

На правах рукописи



Лукашов Михаил Сергеевич

**Непертурбативная кварк-глюонная термодинамика
при конечной температуре**

Специальность 1.3.3. – Теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва, 2024

Работа выполнена в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт» (НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва).

Научный руководитель

Кербиков Борис Олегович

доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Лаборатории теоретической ядерной физики Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва

Официальные оппоненты

Захаров Бронислав Глебович

доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Сектора физики высоких энергий Института теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, г. Москва.

Молочков Александр Валентинович

доктор физико-математических наук, заведующий Тихоокеанским квантовым центром Дальневосточного федерального университета, г. Владивосток.

Ведущая организация

Международная межправительственная организация «Объединенный институт ядерных исследований», г. Дубна.

Защита диссертации состоится «19» февраля 2025 г., начало в 15 ч. 00 мин., на заседании Диссертационного совета 02.1.003.05 на базе НИЦ «Курчатовский институт» по адресу: 123182, г. Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1.

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке НИЦ «Курчатовский институт» и на сайте www.nrcki.ru.

Автореферат разослан « » 20 г.

Ученый секретарь диссертационного совета 02.1.003.05, д.ф.-м.н., доц.

Б.р.С.т

А.Л. Барабанов

1 Общая характеристика работы

1.1 Актуальность темы исследования

Квантовая хромодинамика (КХД) является составной частью Стандартной модели (СМ) физики элементарных частиц. В основе КХД лежит идея о калибровочном взаимодействии между обладающими цветовыми зарядами кварками и глюонами. Цветовое взаимодействие между двумя зарядами растет с увеличением расстояния. В итоге цветные кварки и глюоны оказываются запертыми внутри бесцветных адронов. Это явление называется невылетанием или конфайнментом. В реальной КХД, когда температура повышается и достигает порядка 150 МэВ, происходит высвобождение, или деконфайнмент, кварков и глюонов. Долгое время несмотря на колоссальные усилия теоретиков [1] существенного прогресса в области построения последовательной теории конфайнмента и деконфайнмента в КХД не наблюдалось. По этой причине практически единственным достоверным источником являлись расчеты на ЭВМ методом Монте-Карло [2].

Однако в НИЦ «Курчатовский институт» в последние годы в результате длительной работы группой теоретиков под руководством профессора Ю.А. Симонова был достигнут заметный прогресс [3–5] в построении обозначенной теории. На основе метода вакуумных полевых корреляторов (МВПК) [6–8] был предложен оригинальный подход к описанию конфайнмента, эффективно разрешающий основные проблемы КХД, связанные с ним.

В представленном диссертационном исследовании метод вакуумных полевых корреляторов развит для описания фазового перехода конфайнмент-деконфайнмент. Выявлена особая роль цветомагнитного взаимодействия, которое не исчезает даже при очень больших температурах. Таким образом, в диссертации представлен самосогласованный подход к описанию термодинамики фазового перехода в КХД, альтернативный по отношению к расчетам методом Монте-Карло.

1.2 Степень разработанности темы

На текущий момент основным источником информации по термодинамике КХД служит решеточное моделирование [9–12]. Перечисление всех успехов в этой области значительно превысит объем данной диссертации, поэтому мы остановимся лишь на отдельных частных моментах, которые, на наш взгляд, будут актуальны в свете положений, выносимых на защиту в данной диссертации. При помощи численных методов удалось установить критическую температуру фазового перехода в трехцветной глюодинамике и характер перехода конфайнмент-деконфайнмент в реальной КХД, а также получить зависимости основных термодинамических величин от температуры. Кроме того, решеточное моделирование успешно позволяет описать термодинамику КХД при введении барионного химического потенциала в КХД с двумя цветами. Однако численное моделирование предоставляет крайне мало информации по поводу конкретных принципов, которые управляют поведением цветных систем при конечных температурах. Именно исправлению этого недостатка будут посвящены исследования, речь о которых пойдет в данной диссертационной работе.

1.3 Цель и задачи диссертационного исследования

Целью диссертационной работы являлось получение новых результатов в исследовании непертурбативных свойств квантовой хромодинамики методом вакуумных полевых корреляторов по следующим направлениям:

1. Определение основных динамических принципов фазового перехода в глюодинамике и применение их для конкретных расчетов в $SU(3)$ теории с помощью метода вакуумных полевых корреляторов.
2. Определение основных динамических принципов фазового перехода в квантовой хромодинамике с произвольным числом флейворов. Описание возникающего в квантовой хромодинамике при температурах выше температуры кроссовера непертурбативного цветомагнитного взаимодействия (цветомагнитного конфайнмента).

3. Расчет вкладов кварков и глюонов в термодинамические потенциалы в области $150 \text{ МэВ} < T < 1 \text{ ГэВ}$ и исследование роли цветомагнитного конфайнмента, а также описание влияния цветоэлектрического взаимодействия на термодинамику в этой области температур.
4. Теоретическое исследование механизмов конфайнмента и возникающих в квантовой хромодинамике и глюодинамике потенциалов на примере трубки конфайнмента (т.н. «флакс-тьюба» от англ. flux tube).

1.4 Научная новизна

- Впервые был применен принцип минимума свободной энергии при описании перехода конфайнмент-деконфайнмент в $SU(3)$ глюодинамике в формализме метода вакуумных полевых корреляторов. Впервые было показано, что этот подход практически полностью определяет термодинамику в области $T > T_c$, а именно зависимости давления $P(T)$, аномалии следа $I(T)$ и энтропии $s(T)$ от T , а также позволяет получить температуру фазового перехода T_c .
- Были учтены вклады кварков и глюонов в термодинамические потенциалы в области $150 \text{ МэВ} < T < 1 \text{ ГэВ}$ в формализме метода вакуумных полевых корреляторов. И впервые в случае квантовой хромодинамики было показано, что учет цветомагнитного конфайнмента, наряду с линией Полякова, позволяет в формализме метода вакуумных полевых корреляторов описать решеточные данные.
- Впервые в формализме метода вакуумных полевых корреляторов была показана возможность рассчитать параметры глоболов и сечения их взаимодействия.
- Впервые было выполнено аккуратное описание структуры трубки конфайнмента (флакс-тьюба) в формализме метода вакуумных полевых корреляторов и было показано, что этот формализм позволяет дать

исчерпывающее описание системы без необходимости введения каких-либо дополнительных фитирующих параметров. Была детально исследована структура конфайнмента и соответствующих потенциалов.

