процессов упругого рассеяния кварков на кварках, антикварках и пионах при конечной температуре.

Научная новизна

Научная новизна диссертационной работы заключается в том, что

- в рамках модели Намбу-Иона-Лазинио с петлей Полякова были изучены факторы, способные повлиять на положение критических точек на фазовой диаграмме адронной материи: предложена новая параметризация эффективного потенциала модели НИЛП, и предложено ввести феноменологическую зависимость констант сильного взаимодействия (скалярного и векторного) от петли Полякова;
- показано, что мезонные корреляции дают видимый вклад в давление системы в области кирального фазового перехода. Подтверждено выполнение теоремы Левинсона для связанного состояния пиона;
- проведен аналитический и численный анализ полного и дифференциального сечений для процессов рассеяния кварка на кварке/антикварке, а также впервые кварка на пионе в рамках модели НИЛП при конечной температуре.

Практическая и научная ценность

Диссертационная работа является теоретическим исследованием. Практическая ценность диссертационной работы состоит в применении разработанных методов к теоретическому изучению свойств материи при конечных температуре и плотности и теоретическому предсказанию результатов для экспериментов по поиску кварк-глюонной плазмы. Результаты, полученные в диссертации могут быть использованы для планирования экспериментов NICA-MPD (Объединенный институт ядерных исследований, Россия).

Достоверность результатов

Достоверность результатов, полученных в диссертации, обеспечена использованием апробированных методов квантовой теории поля и квантовой хромодинамики при конечных температуре и плотности. А так же подтверждена сравнением с результатами, полученными в других моделях и расчетах решеточной КХД.

Апробация результатов

Основные результаты работы докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова, Лаборатории

рии информационных технологий ОИЯИ, Лаборатория физики высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина, семинаре в Университете г. Вроцлав (Польша), а также были представлены на конференциях: Seminar for young scientists "Physics of high energy density in matter" (FAIR-Russia Research, Moscow, 2010, 2011); XV, XVII научная конференция молодых ученых и специалистов, (ОИЯИ, Дубна, Россия 2011, 2013); XVIII, XIX международная научная конференция молодых ученых и специалистов, (ОИЯИ, Дубна, Россия 2014, 2015); I, III школа-конференция молодых ученых и специалистов (Алушта, Украина 2012, 2014).

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 6 работ, в том числе 5 работ из перечня рецензируемых изданий, рекомендованных ВАК. A1. A. V. Friesen, Yu. L. Kalinovsky, V. D. Toneev, *Decay of a scalar σ -meson near the Critical End Point in the PNJL model* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2012 V. 1, pp. 1-6

A2. A. V. Friesen, Yu. L. Kalinovsky, V. D. Toneev *Effects of model parameters in thermodynamics of the PNJL model*, Int. J. Mod. Phys. A 2012, Vol. 27, P.1250013 (15 pages).

A3. A. Wergieluk, D. Blaschke, Yu.L. Kalinovsky, A.V. Friesen, *Pion Dissociation and Levinson's Theorem in Hot PNJL Quark Matter*, Phys. Part. Nucl. Lett. 2013 V. 10, pp. 660-668.

A4. A.V Friesen, Yu.L. Kalinovsky, V.D. Toneev, *Quark scattering off quarks and hadrons*, Nucl. Phys. A 2014 V. 923, P. 1-18.

A5. A. V. Friesen, Yu. L. Kalinovsky, V. D. Toneev *Impact of the vector interaction on the phase structure of QCD matter* // Int. J. Mod. Phys. A 2015 V. 30, P. 1550089 (18 pages)

Личный вклад автора

В диссертации представлены положения и результаты, полученные при определяющем участии соискателя.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из Введения, трех глав, заключения, двух приложений и списка цитируемой литературы, содержащего 137 на-

именований и имеет объем 107 страниц.

Структура диссертации

Во **Введении** раскрывается актуальность поставленной задачи, формулируются проблемы, возникающие при теоретических исследованиях фазовой диаграммы сильновзаимодействующей материи в рамках выбранной модели и дается обзор существующей по данной теме литературы. Также приводится краткая структура диссертации.

Принципы построения эффективных КХД-мотивированных моделей представлены в **первой главе** диссертации на примере модели Намбу-Иона-Лазинио с двумя ароматами кварков.

В *разделе 1.1* приводится лагранжиан модели Намбу-Иона-Лазинио со скалярным и псевдоскалярным взаимодействием, удовлетворяющий условиям $SU(2)$ -симметрии

$$\mathcal{L}_{\text{NJL}} = \bar{q} (i\partial - \hat{m}_0) q + G_s \left[(\bar{q}q)^2 + (\bar{q}i\gamma_5\vec{\tau}q)^2 \right], \quad (1)$$

где G_s - четырехкварковая константа связи, \bar{q} и q - кварковые поля, \hat{m}_0 - диагональная матрица, $\hat{m}_0 = \text{diag} (m_u^0, m_d^0)$, $m_u^0 = m_d^0$ - токовые массы кварков, $\vec{\tau}$ - матрицы Паули в пространстве $SU(2)$. В выражениях $(\bar{q} \cdot q)$ подразумевается суммирование по цветам кварков, $N_c = 3$. Описываются основные симметрии и свойства лагранжиана.

В *разделе 1.1.1* определяется спектр масс модели. Получено уравнение Швингера-Дайсона, определяющее массу кварков

$$m = m_0 + 8N_c N_f G_s m I_1. \quad (2)$$

Массы мезонов определены уравнением $1 - 2G_s \Pi_M = 0$, где основная информация о мезонах скрыта в поляризаационном операторе

$$\Pi_M(k^2) = 4N_c N_f I_1 - 2N_c N_f P_M I_2(k^2)|_{k^2=M^2}, \quad (3)$$

где $P_M = k^2$ для пиона и $P_M = k^2 - 4m^2$ для σ - мезона, M - масса

мезона, а интегралы I_1 и $I_2(k^2)$ определены как

$$I_1 = i \int \frac{dp}{(2\pi)^4} \frac{1}{p^2 - m^2}, \quad (4)$$

$$I_2(k^2) = i \int \frac{dp}{(2\pi)^4} \frac{1}{(p^2 - m^2)((p - k)^2 - m^2)}. \quad (5)$$

В разделе 1.2 подробно рассмотрено обобщение модели на случай конечной температуры, и химический потенциал вводится добавлением в лагранжиан слагаемого $\bar{q}\gamma_0 q$

$$\mathcal{L}_{\text{NJL}} = \bar{q}(i\partial - \hat{m}_0 - \gamma_0\mu)q + G_s \left[(\bar{q}q)^2 + (\bar{q}i\gamma_5\vec{\tau}q)^2 \right], \quad (6)$$

где обозначения сохранились как в (1). В приближении среднего поля получен большой термодинамический потенциал, определяющий термодинамические свойства системы.

