



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

2006-10
На правах рукописи

Борняков Виталий Геннадьевич

**НЕВЫЛЕТАНИЕ ЦВЕТА
В РЕШЕТОЧНЫХ НЕАБЕЛЕВЫХ
КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕОРИЯХ**

01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Протвино 2006

УДК 539.1.01

Работа выполнена в ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий (г. Протвино).

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук Б.А. Арбузов (НИИЯФ МГУ, г. Москва), доктор физико-математических наук А.Л. Катаев (ИЯИ РАН, г. Москва), доктор физико-математических наук Ю.А. Симонов (ИТЭФ, г. Москва).

Ведущая организация – Лаборатория теоретической физики ОИЯИ (г. Дубна).

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2006 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 201.004.01 при Институте физики высоких энергий по адресу: 142281, Протвино Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” _____ 2006 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 201.004.01

Ю.Г. Рябов

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 2006

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Квантовая хромодинамика (КХД) – это теория, описывающая сильные взаимодействия элементарных частиц. С помощью методов теории возмущений получены многочисленные подтверждения того, что КХД правильно описывает сильные взаимодействия в области высоких энергий. Однако при низких энергиях сильная константа связи α_s растет, делая теорию возмущений неприменимой. Таким образом, для вычислений при низких энергиях нужен другой, непертурбативный, метод вычислений в КХД, который позволил бы решить такие задачи, как вычисление фундаментальных параметров КХД – α_s и массы кварка, вычисление спектра масс адронов, разработка теории невыедания цвета и многие другие. Методом, который позволяет решать эти задачи, не используя при этом неконтролируемых приближений, является метод компьютерных вычислений, использующий решеточную формулировку КХД.

Диссертация посвящена важной задаче изучения проблемы конфайнмента в неабелевых калибровочных теориях как без полей материи, так и с фермионными полями (КХД). Инструментом для изучения этой проблемы выбраны компьютерные симуляции неабелевых калибровочных теорий в решеточной регуляризации. В диссертации

ции исследуются два подхода к решению проблемы конфайнмента – подход, основанный на идее о дуальных сверхпроводящих свойствах вакуума и доминантности вклада абелевых монополей, и подход, основанный на идее доминантности вклада центральных вихрей. Оба эти подхода при изучении в решеточной регуляризации требуют непертурбативной фиксации калибровки. Непертурбативная фиксация калибровки в неабелевых калибровочных теориях также является одной из сложных нерешенных проблем. Метод Фаддеева-Попова, используемый в теории возмущений, неприменим из-за существования грибовских копий. В диссертации предложен новый метод решения проблемы грибовских копий в численных расчетах, проводимых в решеточных теориях. С помощью этого метода получены важные результаты при изучении проблемы конфайнмента.

Основные цели работы

Целью диссертации является решение следующих проблем:

- 1) непертурбативная фиксация калибровки и проблема грибовских копий;
- 2) проверка абелевой и монополярной доминантности в неабелевых калибровочных теориях;
- 3) определение свойств монополярных кластеров в неабелевых калибровочных теориях;
- 4) проверка доминантности центральных вихрей;
- 5) определение структуры мезонной и барионной струн, образующихся между статическими источниками, при нулевой и ненулевой температуре.

Научные результаты и новизна работы

1. В максимально абелевой и двух центральных калибровках впервые показано, что при использовании стандартных методов фиксации калибровки в решеточных теориях погрешность в вычислениях калибровочно неинвариантных величин, вызванная эффектами грибовских копий, весьма существенна и может приводить к неправильным выводам.

2. Сформулирована и впервые применена численная процедура непертурбативной фиксации калибровки, соответствующая теоретическому определению Парринелло-Йона-Лазинио-Цванцигера. Найдено практическое решение проблемы грибовских копий.
3. Получены наиболее точные численные результаты, подтверждающие абелевую и монополярную доминантность в $SU(2)$ калибровочной теории. В частности, установлено, что в максимальной абелевой калибровке статический потенциал для источников, взаимодействующих только с абелевой компонентой калибровочного поля, имеет натяжение струны 93(3)% полного натяжения струны, что указывает на ведущую роль абелевых степеней свободы в проблеме невылетания. Впервые получены соответствующие результаты для непрерывного предела и проверена универсальность.
4. Обнаружена связь между инстантонами и монополями в максимальной абелевой калибровке. Получены результаты, указывающие на то, что монополь вблизи инстантона является дионом. Обнаружена абелевая доминантность для топологического заряда.
5. Установлено, что с точкой фазового перехода конфайнмент – деконфайнмент в $SU(2)$ глюодинамике совпадает перколяционный переход для кластеров монополярных токов.
6. Вычислены пропагаторы диагонального и недиагонального глюона в $SU(2)$ глюодинамике. Найдена доминантность пропагатора диагонального глюона в инфракрасной области.
7. Получены наиболее достоверные результаты для центральных калибровок, впервые показавшие, что центральная доминантность для натяжения струны более слабая, чем абелевая или монополярная. Обнаружено, что плотность проецированных центральных вихрей конечна в непрерывном пределе.
8. Впервые показано, что абелевая доминантность и монополярная доминантность для мезонного статического потенциала, подтвержденные ранее для глюодинамики, являются также свой-