1.5 Значимость работы

Интерес к проблеме описания поведения вещества в экстремальных условиях резко вырос после начала экспериментов на пучках релятивистских ионов, сначала на RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), а десятилетие спустя на LHC (Large Hadron Collider). Параллельно быстро накапливается информация о нейтронных звездах, в которых нейтроны и кварки находятся в условиях сверхвысокого давления. Спектроскопия атомов в сильных магнитных полях также интенсивно развивается. Теоретики зачастую оказывались неподготовленными к осмыслению новых получаемых данных, которые нередко не укладывались в разработанные ранее модели. Так, горячее кварк-глюонное вещество, полученное на RHIC и LHC, оказалось мало похожим на плазму. Огромное число работ по кварковой материи при высоких температуре и плотности и под действием сильного магнитного поля опирается на старую модель Намбу – Йона – Лазинио (Вакса – Ларкина), созданную до появления квантовой хромодинамики и Стандартной модели. Явление конфайнмента в таком подходе полностью игнорируется. Другой подход, который способен описать некоторое количество экспериментальных данных, основан на релятивистской гидродинамике. Есть направления (в том числе комбинированные), основанные на методе квантовой молекулярной динамики (КМД). Наконец, некоторые исследования используют методы физики конденсированного состояния. Мощным методом исследования проблемы являются численные расчеты на решетках. Основное ограничение при таком подходе в случае описания КХД с тремя цветами – это невозможность продвинуться в область больших μ/T . Дополнительной проблемой является учет влияния сильных электромагнитных полей, в частности магнитного поля напряженностью порядка 10^{19} Гс, возникающего в столкновениях тяжелых ионов. Предлагаемый в данной диссертации метод исследования сильных и электромагнитных взаимодействий на основе квантовой хромодинамики (КХД) и квантовой электродинамики (КЭД), в основе которого лежит использование

метода интегралов по путям и кумулянтного разложения корреляционных функций для построения релятивистских гамильтонианов, позволяет вычислять спектры, волновые функции и другие параметры адронов. Кроме того, существенным преимуществом данного метода является возможность установить т.н. «закон площадей» между двумя цветными зарядами, что позволило фактически разработать теорию деконфайнмента и описать переход адронной материи в кварк-глюонную при различных значениях температуры и плотности. Полученные результаты наглядно иллюстрируют широкий спектр возможностей, предоставляемых использованием метода вакуумных полевых корреляторов для описания различных систем с сильным взаимодействием.

1.6 Методология и методы исследований

Общей методологией решения поставленных в диссертации задач является использование формализма вакуумных полевых корреляторов. Дополнительным методом верификации полученных результатов является сравнение с данными численных расчетов методом Монте-Карло на решетке. Показано, что формализм вакуумных полевых корреляторов позволяет построить термодинамику кварк-глюонной среды, включая явление фазового перехода. Предсказательная сила используемого метода в случае глюодинамики проявилась, в том числе, и в вычислении критической температуры фазового перехода.

1.7 Основные положения, выносимые на защиту

1. В терминах метода вакуумных полевых корреляторов удалось переформулировать основные динамические принципы фазового перехода в квантовой хромодинамике и применить их для конкретных расчетов в $SU(3)$ теории: показано, что непертурбативные взаимодействия могут быть получены из корреляторов стохастических вакуумных цветоэлектрических и цветомагнитных полей при помощи использования

скалярных функций $D(z)$ и $D_1(z)$. Корреляторы также позволяют получить непертурбативные потенциалы $V_E(r, T)$ и $V_E^1(r, T)$, ответственные за возникновение конфайнмента и линий Полякова.

2. Показано, что при нулевой температуре действуют в равной мере и цветомагнитный (ЦМ) конфайнмент, и цветоэлектрический (ЦЭ), но с увеличением температуры соотношение их вкладов меняется таким образом, чтобы удовлетворить принципу минимума свободной энергии F (максимума давления P).
3. Показано также, что метод вакуумных полевых корреляторов позволяет рассчитывать параметры глоболов с хорошей точностью и дает возможность вычислять для них сечения взаимодействия. Продемонстрировано, что в фазе деконфайнмента глюоны имеют не только пертурбативные взаимодействия (глюонные обмены), но и непертурбативные.
4. Вычислены термодинамические потенциалы как в КХД, так и в глюодинамике в области $150 \text{ МэВ} < T < 1 \text{ ГэВ}$. Вклады кварков и глюонов были учтены с учетом непертурбативного взаимодействия. Показано, что главную динамическую роль играют линии Полякова (явно входящие в расчетные формулы) и цветомагнитный конфайнмент. Показан резкий рост давления в области перехода, что хорошо согласуется с решеточными результатами.
5. Впервые аккуратно описана структура трубки конфайнмента (флакстьюба) в подходе метода вакуумных полевых корреляторов. Произведены сравнения вычисленных с помощью потенциалов V_D и V_1 значений цветоэлектрического поля $E(R, d)$ (где R обозначает расстояние между источниками, а d – расстояние до центра трубки), отвечающих этой трубке, с решеточными данными.

1.8 Степень достоверности результатов

Достоверность результатов подтверждается использованием хорошо проверенных методов и подходов к исследованию квантовой хромодинамики. Результаты исследований согласуются с численными результатами, полученными ведущими научными группами в России и за рубежом. Научные результаты, представленные в диссертационной работе, были успешно доложены на российских конференциях и опубликованы в ведущих научных изданиях, индексируемых в базах данных РИНЦ, Web of Science и Scopus.

1.9 Апробация результатов

Результаты, представленные в диссертации, многократно обсуждались на теоретических семинарах НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ и НИЦ «Курчатовский институт», а также лично докладывались автором на различных конференциях и семинарах:

1. 60-я Всероссийская научная конференция МФТИ (гор. Долгопрудный, Россия, 2017 г.)
2. Молодежные конференции по теоретической и экспериментальной физике (МКТЭФ) (гор. Москва, Россия, 2017-2019 гг.).
3. 53-я Зимняя Школа Петербургского института ядерной физики НИЦ «Курчатовский институт» (гор. Санкт-Петербург, Россия, 2018 г.).

Результаты диссертационного исследования вошли в конкурсные работы «Термодинамика кварк-глюонной плазмы при конечной плотности в сильном магнитном поле» (I место на конкурсе НИР НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ за 2019 год) и «Непертурбативная теория кварк-глюонной плазмы» (I место на конкурсе НИР НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ за 2020 год). Работа осуществлялась при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» и Российского научного фонда (проект № 16-12-10414).

Основные материалы диссертационной работы опубликованы в четырех [A1–A4] печатных статьях в рецензируемых научных изданиях, входящих в перечень ВАК и базы данных РИНЦ, Web of Science и Scopus.

1.10 Личный вклад автора

Все представленные в работе оригинальные результаты получены лично автором, либо при его непосредственном участии. Автор выполнял численные и аналитические расчеты, принимал непосредственное участие в постановке задач, обсуждении и анализе всех полученных результатов.

1.11 Публикации автора по теме диссертации

[A1] N. O. Agasian, M. S. Lukashov, and Yu. A. Simonov, “Dynamical role of Polyakov loops in the QCD thermodynamics,” *Mod. Phys. Lett. A* **31**, no. 37, P. 1650222 (2016) doi:10.1142/S0217732316502229 [arXiv:1610.01472 [hep-lat]].

[A2] N. O. Agasian, M. S. Lukashov, and Yu. A. Simonov, “Nonperturbative SU(3) thermodynamics and the phase transition,” *Eur. Phys. J. A* **53**, no. 6, P. 138 (2017) doi:10.1140/epja/i2017-12302-x [arXiv:1701.07959 [hep-ph]].

[A3] М. С. Лукашов, Ю. А. Симонов, “Цветоманнитный конфайнмент в кварк-глюонной термодинамике,” *Письма в ЖЭТФ* **105**, № 11, С. 659 (2017) doi:10.7868/S0370274X17110017 [arXiv:1703.06666 [hep-ph]].

[A4] M. S. Lukashov and Yu. A. Simonov, “Color screening in flux tubes and in the color Coulomb potential from QCD field correlators,” *Phys. Rev. D* **96**, no. 7, P. 076019 (2017) doi:10.1103/PhysRevD.96.076019 [arXiv:1706.05712 [hep-ph]].

1.12 Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из Введения, четырех глав и Заключения. Полный объем диссертации составляет 113 страниц, включая 26 рисунков и 1 таблицу. Список литературы содержит 196 наименований, включая публикации соискателя по теме диссертации.