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{NJL}} &= G\langle\bar{q}q\rangle^2 - 2N_c N_f \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} E_p \\ &- 2N_c N_f T \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} [\ln N^+(E_p) + \ln N^-(E_p)], \end{aligned}$$

где функции N^\pm определяются как

$$N^+(E_p) = 1 + e^{-\beta(E_p - \mu)}, \quad N^-(E_p) = 1 + e^{-\beta(E_p + \mu)}$$

$E_p = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$ - энергия кварка, а $\beta = 1/T$ - обратная температура. Показано, что интегралы I_1 и $I_2(k^2)$ можно обобщить на случай конечных температуры и плотности, используя замену Матсубары при интегрировании по p_0 :

$$\int \frac{dp_0}{2\pi} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{p_0^2 - E_p^2} \rightarrow iT \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{(i\omega_n + \mu)^2 - E_p^2} \quad (7)$$

с $p_0 = i\omega_n + \mu$, где $\omega_n = (2n + 1)\pi T$ - частота Матсубары, а μ - химический потенциал. После суммирования по ω_n в случае $\mathbf{k} = 0$, интегралы I_1 и $I(k^2)$ примут вид:

$$I_1 = \int \frac{p^2 dp}{4\pi^2} \frac{1}{E_p} (1 - f(E_p) - \bar{f}(E_p)), \quad (8)$$

$$I(k^2) = \int \frac{p^2 dp}{2\pi^2} \frac{1}{E(k^2 - 4E_p^2)} (1 - f(E_p) - \bar{f}(E_p)), \quad (9)$$

где $f(E_p) = (1 + e^{(E_p - \mu)/T})^{-1}$, $\bar{f}(E_p) = (1 + e^{(E_p + \mu)/T})^{-1}$ - функции распределения Ферми для кварков и антикварков.

Из-за присутствия в лагранжиане неперенормируемого четырехфермионного взаимодействия, ключевым моментом в использовании модели является выбор процедуры регуляризации. В *разделе 1.3* вводятся два способа регуляризации расходимостей в модели НИЛ: метод регуляризации обрезанием по трехмерному импульсу и метод регуляризации Паули-Вилларса. Показано, что вне зависимости от выбора регуляризации, модель имеет три свободных параметра: m_0 - токовую массу кварка, Λ - параметр регуляризации и G_s - константу четырехкваркового взаимодействия. Эти параметры определяются из самосогласованного решения уравнений на массу кварка (2), пиона (3) и выражения для вычисления константы слабого распада пиона

$$f_\pi p^\mu \delta_{ab} = g_{\pi qq} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Tr}(\gamma^\mu \gamma_5 \frac{\tau^a}{2} S(k+p) i\gamma_5 \tau^b S(k)). \quad (10)$$

Значение массы пиона и константы слабого распада пиона определены экспериментально, а масса кварка определяется кварковым конденсатом и $\langle \bar{q}q \rangle^{-1/3} = -0.25$ ГэВ.

Рег.	m_0 , МэВ	Λ , ГэВ	G , ГэВ ⁻²	f_π , ГэВ	m_π , ГэВ	m , ГэВ
Набор параметров А						
3D	5.5	0.639	5.227	0.092	0.139	0.319
ПВ	5.4	0.788	5.11	0.092	0.132	0.319
Набор параметров В						
3D	5.6	0.646	5.56	0.099	0.141	0.394
ПВ	6.77	0.8	5.45	0.111	0.140	0.395

Таблица 1: Параметры модели НИЛ. Символом "3D" обозначен ряд параметров для метода регуляризации обрезанием по трехмерному импульсу, а "ПВ"- для метода регуляризации Паули-Вилларса.

Процедура выбора параметров модели и основные результаты обсуждаются в *разделе 1.4*. Два полученных набора параметров А и В приведены в Таблице 1. Параметры получены для двух способов

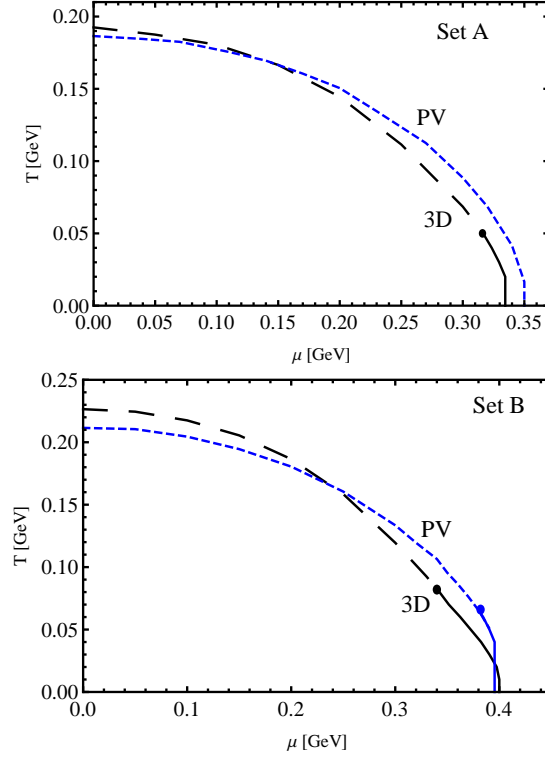


Рис. 1: Фазовая диаграмма. Пунктирные линии показывают фазовый переход типа "кроссовер", сплошные - фазовый переход первого рода.

регуляризации и подобраны таким образом, чтобы конститuentные массы кварков совпадали. В этой главе диссертации было показано, что численные решения уравнения щели и уравнений на массу мезонов воспроизводят все температурные зависимости $m(T)$, $M_\pi(T)$, $M_\sigma(T)$ и описывают восстановление киральной симметрии вне зависимости от выбора способа регуляризации. Рассмотрена структура фазовой диаграммы адронного вещества (см. Рис.1). Показано, что выбор способа регуляризации влияет на поведение системы значительно меньше, чем выбор набора параметров. При использовании регуляризации Паули-Вилларса и набора параметров А, в системе исчезает фазовый переход первого рода [25].

Во **второй главе** диссертации вводится эффективная кварковая модель с конфайнментом, построенная на объединении модели НИЛ и глюодинамики, определяемой свойствами петель Полякова. Модель также модифицирована для описания свойств мезонов в горячей и плотной среде. Получены температуры фазовых переходов восстановления киральной симметрии и деконфайнмента.