ствами КХД. Обнаружена абелевая доминантность для барионного статического потенциала.

9. Исследован профиль мезонной абелевой струны в $SU(3)$ глюодинамике и в КХД. Установлено, что дуальный закон Ампера для абелевого электрического поля и абелевых монопольных токов выполняется качественно. Для ширины абелевой адронной струны получено значение порядка 0.3 Фм и обнаружено, что ширина не зависит от длины струны в диапазоне длин от 0.6 Фм до 1.9 Фм . Впервые вычислена глубина проникновения для модели дуального сверхпроводника, получены значения $\lambda=0.17(1) \text{ Фм}$ для $SU(3)$ глюодинамики и $\lambda=0.15(1) \text{ Фм}$ для КХД.
10. В $SU(3)$ глюодинамике и в КХД впервые вычислены глюобольный и глюоламповый спектры в абелевой проекции. Показано, что полученные значения являются хорошим приближением калибровочно-инвариантных значений, а значение для массы 1^{+-} глюолампа согласуется с $1/\lambda$.
11. При исследовании полей внутри бариона, состоящего из трех статических кварков, обнаружено, что в режиме невылетания наблюдается Y -подобная конфигурация полей, соответствующая трехчастичному потенциалу, который нельзя описать как сумму парных сил. Результат получен в $SU(3)$ глюодинамике и в КХД в абелевой проекции.
12. Предложено и подтверждено результатами численных расчетов описание статического мезонного потенциала в фазе конфайнмента КХД при ненулевой температуре с помощью двух состояний. При нескольких значениях температуры вычислены эффективное натяжение струны, конституентная масса кварка и расстояние, на котором рвется струна. Те же величины вычислены для источников, взаимодействующих с монопольной компонентой калибровочного поля. Сделан вывод о монопольной доминантности.
13. Впервые получены результаты для профиля струны в статическом мезоне и в статическом барионе в КХД при ненулевой температуре и изучена их зависимость от температуры. Обна-

ружено увеличение ширины струны при возрастании температуры.

Научная и практическая ценность.

Полученные в диссертации результаты могут быть использованы при решении широкого круга задач, возникающих при изучении непертурбативных свойств неабелевых калибровочных теорий:

1. Предложенный метод фиксации калибровки на решетке, благодаря практическому решению проблемы грибовских копий, позволил сделать результаты решеточных вычислений в максимально абелевой калибровке и в центральных калибровках достоверными. Метод признан наилучшим для решения проблемы грибовских копий в этих калибровках и широко используется в настоящее время.
2. Полученные результаты для абелевого и монополярного натяжения струны используются как наиболее достоверные количественные оценки абелевой и монополярной доминантности.
3. Результаты для профиля абелевой барионной струны позволили окончательно разрешить многолетний спор о форме непертурбативного взаимодействия статических кварков в этой системе, что важно для изучения структуры барионов.
4. Предложенный вид мезонного потенциала в КХД при конечной температуре может быть использован для изучения спектра чармония при ненулевой температуре в потенциальных моделях.
5. Полученные в диссертации результаты используются при изучении проблемы невылетания с помощью других методов, например в методе полевых корреляторов, а также при исследовании максимально абелевой калибровки аналитическими методами.