2 Описание базовых принципов формализма полевых корреляторов

На основании огромного массива накопленных за последние десятилетия экспериментальных данных и теоретических расчетов, дающих объяснение этим данным, можно с уверенностью говорить о существовании теории, описывающей практически все явления физики микромира. Эта теория получила название Стандартной модели. Модель состоит из двух частей – теории электрослабого взаимодействия и теории сильного взаимодействия, которая, в свою очередь, получила название квантовой хромодинамики (КХД). В представленной диссертации исследуются некоторые проблемы КХД: фазовый переход между фазой конфайнмента и фазой деконфайнмента, поведение глюонов в фазе деконфайнмента, роль линии Полякова и цветомагнитного конфайнмента. Предложен метод решения этих задач, не опирающийся на теорию возмущений. В основе используемого в диссертационном исследовании подхода лежит метод вакуумных полевых корреляторов (МВПК), о котором речь подробно пойдет ниже.

Напомним кратко базовые принципы КХД, которые будут использоваться в дальнейшем. КХД – это теория с группой симметрий $SU(3)$. Кварки являются дираковскими частицами и преобразуются по фундаментальному представлению $SU(3)$. Переносчиками взаимодействия являются калибровочные бозоны – глюоны, которые преобразуются по присоединенному представлению. Принцип невылетания справедлив и для кварков, и для глюонов. Важным объектом теории является, так называемая «петля Вильсона» [17, 18], определенная следующим образом:

$$\langle W(C) \rangle = \frac{1}{N_c} \left\langle P_A \text{Tr} \left\{ \exp \left[ig \oint_C A_\mu^a(x) t^a dx^\mu \right] \right\} \right\rangle. \quad (1)$$

Здесь символ $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по всем вакуумным состояниям. Используя неабелеву теорему Стокса, можно выразить [7] петлю Вильсона через калибровочно-инвариантные корреляторы полей:

$$\langle W(C) \rangle = \frac{1}{N_c} \left\langle P_A \text{Tr} \left\{ \exp \left[ig \int_S G_{\mu\nu}(x, x_0) d\sigma_{\mu\nu}(x) \right] \right\} \right\rangle, \quad (2)$$

где

$$G_{\mu\nu}(x, x_0) = U(x, x_0) F_{\mu\nu}(x) U^\dagger(x, x_0), \quad (3)$$

$$U(x, y) = P_A \exp \left[ig \int_y^x A_\mu(z) dz^\mu \right]. \quad (4)$$

Интегрирование в (2) осуществляется по поверхности контура C , x_0 – произвольная точка на S , от выбора которой $\langle W(C) \rangle$ не зависит. Величина $U(x, x_0)$ представляет собой оператор параллельного переноса, который обеспечивает калибровочную инвариантность. Формулы (1)-(4) содержат генераторы t^a цветовой группы. Соответственно, для кварков эти формулы относятся к фундаментальному представлению, а для глюонов – к присоединенному.

Следующий важный шаг – это разложение $\langle W(C) \rangle$ по кумулянтам. Другое название этой операции – кластерное разложение [19–23]. В итоге мы приходим к выражению петли Вильсона через МВПК [6–8, 24]:

$$\langle W(C) \rangle = \frac{1}{N_c} \text{Tr} \left\{ \exp \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(ig)^n}{n!} \int_S d\sigma_1 \dots d\sigma_n \langle\langle G_1 \dots G_n \rangle\rangle \right] \right\}. \quad (5)$$

Как показано в работах [7, 8], ведущую роль в разложении (5) играет биллокальный коррелятор [25, 26]:

$$\langle\langle G_1 G_2 \rangle\rangle = \langle G_1 G_2 \rangle - \langle G_1 \rangle \langle G_2 \rangle. \quad (6)$$

Второй член в (6) равен нулю вследствие цветонейтральности и лоренц-инвариантности вакуума. Доминантная роль биллокального коррелятора (6) обусловлена малостью корреляционной длины T_g глюонного поля (она тесно связана с массой самого легкого глюампа) [8, 25]. Мультилокальный коррелятор в (5) ослабевает с T_g , а G служит для описания характерной величины конденсата $\langle\langle (G_{\mu\nu} v_n(0))^n \rangle\rangle$, которому мы припишем характерный масштаб G^n , – тогда получаем разложение эффективного действия по безразмерному параметру GT_g^2 , а вклад высших корреляторов подавляется малостью $GT_g^2 \ll 1$.

Согласно (3) и (6) парный коррелятор можно представить в виде

$$\begin{aligned} \langle G_1 G_2 \rangle &= \langle G_{\mu\nu}(x_1, x_0) G_{\rho\sigma}(x_2, x_0) \rangle = \\ &= \frac{1}{N_c} \langle \text{Tr} U(x_1, x_0) F_{\mu\nu}(x_1) U^\dagger(x_1, x_0) U(x_2, x_0) F_{\rho\sigma}(x_2) U^\dagger(x_2, x_0) \rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

Когда корреляционная длина T_g мала по сравнению с $|x_1 - x_0|$ и $|x_2 - x_0|$ и $T_g \propto |x_1 - x_2|$, зависимостью от x_0 можно пренебречь, записав

$$\langle G_{\mu\nu}(x_1) G_{\rho\sigma}(x_2) \rangle = \frac{1}{N_c} \langle \text{Tr} U(x_1, x_2) F_{\mu\nu}(x_1) U^\dagger(x_1, x_2) F_{\rho\sigma}(x_2) \rangle. \quad (8)$$

Физической причиной исключения точки x_0 является то, что раздвижка $F_{\mu\nu}(x_1)$ и $F_{\rho\sigma}(x_2)$ за счет удлинения расстояний (x_1, x_0) и (x_2, x_0) приводит к убыванию коррелятора.

С учетом калибровочной инвариантности бислокального магнитного полевого коррелятора (8) будем работать в калибровке Швингера в координатном пространстве $x_\mu A_\mu = 0$. Далее перейдем в Евклидово пространство с $O(4)$ симметрией. Тогда выражение (8) для $\langle G_1 G_2 \rangle$ можно записать в следующем виде [6–8, 24]:

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{\mu\nu\rho\sigma}^{(2)}(x_1 - x_2) &\equiv \langle G_{\mu\nu}(x_1) G_{\rho\sigma}(x_2) \rangle = (\delta_{\mu\rho}\delta_{\nu\sigma} - \delta_{\mu\sigma}\delta_{\nu\rho}) D(x_1 - x_2) + \\ &+ \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial x_\mu} (x_\rho\delta_{\nu\sigma} - x_\sigma\delta_{\nu\rho}) + \frac{\partial}{\partial x_\nu} (x_\sigma\delta_{\mu\rho} - x_\rho\delta_{\mu\sigma}) \right] D_1(x_1 - x_2). \end{aligned} \quad (9)$$

В корреляторе (9) можно разделить вклады цветоэлектрического и цветомагнитного полей. Первый из них обеспечивает конфайнмент, а второй осуществляет конфайнмент на пространственных поверхностях. Таким образом, можно записать (имея в виду, что $u = x_1 - x_2$, $u^2 = x_i x_i$, а $U = U(x_1, x_2)$ определяется через (4)):

$$\frac{g^2}{N_c} \langle \text{Tr} E_i(x_1) U E_j(x_2) U^\dagger \rangle = \delta_{ij} \left(D^E(u) + D_1^E(u) + u_4^2 \frac{\partial D_1^E}{\partial u^2} \right) + u_i u_j \frac{\partial D_1^E}{\partial u^2} \quad (10)$$

и

$$\frac{g^2}{N_c} \langle \text{Tr } B_i(x_1) U B_j(x_2) U^\dagger \rangle = \delta_{ij} \left(D^B(u) + D_1^B(u) + \vec{u}^2 \frac{\partial D_1^B}{\partial u^2} \right) - u_i u_j \frac{\partial D_1^B}{\partial u^2}. \quad (11)$$

Благодаря $O(4)$ инвариантности $\langle EE \rangle = \langle BB \rangle$ при $T = 0$, а при температурах, отличных от нуля, поведение $\langle EE \rangle$ и $\langle BB \rangle$ принципиально различается. Суммируя, можно сказать, что непертурбативная динамика заключена в скалярных функциях D_1^E , D_1^B и D^E , D^B , которые входят в бислокальные корреляторы.