Лагранжиан модели НИЛ с петлей Полякова имеет вид

$$\mathcal{L}_{\text{PNL}} = \bar{q} (i\gamma_\mu D^\mu - \hat{m}_0) q + G_s \left[(\bar{q}q)^2 + (\bar{q}i\gamma_5 \vec{\tau}q)^2 \right] - \mathcal{U}(\Phi, \bar{\Phi}; T). \quad (11)$$

Здесь кварковые поля связаны с калибровочным сектором через ковариантную производную $D^\mu = \partial^\mu - iA^\mu$, $\Phi(\bar{\Phi})$ - поле петли Полякова, являющееся параметром порядка нарушения Z_3 -симметрии и $\mathcal{U}(\Phi, \bar{\Phi}; T)$ - эффективный потенциал, который вводится таким образом, чтобы он полностью воспроизводил термодинамические свойства глюонов, полученные в расчетах решеточной КХД. Все остальные обозначения совпадают с (1).

В *разделе 2.1* обсуждается конфайнмент кварков в модели НИЛ с петлей Полякова. Фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент моделируется на основе эффективного потенциала, связанного с полем петли Полякова. В *разделе 2.1.1* показано, что для эффективного потенциала должны выполняться следующие условия: он должен удовлетворять Z_3 -симметрии и воспроизводить данные глюодинамики решеточной КХД. Эти условия дают свободу в выборе аппроксимирующей функции и выборе параметров эффективного потенциала. Была предложена новая нормировка эффективного потенциала на основании данных, полученных в решеточной КХД в работе [20]. Сравнение старых [19] и новых [20] данных решеточной КХД и соответствующих параметризации результатов представлено на Рис. 2

В *разделе 2.1.2* выводится большой термодинамический потенциал в приближении среднего поля при конечных температуре и плотности с учетом динамики петли Полякова. Показано, что динамика петли Полякова влияет на спектр масс системы, что выражается в появлении модифицированных функций Ферми во всех урав-

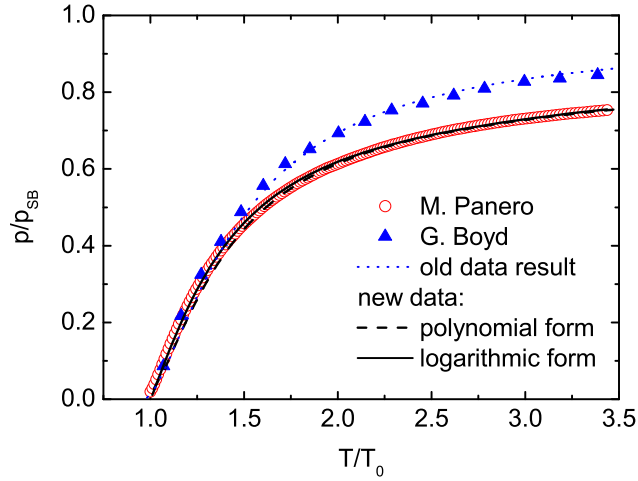


Рис. 2: Нормированное давление глюонов как функция нормированной температуры. Старые [19] и новые [20] данные, полученные на решетке изображены треугольниками и окружностями соответственно. Сплошная линия соответствует полиномиальной форме потенциала, пунктирная - логарифмической.

нениях

$$f_{\Phi}^{+}(E_p - \mu) = \frac{\bar{\Phi}e^{-\beta(E_p - \mu)} + 2\Phi e^{-2\beta(E_p - \mu)} + e^{-3\beta(E_p - \mu)}}{1 + 3(\bar{\Phi} + \Phi e^{-\beta(E_p - \mu)})e^{-\beta(E_p - \mu)} + e^{-3\beta(E_p - \mu)}}$$

$$f_{\Phi}^{-}(E_p + \mu) = \frac{\Phi e^{-\beta(E_p + \mu)} + 2\bar{\Phi}e^{-2\beta(E_p + \mu)} + e^{-3\beta(E_p + \mu)}}{1 + 3(\Phi + \bar{\Phi}e^{-\beta(E_p + \mu)})e^{-\beta(E_p + \mu)} + e^{-3\beta(E_p + \mu)}}.$$

В этом разделе рассмотрено влияние выбора аппроксимирующей функции и выбора параметров эффективного потенциала \mathcal{U} на термодинамические свойства материи (Рис. 3). Показано, что выбор параметризации эффективного потенциала влияет на структуру фазовой диаграммы. Как видно из рисунка, замечен небольшой сдвиг в положении критической точки (T_{CER}, μ_{CER}) : $(0.118, 0.3166)$, $(0.11, 0.3192)$ для логарифмического и $(0.10, 0.3175)$, $(0.09, 0.322)$ полиномиального потенциалов, - где первая пара координат относится к новому ряду параметров, а вторая - к старому.

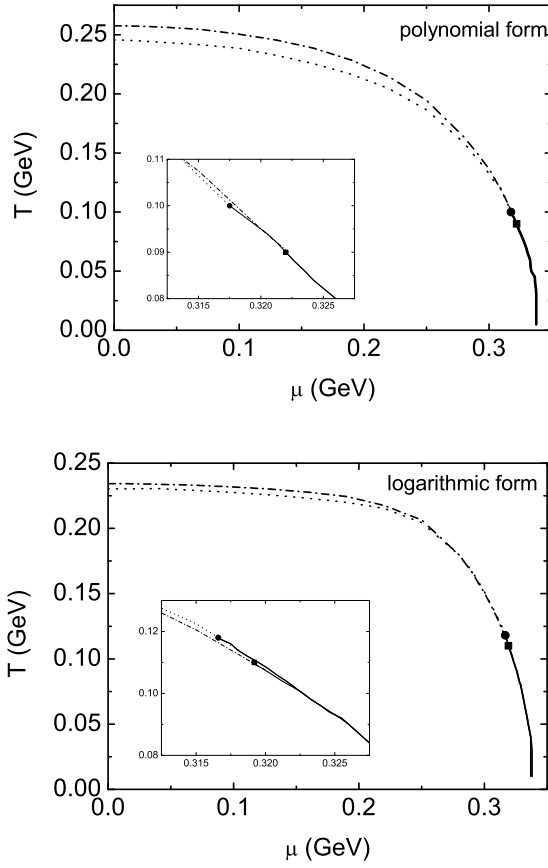


Рис. 3: Фазовая диаграмма модели НИЛП с полиномиальной (верхний график) и логарифмической (нижний график) формами аппроксимации потенциала. Сплошные линии показывают фазовый переход первого порядка, точечные и штрих-пунктирные линии - переход типа кроссовер для аппроксимации эффективного потенциала по данным работ ([19]) и ([20]) соответственно.