Апробация диссертации

Представленные на защиту результаты докладывались на семинарах ОТФ ИФВЭ, ИТЭФ, ДЭЗИ, университетов: Гумбольдта (Берлин), Свободного (Берлин), Билефельда, Каназавы, Фукуоки, Хиросимы, Цукубы; на многочисленных международных конференциях,

в том числе на XV Международном семинаре по физике высоких энергий и теории поля (Протвино, 1994), на IX (1991, КЕК), X (1992, Амстердам), XI (1993, Даллас), XII (1994, Билефельд), XIV (1996, Сент Луис), XV (1997, Эдинбург), XVI (1998, Боулдер), XVII (1999, Пиза), XIX (2001, Берлин), XX (2002, Бостон) Международных конференциях по решеточной теории поля, на Международной конференции “Квантовая хромодинамика и конфайнмент цвета” (Осака, 2000), на V Международной конференции “Конфайнмент кварков и адронный спектр” (Гарняно, 2002), на XVI Международной конференции PANIC (Осака, 2002), на Международном семинаре “Вычислительная адронная физика” (Никозия, 2005).

Публикации. Результаты, представленные в диссертации, опубликованы в российских и зарубежных реферируемых журналах — 17 статей (Список литературы, [1–17]), а также в трудах Международных конференций — 22 статьи (Список литературы, [18–39]).

Структура диссертации. Диссертация включает в себя Введение (глава 1), 7 глав основного текста, Заключение (глава 9) и два приложения. Объем диссертации 265 страниц, включая 91 рисунок и 15 таблиц. Список литературы содержит 239 ссылок.

Содержание работы

Во **Введении** (глава 1) описана решеточная регуляризация в квантовой теории поля, введены основные понятия и обозначения, используемые в последующих главах. Решеточная формулировка квантовой теории поля имеет следующие особенности. Теория формулируется в евклидовом пространстве. Выражение для производящего функционала \mathcal{Z} становится похожим на статистическую сумму:

$$\mathcal{Z} = \int \int \mathcal{D}A \mathcal{D}\varphi e^{-S(A,\varphi)}, \quad (1)$$

где S — действие теории в евклидовом пространстве; $A_\mu(x)$ — калибровочное поле; $\varphi(x)$ — поле материи. Аналогия со статистической физикой становится совсем полной после перехода к дискретному пространству–времени. При этом рассматривается конечный объем

в четырехмерном евклидовом пространстве, $0 \leq x_1, x_2, x_3, x_4 \leq L$, и предполагается, что координаты принимают дискретные значения. Таким образом получаем четырехмерную решетку с узлами в точках $s = (n_1, n_2, n_3, n_4)$, $1 \leq n_i \leq N = L/a$, a — шаг решетки. Решеточное калибровочное поле $U_\mu(s)$ определено на ребрах решетки и принимает значения в калибровочной группе, поля материи определены в узлах решетки. Производящий функционал теории сводится теперь к конечномерному интегралу:

$$\mathcal{Z} = \int \prod_{s, \mu} dU_\mu(s) \prod_s d\varphi(s) e^{-S(U, \varphi)}. \quad (2)$$

Переход от континуального интегрирования к конечномерному интегралу позволяет вычислять квантовые средние численно. Непрерывный предел, то есть предел снятия обрезания, соответствует пределу $a \rightarrow 0$ при $L = Na = \text{const}$, то есть $N \rightarrow \infty$. Различают наивный непрерывный предел, при котором константа связи не изменяется, и квантовый непрерывный предел, при котором константа связи $g \rightarrow 0$ в соответствии с уравнением ренормгруппы. Реальные расчеты проводятся при конечных N и a , а систематические ошибки оцениваются стандартным образом путем варьирования числа узлов решетки, $N_{\text{sites}} = N^4$, и шага решетки, a .

Вильсоновское решеточное действие для калибровочного поля имеет вид

$$S_W^G = \beta \sum_P \left(1 - \frac{1}{3} \text{Re Tr} U_P \right), \quad (3)$$

где $\beta = 2N_c/g^2$ — решеточная константа связи, "плакетная матрица" $U_P \equiv U_{\mu\nu}(s)$ построена из реберных переменных $U_\mu(s)$ следующим образом:

$$U_{\mu\nu}(s) = U_\mu(s) U_\nu(s + \hat{e}_\mu) U_\mu^\dagger(s + \hat{e}_\nu) U_\nu^\dagger(s). \quad (4)$$

В наивном непрерывном пределе это решеточное действие совпадает с действием поля Янга-Миллса.

Во Введении также обсуждается важность проблемы конфайнмента и существующие на данный момент подходы к ее решению.

Обосновывается актуальность темы диссертации, сформулированы цели работы, показаны научная новизна проводимых исследований и их практическая ценность, а также кратко представлено содержание работы.