Как уже было сказано, корреляторы D^E и D^B ответственны соответственно за конфайнмент и магнитный конфайнмент на пространственных поверхностях. Поясним связь этих корреляторов с электрическим и магнитным натяжениями струны. Известно, что критерием конфайнмента является закон площадей для петли Вильсона [7, 18]:

$$\langle W(C) \rangle \sim e^{-V(r)T} \sim e^{-\sigma r T} \sim e^{-\sigma S_{\min}}. \quad (12)$$

С другой стороны, согласно (5) в приближении квадратичного коррелятора [26–29]:

$$\begin{aligned} \langle W(C) \rangle &= \frac{1}{N_c} \text{Tr} \left\{ \exp \left[\frac{-g^2}{2} \iint \langle \langle G_1 G_2 \rangle \rangle d\sigma_1 d\sigma_2 \right] \right\} \sim \\ &\sim \frac{1}{N_c} \exp \left[\frac{-g^2}{2} \langle G^2(0) \rangle T_g^2 \cdot S \right] \sim e^{-\sigma S_{\min}}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $\sigma = 0.18 \text{ ГэВ}^2$ – натяжение струны КХД. Здесь величина $\langle G^2(0) \rangle$ представляет собой глюонный конденсат. Таким образом, для натяжения струны получаем

$$\sigma^{E(B)} = \frac{1}{2} \int D^{E(B)}(z) d^2 z (1 + \mathcal{O}(GT_g^2)), \quad (14)$$

где $\mathcal{O}(GT_g^2)$ – вклад высших кумулянтов, S_{\min} – минимальная площадь внутри контура C .

В итоге мы определили базовые физические величины, необходимые для решения следующих задач.

3 Основное содержание работы

Во **Введении** (в **Главе 1**) рассматривается актуальность выбранной темы, сформулированы базовые принципы КХД, даны общие характеристики диссертационного исследования, а также дан краткий обзор.

Во **Главе 2** в рамках МВПК производится исследование термодинамики $SU(3)$ в приближении однопетлевого подхода (от англ. Single-Loop Approach, SLA), с учетом вклада низших кумулянтов, которые вводятся с помощью функций $D^H(x)$ и $D_1^E(x)$ для $T > T_c$ и определяют петли Полякова и цветомагнитное натяжение струны σ_s соответственно. Известно, что параметром порядка в $SU(3)$ глюодинамике для фазового перехода является линия Полякова, которая в нашем подходе выражается через $D_1^E(x)$. Учет цветомагнитного поля приводит к формированию цветомагнитной струны σ_s . Получив σ_s , мы находим эффективную массу глюона, что с учетом вклада линии Полякова позволяет вычислить давление $P(T)$ и аномалию следа $I(T) = \varepsilon - 3P$ в широком интервале температур. Мы также можем определить T_c , скрытое тепло и другие характеристики (некоторые рисунки приведены ниже – см. Рис. 1, 2 и 3). Эта глава организована следующим образом. В первом разделе формулируется задача. Во втором разделе сделан краткий обзор формализма МВПК для термодинамики. Далее, в разделе 3 исследуется и оценивается влияние вкладов магнитного конфайнмента в приближении SLA. Раздел 4 включает в себя численные оценки петель Полякова. Раздел 5 посвящен обсуждению фазы конфайнмента и температурной зависимости давления глоболов. В разделе 6 приведены результаты расчетов T_c , давления и аномалии следа, а в завершающем разделе 7 содержится обсуждение результатов.

В **Главе 3** показана динамическая роль петель Полякова в термодинамике КХД для случая трех цветов. Ранее в работе [31] 3D интеграл по путям $G_3(s)$ (который явно входит в выражение для глюонного давления) вычислялся в приближении, когда $\sigma_s = 0$, и в результате было получено, что $G_3(s) = \frac{1}{(4\pi s)^{3/2}}$, и глюонное давление в случае отсутствия ЦМК принимало вид

$$P_{gl}^{(0)} = \frac{2(N_c^2 - 1)}{\pi^2} T^4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^4} L_8^{(n)} = \frac{2(N_c^2 - 1)}{\pi^2} T^4 \text{Li}_4(L_8), \quad (15)$$

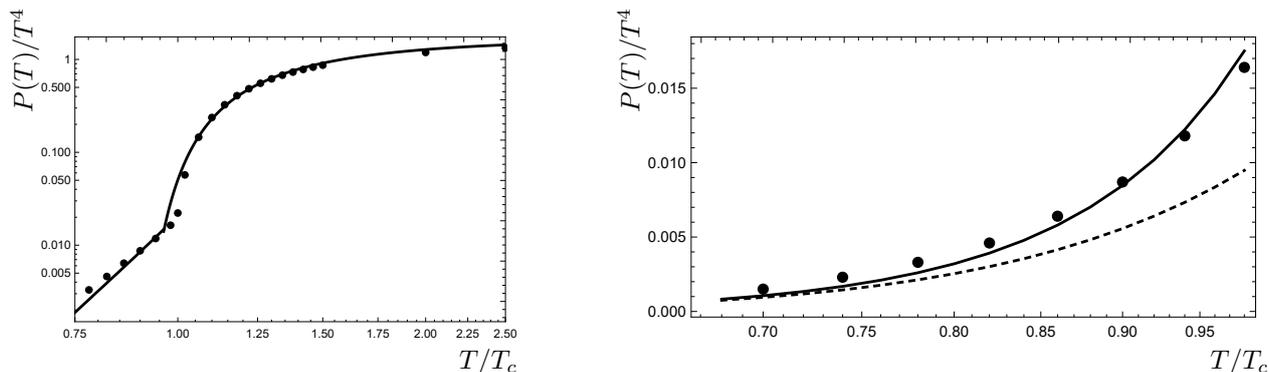


Рис. 1: На левом рисунке – давление в фазах деконфайнмента и конфайнмента в теории $SU(3)$. На правом рисунке – давление в фазе конфайнмента. Пунктирная линия – для двух самых низших глюболов (0^{++} и 2^{++}), сплошная линия – для 12 глюболов соответственно. Черные точки на обоих рисунках соответствуют решеточным данным из [30].