В разделе 2.2 обсуждается лагранжиан модели НИЛП с допол-

нительным векторным взаимодействием

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{PNJL}} = & \bar{q}(i\gamma_\mu D^\mu - \hat{m}_0 - \gamma_0\mu)q + G_s \left[(\bar{q}q)^2 + (\bar{q}i\gamma_5\vec{\tau}q)^2 \right] \\ & - G_v (\bar{q}\gamma_\nu q)^2 - \mathcal{U}(\Phi, \bar{\Phi}; T), \end{aligned} \quad (12)$$

здесь все обозначения совпадают с обозначениями (1), (11) а G_v - константа векторного взаимодействия. В такой модели при получении большого термодинамического потенциала в приближении среднего поля, появляется дополнительное уравнение, определяющее нормированный химический потенциал $\tilde{\mu}$

$$\tilde{\mu} = \mu - 4G_v N_c N_f \int_\Lambda \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{m}{E_p} [f_\Phi^+ + -f_\Phi^-], \quad (13)$$

который затем проявляется во всех функциях распределения заменой $\mu \rightarrow \tilde{\mu}$.

Показано, что векторное взаимодействие влияет на динамику адронной материи и, в терминах фазовой диаграммы, увеличение векторного взаимодействия может привести к исчезновению области фазового перехода первого рода. Это можно увидеть из Рис. 4.

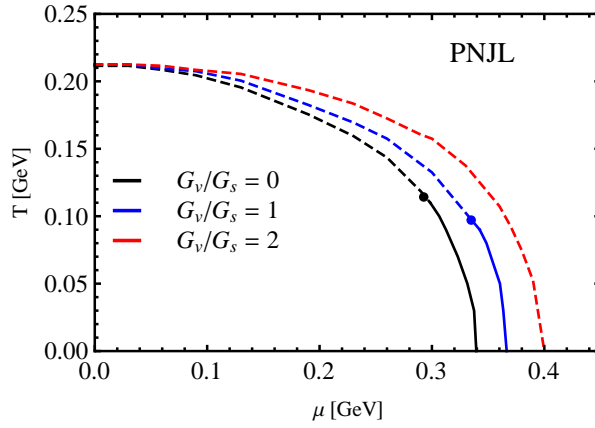


Рис. 4: Фазовая диаграмма модели НИЛ с петлей Полякова с векторным взаимодействием при разных значениях G_v/G_s (внизу).

В этом разделе также было показано, что можно ввести дополнительную связь между кварками и глюонами, если определить че-

тырехкварковое взаимодействие через эффективную вершину с обменом глюоном и связать ее с полем петли Полякова. При этом можно ввести зависимость констант четырехкваркового взаимодействия от поля петли Полякова $\Phi, \bar{\Phi}$

$$\begin{aligned}\tilde{G}_s(\Phi) &= G_s[1 - \alpha_1\Phi\bar{\Phi} - \alpha_2(\Phi^3 + \bar{\Phi}^3)], \\ \tilde{G}_v(\Phi) &= G_v[1 - \alpha_1\Phi\bar{\Phi} - \alpha_2(\Phi^3 + \bar{\Phi}^3)],\end{aligned}\quad (14)$$

где параметры $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.2$ выбираются так, чтобы модель воспроизводила данные решеточной КХД при $\mu = 0$. Предполагается, что такое взаимодействие приведет к снижению температур фазового перехода, что лучше соответствует данным, полученным в решеточной КХД (Рис. 5). Показано, что температура кирального фазового перехода в такой модели совпадает с температурой фазового перехода конфайнмент/деконфайнмент. Это видно из Рис.6, где изображены параметры порядка кирального фазового перехода ($\frac{\partial m}{\partial T}$) и фазового перехода конфайнмент/деконфайнмент ($\frac{\partial \Phi}{\partial T}$). Точки максимумов на рисунке соответствуют точкам фазовых переходов.

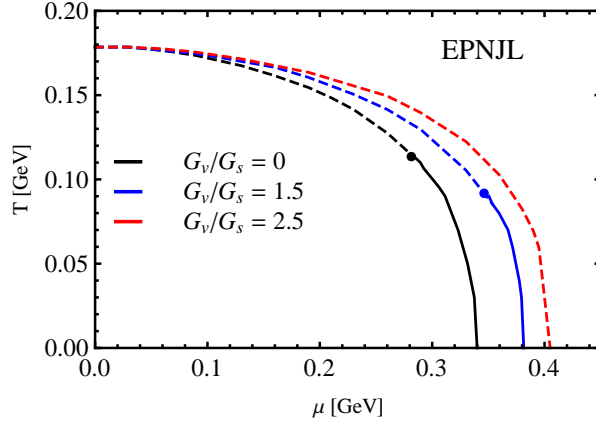


Рис. 5: Фазовая диаграмма модели НИЛ с петлей Полякова и константами связи, зависящими от температуры при разных значениях \tilde{G}_v/\tilde{G}_s .

Раздел 2.3 посвящен изучению термодинамических свойств кварк-адронной системы, описанной в рамках модели НИЛ с петлей По-

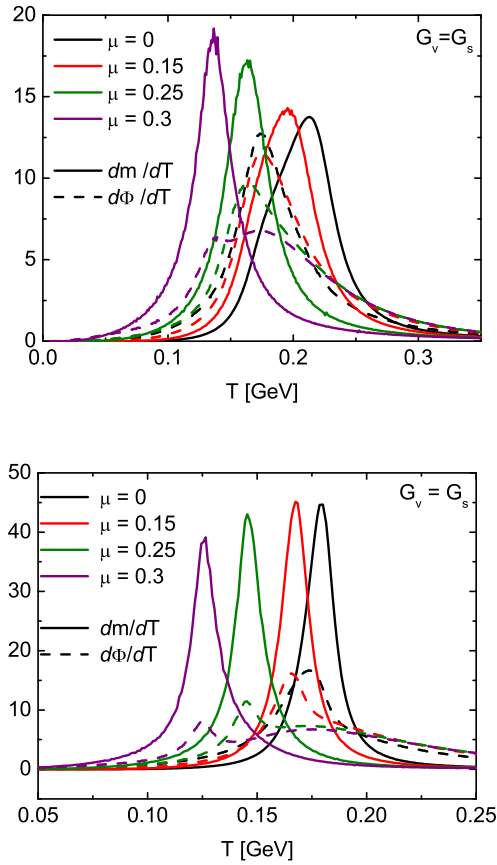


Рис. 6: Параметры порядка модели НИЛ с петлей Полякова с векторным взаимодействием (верхний график) и параметры порядка модели НИЛ с петлей Полякова и константами связи, зависящими от температуры при $G_v = G_s$ (нижний график).

лякова при нулевом и конечном химическом потенциале. Проведено сравнение всех значимых термодинамических величин (нормированное давление, плотность кварков, плотность энергии) с результатами, полученными в КХД на решетке. Изучено уравнение состояния материи для нестабильной области фазового перехода первого рода.

В разделе 2.4 было изучено влияния мезонных корреляций на давление в системе. Для этого был принят во внимание член производящего функционала, отбрасываемый при расчетах в приближении среднего поля. Был получен большой термодинамический потенциал, определяющий давление мезонов

$$\Omega_M^{(2)}(T, \mu) = -\frac{N_M}{2} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \int_0^{+\infty} \frac{d\omega}{\pi} \frac{d}{d\omega} \times \\ \times \left[-\omega + T \ln(1 - \ln[1 - e^{\beta(\omega-\mu)}] + T \ln[1 - e^{\beta(\omega+\mu)}]) \right] \frac{d\Phi_M(\omega, \vec{q})}{d\omega}, \quad (15)$$

где $N_M = 1$ для σ -мезона и $N_M = 3$ для π -мезона, ω - энергия мезона. $\frac{d\Phi_M(\omega, \vec{q})}{d\omega}$ - сдвиг фаз, определяемый матрицей рассеяния

$$\Phi_M = \frac{1}{2i} \ln \frac{1 - 2G_s \Pi_M(\omega - i\eta, \vec{q})}{1 - 2G_s \Pi_M(\omega + i\eta, \vec{q})}. \quad (16)$$

Выбор формы поляризационного оператора диктуется физическими условиями задачи. Было показано, что при выборе мезонного пропагатора в полюсном приближении будет получено давление для системы невзаимодействующих адронов.

Чтобы учесть корреляции мезонов в простейшем приближении, была введена спектральная функция Брейта-Вигнера, описывающая увеличение ширины связанных состояний с ростом температуры

$$\frac{d\Phi_R(\omega, T)}{d\omega} = A_R(s, T) = a_R \frac{M_M \Gamma_M}{(s - M_M)^2 + (M_M \Gamma_M)^2}, \quad (17)$$

где a_R - нормировочный множитель

$$a_R = \frac{\pi}{\frac{\pi}{2} + \arctg \left(\frac{\vec{q}^2 + M_M^2}{M_M \Gamma_M} \right)}. \quad (18)$$

Из результатов представленных на Рис. 7 видно, что давление, возникающее из-за мезонных корреляций, заметно влияет на давление системы вблизи фазового перехода, но его величина значительно уменьшается с ростом температуры, что связано с "плавлением" связанных состояний.

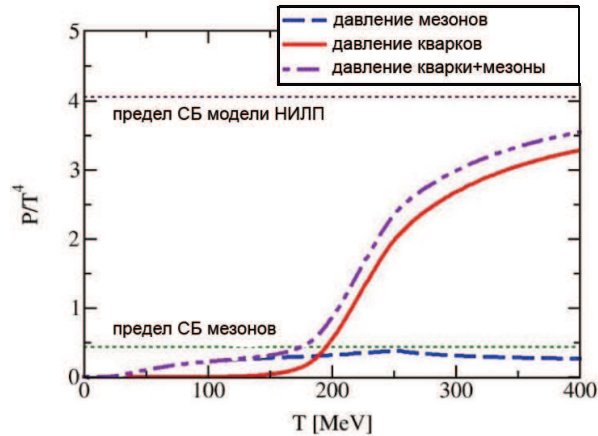


Рис. 7: Давление мезонов (пунктирная линия) и давление кварков в приближении среднего поля в модели НИЛП (сплошная линия) и давление кварков и мезонов (штрих-пунктирная линия) при $\mu = 0$ как функции температуры. Горизонтальными линиями показаны пределы Стефана-Больцмана для давления мезонов и давления кварков и глюонов в модели НИЛП.

В *разделе 2.4.1* было показано, что теорема Левинсона для связанного состояния пиона выполняется в случае разложения сдвига фаз на составляющую, отвечающую за корреляции мезонов и составляющую, связанную с рассеянием кварков на кварках.

Обобщение полученных результатов приводится в *разделе 2.5*. Во второй главе диссертации получена модель, позволяющая учесть эффективное влияние конфайнмента в глюонном секторе на кварковый сектор. Показано, что термодинамические свойства сильно-взаимодействующей материи в рамках модели НИЛП определяется рядом факторов:

- выбором аппроксимации и параметризации эффективного потенциала;
- выбором типа констант четырехкваркового взаимодействия;
- величиной константы векторного взаимодействия;
- учетом мезонных корреляций в системе

Представленные во второй главе результаты опубликованы в работах [А2, А3, А5].

Третья глава диссертации посвящена приложению модели НИЛ с петлей Полякова к исследованию физических процессов на примере процессов упругого рассеяния кварков на кварках/антикварках и кварков на пионах в горячей материи.

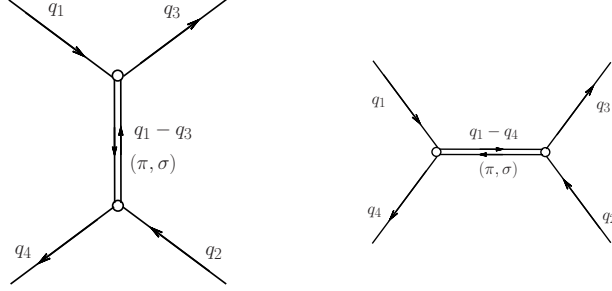


Рис. 8: Фейнмановские диаграммы процесса $qq \rightarrow qq$

В разделе 3.1 получены амплитуды упругого рассеяния кварка на кварке и кварка на антикварке. Дано определение полного и дифференциального сечений упругого рассеяния.

Элементы матрицы рассеяния для процесса рассеяния кварка на кварке в диаграммной форме представлены на Рис. 8, диаграммы для $q\bar{q}$ -рассеяния получаются заменой $t \rightarrow t$, $u \rightarrow s$. Полная амплитуда рассеяния вычисляется как $T_{qq} = \frac{1}{4N_c^2} \sum_c |T_t + T_u|^2$, ее составляющие:

$$|T_t|^2 = (|D_t^\sigma|^2(t - 4m^2)^2 + |D_t^\pi|^2 t^2), \quad (19)$$

$$|T_u|^2 = (|D_u^\sigma|^2(u - 4m^2)^2 + |D_u^\pi|^2 u^2), \quad (20)$$

$$\begin{aligned} T_t T_u^* &= -\frac{1}{2N_c} (D_t^\sigma D_u^\sigma (tu + 4m^2(u + t) - 16m^2) - D_t^\sigma D_u^\pi u(t - 4m^2) \\ &\quad - D_t^\pi D_u^\sigma t(u - 4m^2) + D_t^\pi D_u^\pi tu). \end{aligned} \quad (21)$$

Для расчетов выбрано полюсное приближение мезонного пропагатора

$$D^M(k^2) = \frac{g_{Mqq}^2}{k^2 - M^2}, \quad (22)$$

где g_{Mqq} - константы связи мезонов и кварков, а k^2 будут равны u , t , s , в зависимости от процесса, где s, t, u - переменные Мандельштама.

Для получения значения амплитуд рассеяния кварка на антикварке можно также воспользоваться принципом кроссинг-симметрии, и просто произвести замену $t \leftrightarrow t, s \leftrightarrow u, u \leftrightarrow s$.