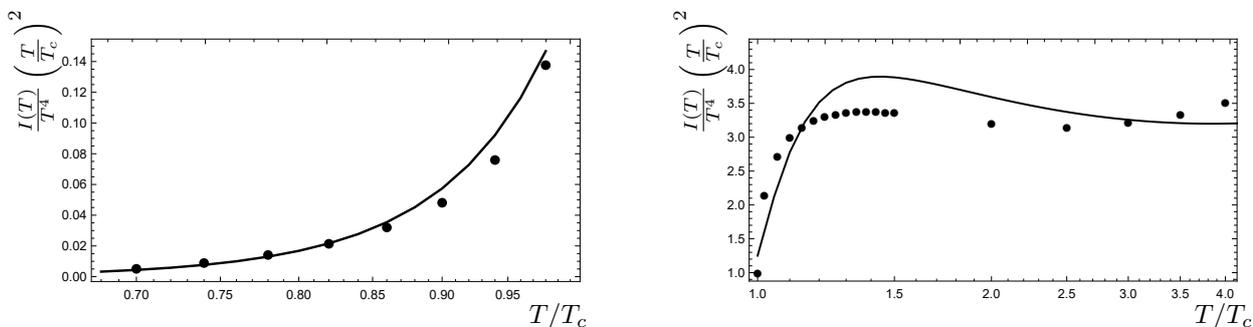


Рис. 2: Аномалия следа, умноженная на $(T/T_c)^2$ в фазе конфайнмента, представлена слева, а в фазе деконфайнмента – справа. Черные точки соответствуют решеточным данным [30].

что при $L_8 = 1$ приводило к результату Стефана – Больцмана $P_{gl}^{(SB)} = \frac{(N_c^2 - 1)\pi T^4}{45}$ и определяло асимптотическое поведение P_{gl} , когда V_1 убывает при больших T . Отсюда, в разделе 3 третьей главы было получено окончательное выражение для глюонного давления с учетом пространственного конфайнмента (в осцилляторной форме):

$$P_{gl}^{(OSC)} = \frac{2(N_c^2 - 1)}{(4\pi)^2} \sum_{n=1}^{\infty} L_8^{(n)} \int \frac{ds}{s^2} e^{-\frac{n^2}{4sT^2}} \frac{M_0^2}{\text{sh } M_0^2 s}. \quad (16)$$

Можно заметить, что в пределе $M_0^2 \rightarrow \infty$ мы получаем свободный случай (см. ур. (15)). Мы можем видеть, что линии Полякова ($L_8^{(n)}(T)$), таким образом, явно входят в термодинамические потенциалы в виде множителей и задают большую часть непертурбативной динамики, что и позволяет объяснить выявленное особое поведение зависимости $\frac{I(T)}{T^4} \left(\frac{T}{T_c}\right)^2$ (см. «плечо» на

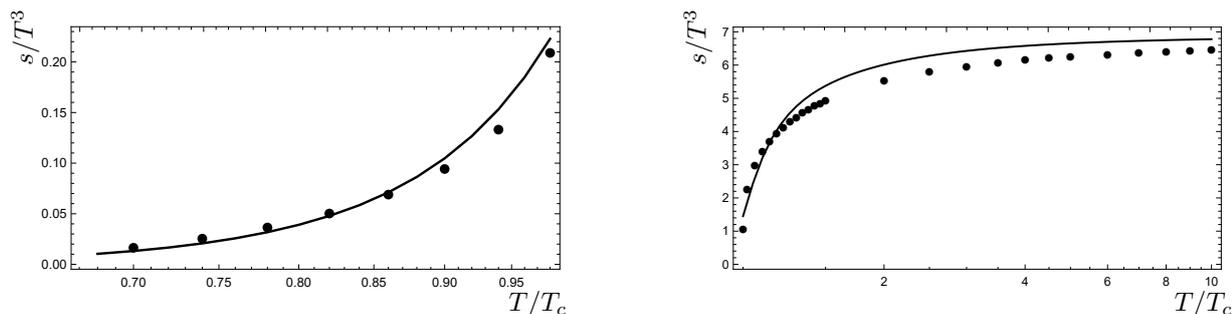


Рис. 3: Так же как и на Рис. 2, но уже для плотности энтропии.

правом Рис. 4).

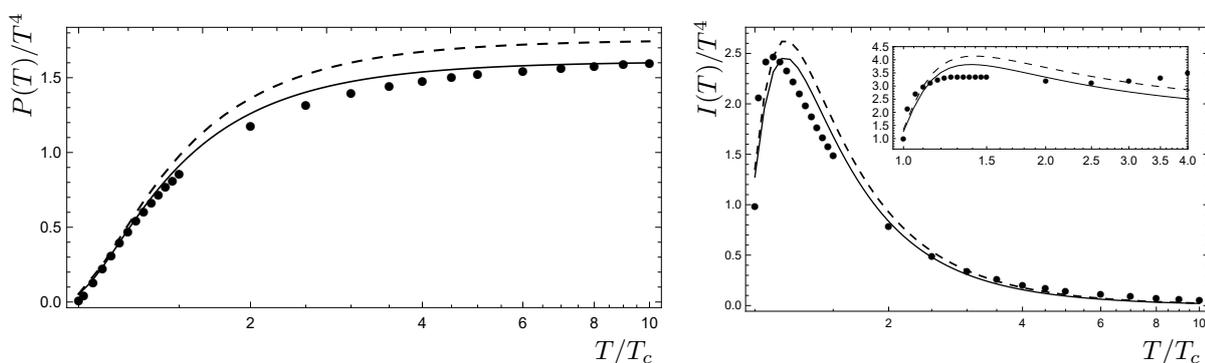


Рис. 4: Слева – давление $\frac{P(T)}{T^4}$ в теории $SU(3)$. Пунктирная линия соответствует давлению без магнитного конфайнмента (см. ур. (15)). Сплошная линия – для модифицированного осцилляторного конфайнмента, а черные точки – для решеточных данных [30]. Справа – аномалия следа $\frac{I(T)}{T^4}$. В правом верхнем углу приведен график для $\frac{I(T)}{T^4} \left(\frac{T}{T_c}\right)^2$.

В **Главе 4** мы применяем тот же подход в рамках МВПК, рассмотренный в двух предыдущих главах, к анализу КХД с $n_f > 0$ при температурах $T \geq T_0 = 175$ МэВ, с учетом точных значений линий Полякова и цветомагнитного конфайнмента. В разделе 2 мы разъясняем общий формализм. В разделе 3 рассматриваются понятия ЦМК и его динамики, получены результирующие формулы для давления $p(T)$ и аномалии следа $I(T)$. В разделе 4 мы определяем потенциал $V_1(r, T)$ и линии Полякова $L(T)$. В разделе 5 приведены численные результаты и их обсуждение. В главе 3 мы получили выражение для глюонного давления (16), а в разделе 2 четвертой главы мы определяем кварковое давление (с массой кварка m_q) для одного аромата (см. [32, 33]):

$$P_q = \frac{4N_c}{\sqrt{4\pi}} \int_0^\infty \frac{ds}{s^{3/2}} e^{-m_q^2 s} S_3(s) \times \sum_{n=1,2,\dots} (-)^{n+1} e^{-\frac{n^2}{4T^2 s}} L_{fund}^{(n)}. \quad (17)$$

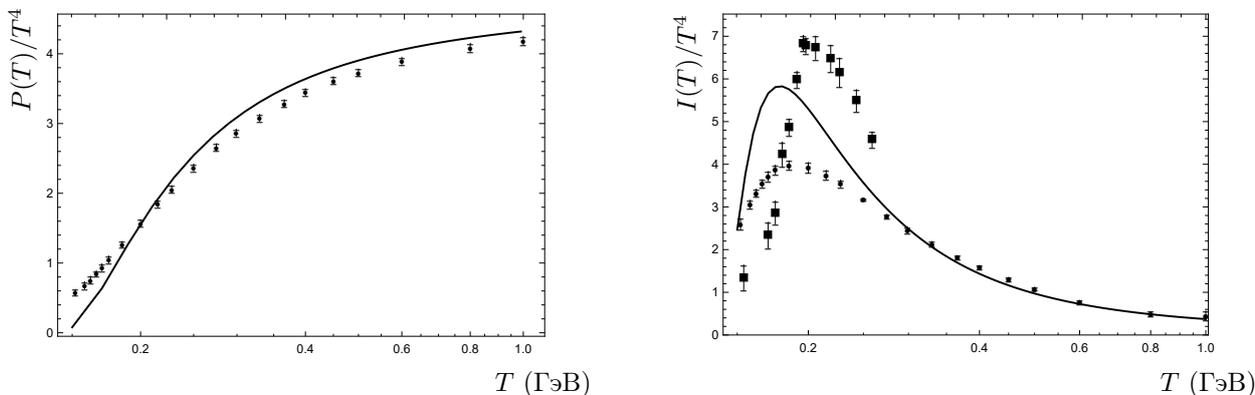


Рис. 5: Слева (сплошная линия) – сравнение давления $\frac{P(T)}{T^4}$, полученного из уравнений (16) и (17), с решеточными данными из [34] (черные точки). Справа, соответственно, аномалия следа $\frac{I(T)}{T^4}$ для давления из рисунка слева – сплошная линия, данные группы [34] соответствуют черным точкам, а данные группы [35] обозначены черными квадратами.

Сравнивая наши результаты (Рис. 5) с результатами для $p(T)$ из более старых работ [32, 33], где использовались те же определения для V_1^{np} и петель Полякова, но без учета цветомагнитного конфайнмента в G_3 и S_3 , мы приходим к выводу, что цветомагнитный вклад очень важен на всем интервале T вплоть до 1 ГэВ, в полной аналогии с $SU(3)$ глюодинамикой, которая рассматривалась в предыдущих главах. В работе [13] наши выводы были использованы, чтобы показать, что ЦМК решает, т.н. проблему Линде¹, которая существенным образом препятствовала пертурбативным расчетам при конечных температурах. Итак, в Главе 4 было показано, что формализм вакуумных полевых корреляторов может быть успешно применен к кварк-глюонной термодинамике, и его также можно распространить на более широкий класс задач, например, на случай ненулевого химического потенциала (см. [37]).

В **Главе 5** обсуждаются трубки тока (флакс-тубы) между тяжелыми кварками и антикварками, которые являются необходимым следствием механизма цветового удержания и численно исследовались на решетке в те-

¹Принято считать, что теория Янга – Миллса при конечной температуре позволяет корректно описывать термодинамику глюонного поля и фазовый переход. Однако, как показал А.Д. Линде в 1980 году [36], пертурбативный подход сталкивается с трудностью, обусловленной инфракрасными расходимостями. В частности, ряд теории возмущений для давления поля Янга – Миллса становится расходящимся, начиная с порядка $\mathcal{O}(g^6)$.

чение последних трех десятилетий, см., например, [38–45]. Это физическое явление должно существовать, каким бы ни был механизм цветового конфайнмента, и, следовательно, только понимание подробной структуры полей флакс-тубов может прояснить ключевые различия между разными моделями конфайнмента.

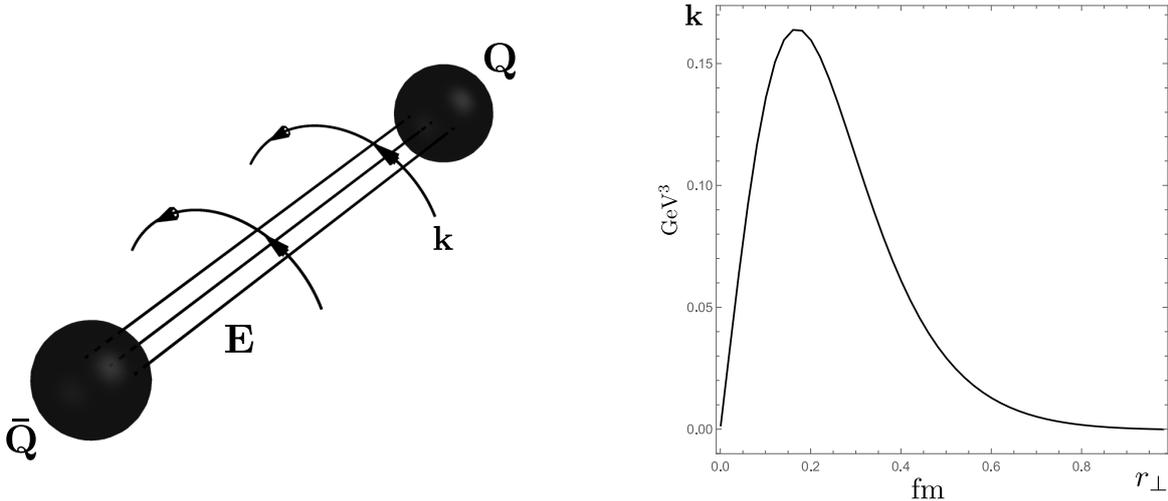


Рис. 6: Слева – цветоманнитный ток \mathbf{k} вокруг флакс-туба. Справа – зависимость поперечного радиуса от цветоманнитного тока $|\mathbf{k}(r_{\perp})|$ при $R = 0.76$ фм.

Одной из таких моделей, наиболее популярных, однако не следующей напрямую из КХД, является модель дуального сверхпроводника (МДС) [46, 47], в которой вакуум КХД может быть представлен как когерентное состояние цветоманнитных монополей. Основная трудность этого подхода заключается в отсутствии цветоманнитных монополей как реальных физических объектов или евклидовых решений КХД, поэтому их необходимо рассматривать как эффективные степени свободы в реальном физическом вакууме КХД.

В этой главе мы попытались проанализировать проблему флакс-тубов через призму МВПК (концептуально это уже обсуждалось в обзорах [26–28], где было показано, что основные свойства флакс-тубов легко получаются из этого формализма). В Главе 2 мы получили формулировку уравнения состояния КХД и температурного перехода [A2] в терминах МВПК, – а в Главе 5 полученные ранее результаты мы применили к вышеобозначенной проблеме исследования структуры флакс-тубов, которые являются важным источником информации о структуре самого конфайнмента, в том числе о температурной зависимости его составляющих.

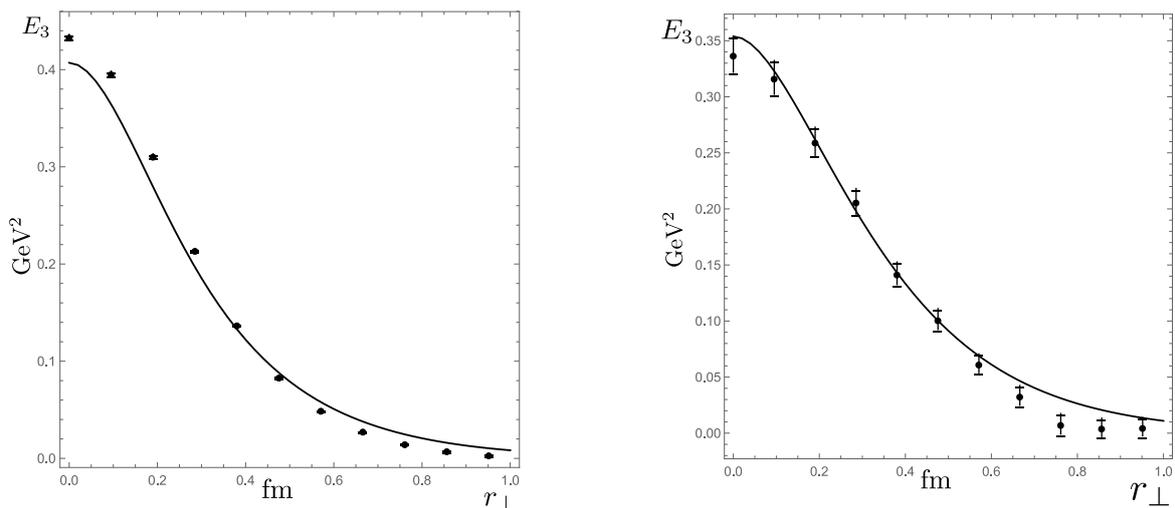


Рис. 7: Слева представлена $E_3 = E_3(r_\perp, R = 0.76$ фм) зависимость поперечного радиуса от цветоэлектрического поля при фиксированной длине флакстьюба $R = 0.76$ фм. Справа – аналогичная зависимость при $R = 1.14$ фм. Черные точки с погрешностями соответствуют решеточным измерениям из [48].