Полное сечение рассеяния можно определить как

$$\sigma_{el} = \int \frac{d\sigma_{el}}{dt} dt = \frac{1}{16\pi\lambda(s, m^2, m^2)} \int_{t^-}^{t^+} dt |T|^2 \mathcal{F}(s), \quad (23)$$

где влияние среды рассеяния учтено через фактор $\mathcal{F}(s) = (1 - f_F(\frac{\sqrt{s}}{2} \mp \mu)) (1 - f_F(\frac{\sqrt{s}}{2} \mp \mu))$, с функцией f_F , являющийся функцией распределения Ферми-Дирака для фермионов $f_F = (1 + \exp(\beta x))^{-1}$ знак перед химическим потенциалом соответствует частицам и античастицам, а $\lambda(s, m^2, m^2) = (s - 4m^2)s$. Для модели НИЛП стандартные функции распределения заменены модифицированными (12). Пределы интегрирования для процесса рассеяния кварков в (24) соответственно равны $t^+ = 0$ и $t^- = 4m^2 - s$. Кинематическая граница существования реакции упругого рассеяния кварков в системе центра масс определяется условием $s \geq 4m^2$.

При расчете полного и дифференциального сечений упругого рассеяния кварка на кварке были рассмотрены следующие независимые реакции:

$$\begin{aligned} uu &\rightarrow uu \quad (dd \rightarrow dd), \\ ud &\rightarrow ud \quad (du \rightarrow du), \end{aligned}$$

первая реакция возможна как в t , так и в u -каналах, вторая протекает только в u -канале.

Аналогично для рассеяния кварка на антикварке:

$$\begin{aligned} u\bar{u} &\rightarrow u\bar{u} \quad (d\bar{d} \rightarrow d\bar{d}), \\ u\bar{d} &\rightarrow u\bar{d} \quad (d\bar{u} \rightarrow d\bar{u}), \end{aligned}$$

с t - и s - каналами для первой реакции и только t -каналом для второй.

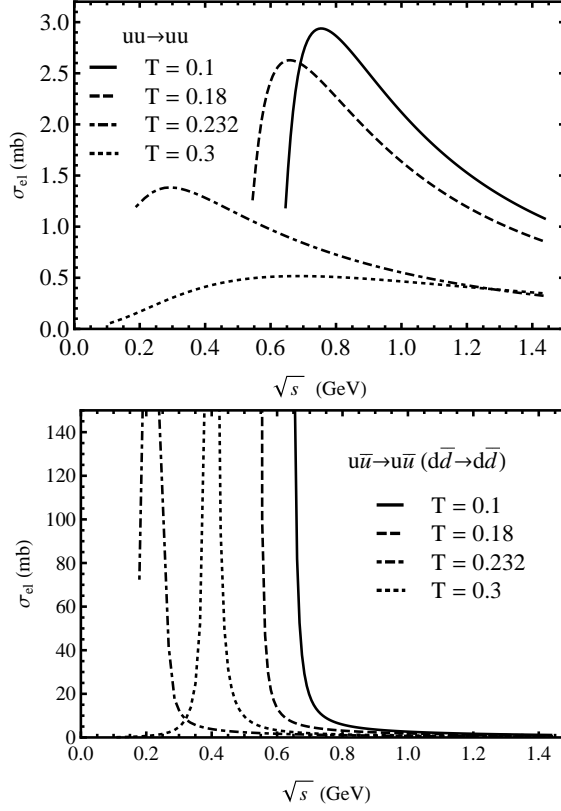


Рис. 9: Зависимость полного сечения рассеяния для реакций $uu \rightarrow uu$ и $u\bar{u} \rightarrow u\bar{u}$ от энергии для различных температур.

При исследовании сечений рассеяния в рамках модели НИЛП существует ограничение по энергии, связанное с параметром обрезания по импульсу Λ : $\sqrt{s} = 2\sqrt{\Lambda^2 + m_q^2} \approx 1.5$ ГэВ. Зависимость сечения рассеяния кварка на кварке от типа кварков сказывается только на величине сечения рассеяния. Сечение рассеяния лишено каких-либо характерных черт и имеет максимум при небольших температурах в области $\sqrt{s} = 1$ ГэВ. При температурах близким к критической, сечение становится почти постоянным. Полное сечение рассеяния кварка на кварке одного аромата представлено на верх-

нем графике Рис. 9. Так как s -канал присутствует только в реакции рассеяния типа $u\bar{u} \rightarrow u\bar{u}$, полное сечение этой реакции в системе центра масс отличается от остальных, и имеет резонансное поведение в области $\sqrt{s} = M_\sigma$ (см. Рис. 9, нижний график).

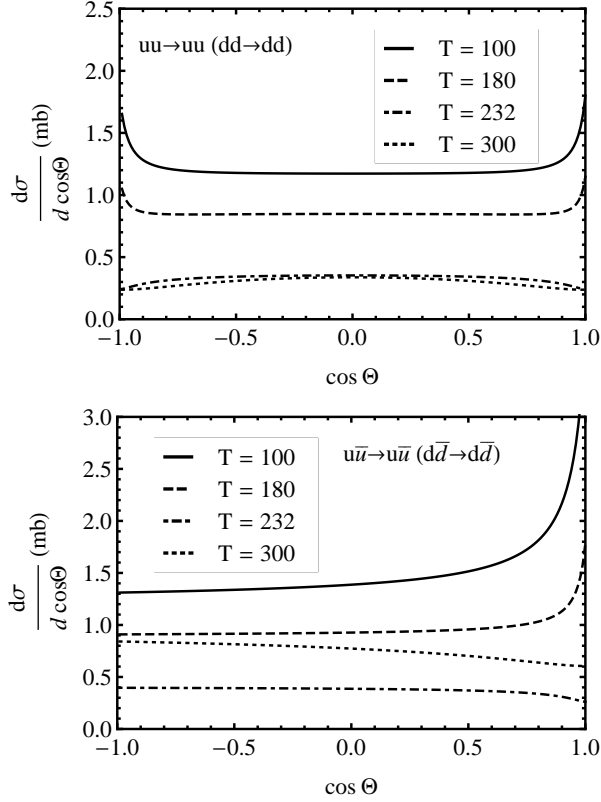


Рис. 10: Дифференциальные сечения реакций $uu \rightarrow uu$ и $u\bar{u} \rightarrow u\bar{u}$ при энергии $\sqrt{s} = 1$ ГэВ для различных температур.

Дифференциальные сечения рассеяния для этих же реакций приведены на Рис. 10. Можно отметить, что угловые сечения практически изотропны. Также видно, что значение дифференциального сечения уменьшается с ростом температуры.