В работах [48–50] был проведен ряд измерений структуры флакстьюбов, в частности, в [48] были получены первые точные результаты как для $SU(3)$, так и для $2 + 1$ КХД. Мы сравнили эти результаты с нашим аналитическим подходом, на основе чего удалось сделать некоторые выводы о структуре флакстьюбов и механизме конфайнмента. Интересным следствием нашей теории является распределение цветоэлектрического поля \mathbf{E} , которое порождается цветовыми зарядами и экранируется в поперечном, но не в продольном направлении, что описывается коррелятором D_1^E и не имеет аналога в МДС. В работе [28] проблема экранирования пертурбативных полей за счет конфайнмента не была полностью исследована, было выдвинуто требование такого экранирования на больших расстояниях, $r \gg \lambda$, где $\lambda \approx 0.2$ фм – вакуумная корреляционная длина. Мы смогли в полной мере решить эту проблему методом, основанным на нашем формализме.

Глава организована следующим образом: в разделе 2 кратко сформулированы необходимые определения и уравнения МВПК, относящиеся непосредственно к флакстьюбам, в разделе 3 дано определение полей внутри трубок в терминах полевых корреляторов и магнитных токов. В разделе 4 приводятся результаты и представлены сравнения с данными вычислений на решетках при $T = 0$ (на приведенных графиках видно, что соответствие очень хоро-

шее). В конце приводится обсуждение результатов и намечаются возможные перспективы.

В **Заключении** кратко сформулированы основные результаты данной диссертационной работы.

Список литературы

- [A1] *N. O. Agasian, M. S. Lukashov, and Yu. A. Simonov.* Dynamical role of Polyakov loops in the QCD thermodynamics // *Mod. Phys. Lett. A.* – 2016. – Vol. 31. – P. 1650222. – arXiv:1610.01472 [hep-lat].
- [A2] *N. O. Agasian, M. S. Lukashov, and Yu. A. Simonov.* Nonperturbative $SU(3)$ thermodynamics and the phase transition // *Eur. Phys. J. A.* – 2017. – Vol. 53. – P. 138. – arXiv:1701.07959 [hep-ph].
- [A3] *М. С. Лукашов, Ю. А. Симонов.* Цветомагнитный конфайнмент в кварк-глюонной термодинамике // *Письма в ЖЭТФ.* – 2017. – Т. 105. – С. 659. – arXiv:1703.06666 [hep-ph].
- [A4] *M. S. Lukashov and Yu. A. Simonov.* Color screening in flux tubes and in the color Coulomb potential from QCD field correlators // *Phys. Rev. D.* – 2017. – Vol. 96. – P. 076019. – arXiv:1706.05712 [hep-ph].
- [1] *F. Gross, E. Klempt, S. J. Brodsky, et al.* 50 Years of Quantum Chromodynamics // *Eur. Phys. J. C.* – 2023. – Vol. 83. – P. 1125. – arXiv:2212.11107 [hep-ph].
- [2] *C. Gattringer and C. B. Lang.* Quantum chromodynamics on the lattice. – Springer, Berlin-Heidelberg, 2010.
- [3] *Yu. A. Simonov.* Field correlator method for the confinement in QCD // *Phys. Rev. D.* – 2019. – Vol. 99. – P. 056012. – arXiv:1804.08946 [hep-ph].
- [4] *Yu. A. Simonov.* The Colormagnetic Confinement in QCD // *Phys. Atom. Nucl.* – 2022. – Vol. 85. – P. 727. – arXiv:2203.07850 [hep-ph].
- [5] *M. S. Lukashov and Yu. A. Simonov.* Theory of the Deconfinement in QCD // *Phys. Atom. Nucl.* – 2023. – Vol. 86. – P. 1256. – arXiv:2305.00558 [hep-ph].
- [6] *H. G. Dosch.* Gluon condensate and effective linear potential // *Phys. Lett. B.* – 1987. – Vol. 190. – P. 177.

- [7] *H. G. Dosch and Yu. A. Simonov.* The area law of the Wilson loop and vacuum field correlators // *Phys. Lett. B.* – 1988. – Vol. 205. – P. 339.
- [8] *Yu. A. Simonov.* Vacuum background fields in QCD as a source of confinement // *Nucl. Phys B.* – 1988. – Vol. 307. – P. 512.
- [9] *H.-T. Ding, F. Karsch, and S. Mukherjee.* Thermodynamics of strong-interaction matter from Lattice QCD // *Int. J. Mod. Phys. E.* — 2015. — Vol. 24. — P. 1530007. – arXiv:1504.05274 [hep-lat].
- [10] *N. Yu. Astrakhantsev, V. G. Bornyakov, V. V. Braguta, et al.* Lattice study of static quark-antiquark interactions in dense quark matter // *J. High Energ. Phys.* – 2019. – Vol. 2019. – P. 171.– arXiv:1808.06466 [hep-lat].
- [11] *M. D’Elia.* High-Temperature QCD: theory overview // *Nucl. Phys. A.* – 2019. - Vol. 982. – P. 99. – arXiv:1809.10660 [hep-lat].
- [12] *N. Yu. Astrakhantsev, V. V. Braguta, A. Yu. Kotov, et al.* Lattice study of QCD at finite chiral density: topology and confinement // *Eur. Phys. J. A.* – 2021. – Vol. 57. – P. 15. – arXiv:1902.09325 [hep-lat].
- [13] *Yu. A. Simonov.* Magnetic confinement and the Linde problem // *Phys. Rev. D.* – 2017. – Vol. 96. – P. 096002. – arXiv: 1605.07060 [hep-ph].
- [14] *M. Shifman, A. Vainshtein, and V. Zakharov.* QCD and Resonance Physics // *Nucl. Phys. B.* – 1979. – Vol. 147. – P. 385; P. 448; P. 519.
- [15] *Yu. A. Simonov.* he Fundamental Scale of QCD // *Phys. Atom. Nucl.* – 2021. – Vol. 84. – P. 1195. – arXiv:2103.08223 [hep-ph].
- [16] *O. Kaczmarek, F. Karsch, E. Laermann, et al.* Heavy quark potentials in quenched QCD at high temperature // *Phys. Rev. D.* – 2000. – Vol. 62. – P. 034021. – arXiv:hep-lat/9908010.
- [17] *F. J. Wegner.* Duality in generalized Ising models and phase transitions without local order parameters // *J. Math. Phys.* – 1971. – Vol. 12. – P. 2259.

- [18] *K. G. Wilson*. Confinement of quarks // *Phys. Rev. D*. – 1974. – Vol. 10. – P. 2445.
- [19] *Yu. A. Simonov*. Topological Charges and Convergence of the Cluster Expansion // *Sov. J. Nucl. Phys.* – 1989. – Vol. 50. – P. 310.
- [20] *N. G. Van Kampen*. A cumulant expansion for stochastic linear differential equations. I // *Physica*. – 1974. – Vol. 74. – P. 215.
- [21] *N. G. Van Kampen*. A cumulant expansion for stochastic linear differential equations. II // *Physica*. – 1974. – Vol. 74. – P. 239.
- [22] *N. G. Van Kampen*. Stochastic differential equations // *Phys. Rep.* – 1976. – Vol. 24. – P. 171.
- [23] *Yu. A. Simonov*. Cluster Expansion for Vacuum Confining Fields // *Sov. J. Nucl. Phys.* – 1988. – Vol. 48. – P. 878.
- [24] *Yu. A. Simonov*. A new nonperturbative QCD approach to hadron physics // *Sov. J. Nucl. Phys.* – 1991. – Vol. 54. – P. 192.
- [25] *Yu. A. Simonov and H. G. Dosch*. Heavy quarkonia in a stochastic vacuum // *Z. Phys. C* – 1989. – Vol. 45. – P. 147.
- [26] *A. Di Giacomo, H. G. Dosch, V. I. Shevchenko, and Yu. A. Simonov*. Field correlators in QCD. Theory and applications // *Phys. Rept.* – 2002. – Vol. 372. – P. 319. – arXiv:hep-ph/0007223.
- [27] *Ю. А. Симонов*. Конфайнмент // *Усп. Физ. Наук.* – 1996. – Т. 166. – С. 337. – arXiv:hep-ph/9709344.
- [28] *Д. С. Кузьменко, Ю. А. Симонов, В. И. Шевченко*. Вакуум, конфайнмент и структуры КХД в методе вакуумных корреляторов // *Усп. Физ. Наук.* – 2004. – Т. 174. – С. 3. – arXiv:hep-ph/0310190.
- [29] *В. И. Шевченко*. Динамика пробных тел в квантовых теориях поля со сложным вакуумом // *Дис. ... док. физ-мат. наук: 01.04.02*. – [Место защиты: НИЯУ «МИФИ»]. – Москва, 2018. – 315 С.

- [30] *Sz. Borsanyi, G. Endrödi, Z. Fodor, et al.* Precision $SU(3)$ lattice thermodynamics for a large temperature range // *J. High Energy Phys.* – 2012. – Vol. 2012. – P. 56. – arXiv:1204.6184 [hep-lat].
- [31] *Yu. A. Simonov.* Strong interaction and bound states in the deconfinement phase of QCD // *Phys. Lett. B.* – 2005. – Vol. 619. – P. 293. – arXiv:hep-ph/0502078.
- [32] *Yu. A. Simonov.* Nonperturbative equation of state of quark-gluon plasma // *Ann. Phys.* – 2008. – Vol. 323. – P. 783. – arXiv:hep-ph/0702266.
- [33] *E. V. Komarov and Yu. A. Simonov.* Nonperturbative equation of state of quark-gluon plasma: Applications // *Ann. Phys.* – 2008. – Vol. 323. – P. 1230. – arXiv:0707.0781 [hep-ph].
- [34] *Sz. Borsanyi, G. Endrödi, Z. Fodor, et al.* The QCD equation of state with dynamical quarks // *J. High Energy Phys.* – 2010. – Vol. 2010. – P. 77. – arXiv:1007.2580 [hep-lat].
- [35] *M. Cheng, S. Ejiri, P. Hegde, et al.* Equation of state for physical quark masses // *Phys. Rev. D.* – 2010. – Vol. 81. – P. 054504. – arXiv:0911.2215 [hep-lat].
- [36] *A. D. Linde.* Infrared problem in the thermodynamics of the Yang-Mills gas // *Phys. Lett. B.* – 1980. – Vol. 96. – P. 289.
- [37] *M. A. Andreichikov, M. S. Lukashov, and Yu. A. Simonov.* Nonperturbative quark-gluon thermodynamics at finite density // *Int. J. Mod. Phys. A.* – 2018. – Vol. 33. – P. 1850043. – arXiv:1707.04631 [hep-ph].
- [38] *M. Fukugita and T. Niuya.* The distribution of chromoelectric flux in $SU(2)$ lattice gauge theory // *Phys. Lett. B.* – 1983. – Vol. 132. – P. 374.
- [39] *J. E. Kiskis and K. Sparks.* Illustrated study of flux patterns in $SU(2)$ lattice gauge theory // *Phys. Rev. D.* – 1984. – Vol. 30. – P. 1326.
- [40] *A. Di Giacomo, M. Maggiore, and S. Olejnik.* Evidence for flux tubes from cooled QCD configurations // *Phys. Lett. B.* – 1990. – Vol. 236. – P. 199.

- [41] *P. Cea and L. Cosmai.* Dual superconductivity in the SU(2) pure gauge vacuum: A lattice study // *Phys. Rev. D.* – 1995. – Vol. 52. – P. 5152. – arXiv:hep-lat/9504008.
- [42] *P. Cea, L. Cosmai, and A. Papa.* Chromoelectric flux tubes and coherence length in QCD // *Phys. Rev. D.* – 2012. – Vol. 86. – P. 054501. – arXiv:1208.1362 [hep-lat].
- [43] *P. Cea, L. Cosmai, F. Cuteri, et al.* Flux tubes in the SU(3) vacuum: London penetration depth and coherence length // *Phys. Rev. D.* – 2014. – Vol. 89. – P. 094505. – arXiv:1404.1172 [hep-lat].
- [44] *N. Cardoso, M. Cardoso, and P. Bicudo.* Inside the SU(3) quark-antiquark QCD flux tube: Screening versus quantum widening // *Phys. Rev. D.* – 2013. – Vol. 88. – P. 054504. – arXiv:1302.3633 [hep-lat].
- [45] *M. Caselle, M. Panero, R. Pellegrini, et al.* A different kind of string // *J. High Energy Phys.* – 2015. – Vol. 2015. – P. 105. – arXiv:1406.5127 [hep-lat].
- [46] *G. 't Hooft.* Gauge Fields with Unified Weak, Electromagnetic, and Strong Interactions // High Energy Physics, *Proc. of the EPS International Conference*, Palermo, Italy. – 1975. – P. 1225.
- [47] *S. Mandelstam.* Vortices and quark confinement in non-Abelian gauge theories // *Phys. Rept.* – 1976. – Vol. 23. – P. 245.
- [48] *P. Cea, L. Cosmai, F. Cuteri, et al.* Flux tubes in the QCD vacuum // *Phys. Rev. D.* – 2017. – Vol. 95. – P. 114511. – arXiv:1702.06437 [hep-lat].
- [49] *N. Cardoso and P. Bicudo.* Lattice QCD computation of the SU(3) string tension critical curve // *Phys. Rev. D.* – 2012. – Vol. 85. – P. 077501. – arXiv:1111.1317 [hep-lat].
- [50] *P. Bicudo, N. Cardoso, and M. Cardoso.* Flux Tubes at Finite Temperature // *PoS(LATTICE2016)*. – 2016. – Vol. 256. – P. 396. – arXiv:1608.07742 [hep-lat].

Лукашов Михаил Сергеевич

**Непертурбативная кварк-глюонная термодинамика
при конечной температуре**

Автореферат отпечатан с оригинал-макета,
подготовленного автором с помощью системы L^AT_EX.

Подписано в печать «___» _____ 20__ г. Формат 60 × 90 / 16. Цифровая печать.

Печ.л. 1,9. Тираж _____ экз. Заказ №_____. Индекс №_____.