Раздел 3.2 посвящен изучению амплитуды рассеяния кварка на пионе. Полное сечение рассеяния также определяется по формуле

(24), но фактор $\mathcal{F}(s) = (1 - f_F(E_q \mp \mu)) (1 + f_B(E_H \mp \mu))$, здесь E_q, E_H соответствуют энергии кварка и адрона, функция распределения Бозе-Эйнштейна имеет вид $f_B = (\exp(\beta x) - 1)^{-1}$ и пределы интегрирования определяются как

$$t^\pm = 2m^2 - \frac{1}{2s} \{(s + m^2 - M_\pi^2)^2 \mp \lambda(s, m^2, M_\pi^2)\}.$$

Сечение рассеяния кварка на пионе также имеет кинематические границы $s > (m + M_\pi)^2$. Элементы матрицы рассеяния определяются диаграммами, изображенными на Рис. 11.

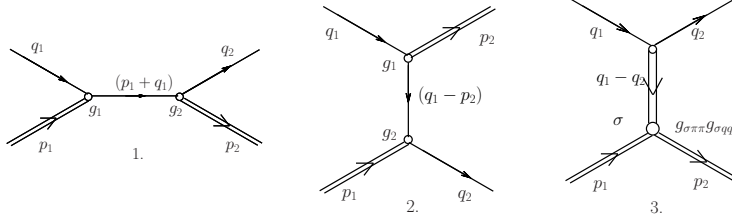


Рис. 11: Фейнмановские диаграммы рассеяния кварка на пионе в s - и u -каналах (диаграммы 1 и 2). t -канал (диаграмма 3), соответствует рассеянию с образованием промежуточного σ -мезона.

$$\text{Полная амплитуда вычисляется как } |T|^2 = f_c \sum_c |T_1 + T_2 + T_3|^2,$$

где после всех преобразований получим:

$$T_1 T_1^* = N_c K_s^2 [M_\pi^4 - (s - m^2)(u - m^2)], \quad (24)$$

$$T_1 T_2^* = T_2 T_1^* = N_c K_s K_u [-M_\pi^4 + (s - m^2)(u - m^2)], \quad (25)$$

$$T_1 T_3^* = T_3 T_1^* = N_c K_s K_t [m(s - u)], \quad (26)$$

$$T_2 T_2^* = N_c K_u^2 [M_\pi^4 - (s - m^2)(u - m^2)], \quad (27)$$

$$T_3 T_2^* = T_2 T_3^* = -N_c K_u K_t [m(s - u)], \quad (28)$$

$$T_3 T_3^* = N_c K_t^2 (4m^2 - t), \quad (29)$$

где m, M_π, M_σ это массы кварка, пиона и σ -мезона соответственно. Суммирование по цветовым индексам зависит от типа реакции.

Пропагаторы K_s, K_u, K_t выбраны следующими:

$$K_s = \frac{g_{\pi qq}^2}{s - m^2}, \quad K_u = \frac{g_{\pi qq}^2}{u - m^2}, \quad K_t = \frac{g_{\sigma\pi\pi} g_{\sigma qq}}{t - M_\sigma^2}, \quad (30)$$

здесь $g_{\sigma\pi\pi}$ определяется из распада $\sigma \rightarrow \pi\pi$ как $g_{\sigma\pi\pi} = 2g_{\sigma qq}g_{\pi qq}^2 A_{\sigma\pi\pi}$, где $A_{\sigma\pi\pi}$ - амплитуда процесса $\sigma \rightarrow \pi\pi$.

Рассеяние кварка на пионе можно разбить на три типа независимых реакций:

$$\begin{aligned} & (u\pi^0 \rightarrow u\pi^0, d\pi^0 \rightarrow d\pi^0), \\ & (u\pi^0 \rightarrow d\pi^+ \Leftrightarrow d\pi^+ \rightarrow u\pi^0, u\pi^- \rightarrow d\pi^0 \Leftrightarrow d\pi^0 \rightarrow u\pi^-), \\ & (u\pi^- \rightarrow u\pi^-, d\pi^+ \rightarrow d\pi^+). \end{aligned}$$

Каждая реакция включает все три диаграммы (s -, t -, u - каналы). Поэтому поведение дифференциального и полного сечений упругого рассеяния для этих реакций отличается только по абсолютной величине. Полное и дифференциальное сечения кварка на пионе в качестве примера приведены для реакции $d\pi^0 \rightarrow u\pi^-$ на Рис. 12.

Видно, что полное сечение кварка на пионе имеет максимум на пороге реакции $\sqrt{s} = \sqrt{m^2 + M_\pi^2}$ и затем монотонно убывает с ростом энергии. При температуре, близкой к температуре Мотта все реакции показывают резонансное поведение. Угловое распределение реакции $d\pi^0 \rightarrow u\pi^-$ показано на нижнем графике того же рисунка с выделением угловых распределений всех составляющих диаграмм. Диаграмма u -канала обладает самым большим значением дифференциального сечения упругого рассеяния и имеет сильную анизотропию в области рассеяния "назад". Две другие диаграммы показывают более выраженную анизотропию в направлении "вперед".

В *разделе 3.3* обобщаются ключевые результаты Главы 3. Установлено, что в рамках модели НИЛ с петлей Полякова можно получить амплитуды рассеяния легких кварков на кварках, антикварках и легких мезонах и исследовать тенденцию их изменения в зависимости от температуры. Результаты, изложенные в этой главе опубликованы в работах [A1, A4].

В **Заключении** к диссертации обсуждаются основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту.

- В рамках эффективной модели Намбу-Иона-Лазинио при различных схемах регуляризации расходящихся интегралов рассмотрена структура фазовой диаграммы адронного вещества:

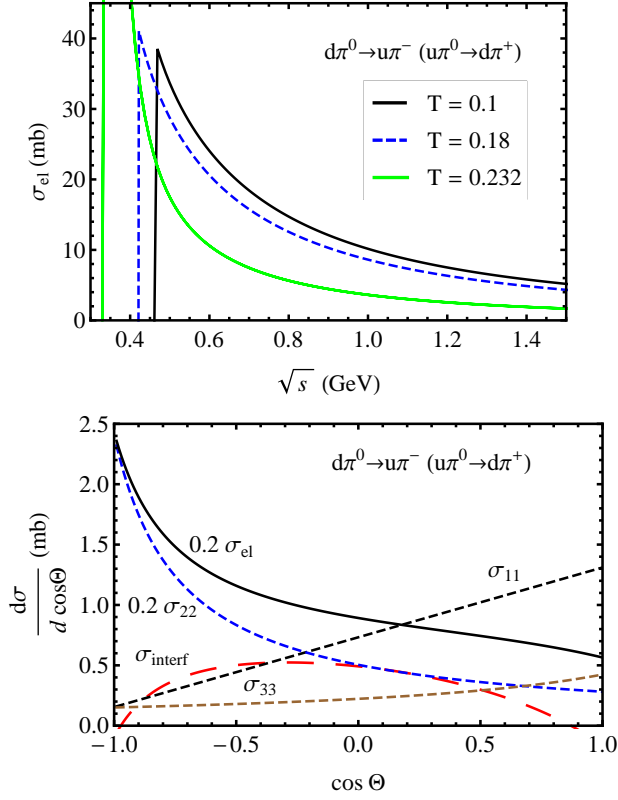


Рис. 12: Зависимость полного сечения процесса рассеяния $d\pi^0 \rightarrow u\pi^-$ от энергии для различных температур (верхний график) и дифференциальное сечение для полной амплитуды и составляющих ее компонент (нижний график).

показано существование кирального фазового перехода типа кроссовер при высоких температурах и кирального фазового перехода первого рода при низких температурах.

- В рамках эффективной кварковой модели с конфайнментом, основанной на объединении модели Намбу-Иона-Лазинио и динамики петли Полякова, описывающей глюонный сектор КХД показано, что:

- термодинамические свойства кварк-адронной материи зависят от свойств эффективного потенциала, определяющего свойства конфайнмента кварков;
 - введение феноменологической зависимости константы четырехкваркового взаимодействия от параметра порядка деконфайнмента (поля петли Полякова) приводит качественному изменению структуры фазовой диаграммы;
 - векторное взаимодействие влияет на расположение критической конечной точки и на размер области, где происходит фазовый переход первого рода.
- Проведено обобщение модели НИЛ с петлей Полякова вне приближения среднего поля. Показано, что учет давления, возникающего в связи с корреляцией мезонов вблизи фазового перехода заметно влияет на давление системы в целом.
 - Проведено исследование амплитуд упругого рассеяния кварков на кварках и антикварках при конечной температуре в рамках модели НИЛП. Впервые такой анализ выполнен для упругого рассеяния кварков на пионах. Изучены полное и дифференциальное сечения процессов упругого рассеяния кварков на кварках и пионах при конечной температуре.

Список литературы

- [1] S. Ejiri, *Lattice QCD at finite temperature* Nucl. Phys. Proc. Suppl., 94, p. 19 (2009).
- [2] A. Bazavov et al., *The chiral and deconfinement aspects of the QCD transition*, Phys. Rev. D 85, 054503 (2012), [arXiv:1111.1710 [hep-lat]].
- [3] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity I,II* Phys. Rev. 122, p.345 (1961); V. 124, p. 246.
- [4] M. Gell-Mann, M. Levi, *The axial vector current in beta decay* Nuovo Cimento 16, p.705-726 (1960).

- [5] S. P. Klevansky, *The Nambu-Jona-Lasinio model of quantum chromodynamics*, Rev. Mod. Phys. 64, 649 (1992).
- [6] A.M. Polyakov, *Thermal properties of gauge fields and quark liberation* Phys. Lett. B, 72, 477-480 (1978).
- [7] K. Fukushima, *Chiral effective model with the Polyakov loop*, Phys. Lett. B 2004 V. 591, P. 277-284.
- [8] C. Ratti, M. A. Thaler, and W. Weise, *Phases of QCD: Lattice thermodynamics and a field theoretical model* // Phys. Rev. D 2006 V. 73, P. 014019.
- [9] Y. Sakai, T.Sasaki, H. Kouno, and M. Yahiro, *Equation of state in the PNJL model with the entanglement interaction*, arXiv:1104.2394.
- [10] M. C. Ruivo, P. Costa and C. A. de Suosa, *Effects of entanglement and instanton suppression at finite temperature in a SU(2) EPNJL model with anomaly*, Phys. Rev. D 86, 116007 (2012).
- [11] J. Sugano *et al.*, *Determination of the strength of the vector-type four-quark interaction in the entanglement Polyakov-loop extended Nambu-Jona-Lasinio model*, Phys. Rev. D 90, 037901 (2014).
- [12] O. Loureno, M. Dutra, T. Frederico, A. Delfino, M. Malheiro, *Vector interaction strength in Polyakov-Nambu-Jona-Lasinio models from hadron-quark phase diagrams* // Phys. Rev. D 2012 V. 85, P. 097504.
- [13] M. Dutra *et al.*, *Polyakov-Nambu-Jona-Lasinio phase diagrams and quarkyonic phase from order parameters* // Phys. Rev. D 2013 V. 88, P. 114013.
- [14] K. Fukushima, *Critical surface in hot and dense QCD with the vector interaction* // Phys. Rev. D 2008, V. 78, P. 114019.
- [15] Y. Sakai, K. Kashiwa, H. Kouno, M. Matsuzaki, and M. Yahiro, *Vector-type four-quark interaction and its impact on QCD phase structure* // Phys. Rev. D 2008 V. 78, P. 076007.

- [16] S. Carignano, D. Nickel, and M. Buballa, *Influence of vector interaction and Polyakov loop dynamics on inhomogeneous chiral symmetry breaking phases* // Phys. Rev. D 2010 V. 82, P. 054009.
- [17] J. Steinheimer, S. Schramm, *The problem of repulsive quark interactions: Lattice versus mean field models* // Phys. Lett. B 2011 V. 696, P. 257-261.
- [18] A. V. Friesen, Yu. L. Kalinovsky, V. D. Toneev *Impact of the vector interaction on the phase structure of QCD matter* // Int. J. Mod. Phys. A 2015 V. 30, P. 1550089 (18 pages).
- [19] G. Boyd et. al, *Thermodynamics of SU(3) lattice gauge theory* // Nucl. Phys. B 1996 V. 469, P. 419-444.
- [20] M. Panero, *Thermodynamics of the QCD Plasma and the Large-N Limit* // Phys. Rev. Lett 2009 V. 103, P. 232001.
- [21] Z.W. Lin, C.M. Ko, B.A. Li, B. Zhang and S. Pal, *Multiphase transport model for relativistic heavy ion collisions* // Phys. Rev. C 2005 V. 72, P. 064901.
- [22] W. Cassing, *From Kadanoff-Baym dynamics to off-shell parton transport* // Eur. Phys. J. ST 2009 V. 168, P. 3-87.
- [23] W. Cassing and E.L. Bratkovskaya, *Parton-Hadron-String Dynamics: an off-shell transport approach for relativistic energies* // Nucl. Phys. A 2009 V. 831 P. 215-242; arXiv:0907.5331
- [24] E.L. Bratkovskaya, W. Cassing, V.P. Konchakovski, O. Linnyk, *Parton-Hadron-String Dynamics at Relativistic Collider Energies* // Nucl.Phys. A 2011 V. 856, P. 162-182.
- [25] Ю. Л. Калиновский, А. В. Фризен *Свойства мезонов и критические точки в модели Намбу-Иона-Лазинио с различными схемами регуляризации*// "Письма в ЭЧАЯ"(в печати).