В **Главе 2** описаны различные подходы к фиксации калибровки в формализме функционального интеграла. Дан краткий обзор методов, используемых для фиксации калибровки на решетке. Сформулирован предлагаемый в диссертации метод фиксации калибровки, позволяющий значительно уменьшить эффекты грибовских копий, а также получить оценку оставшейся погрешности, вызванной грибовскими копиями.

Идея абелевой проекции, предложенной Г' Хуфтом и сформулированной в решеточной регуляризации Ширхольцем с соавторами, заключается в частичной фиксации калибровочной свободы таким образом, что максимальная абелевая подгруппа (подгруппа Картана) остается ненарушенной. После такой фиксации калибровки теория может рассматриваться как абелевая калибровочная теория с магнитными монополями и заряженными полями материи (кварками и недиагональными глюонами). Предполагается, что низкоэнергетические свойства КХД обеспечиваются абелевыми степенями свободы – в этом заключается свойство абелевой доминантности.

Г' Хуфтом было предложено несколько абелевых калибровок и среди них максимальная абелевая (МА) калибровка была единственной, для которой может быть записано дифференциальное калибровочное условие и которая является перенормируемой. Вычисления на решетке показали, что эта калибровка самая подходящая для исследования абелевой проекции калибровочных теорий.

Для $SU(2)$ решеточной калибровочной теории фиксация МА-калибровки задается максимизацией функционала ($V = N_{\text{sites}}$)

$$F(U) = \frac{1}{8V} \sum_{s,\mu} \text{Tr} \left(\sigma_3 U_\mu(s) \sigma_3 U_\mu^\dagger(s) \right) \quad (5)$$

по отношению к локальным калибровочным преобразованиям

$$U_\mu(s) \rightarrow U_\mu^g(s) = g(s) U_\mu(s) g^\dagger(s + \hat{\mu}). \quad (6)$$

Условие максимизации функционала (5) фиксирует (помимо некоторых типов вырождения, не связанных с локальными преобразованиями) $g(s)$ с точностью до умножения $g(s) \rightarrow v(s)g(s)$ с $v(s) = \exp(i\alpha(s)\tau_3)$, где $\tau_3 = \sigma_3/2$ — матрица Паули, $-2\pi \leq \alpha(s) < 2\pi$, т.е. $g(s) \in SU(2)/U(1)$. Можно показать, что этому условию соответствует в непрерывном пределе дифференциальное билинейное калибровочное условие

$$(\partial_\mu \pm igA_\mu^3)A_\mu^\pm = 0, \quad A_\mu^\pm = A_\mu^1 \pm iA_\mu^2. \quad (7)$$

Известно, что в рамках теории возмущений это условие соответствует перенормируемой калибровке.

В диссертации впервые предложено использование алгоритма симулированного медленного охлаждения, который является одним из лучших алгоритмов для численного решения различных сложных проблем оптимизации, для решения задачи фиксации калибровки. Идея алгоритма заключается в рассмотрении функционала $F(U)$ как действия некоторой спиновой системы

$$S(\sigma) = F(U^g) = \frac{1}{8V} \sum_{s,\mu} \text{Tr} \left(\sigma(s)U_\mu(s)\sigma(s + \hat{\mu})U_\mu^\dagger(s) \right), \quad (8)$$

где $\sigma(s) = g(s)^\dagger \sigma_3 g(s)$ являются спиновыми переменными. Решеточные поля $U_\mu(s)$ играют роль почти случайных локальных констант взаимодействия. Максимизация функционала $F(U)$ достигается понижением до нуля температуры T_{sp} в спиновой модели с производящей функцией

$$Z = \sum_{\{\sigma(s)\}} \exp \left(\frac{1}{T_{sp}} S(\sigma) \right), \quad (9)$$

которую можно рассматривать как вариант модели спиновых стекол. Процедура фиксации начинается с приведения этой системы спиновых стекол в равновесие при некоторой, достаточно большой температуре. Затем T_{sp} понижается адиабатически. Очевидно, что в пределе $T_{sp} \rightarrow 0$ система должна перейти в состояние с максимальным значением S . Достоинства алгоритма симулированного медленного охлаждения по сравнению со стандартными алгоритмами могут

быть сформулированы на языке физики твердого тела: стандартная релаксация, которая соответствует очень быстрому охлаждению, может вызвать образование дефектов, которые не образуются при адиабатическом охлаждении. Для улучшения адиабатического движения спиновых переменных в фазовом пространстве спиновой модели мы используем процедуру перерелаксации. Соответственно, алгоритм можно назвать симулированным медленным охлаждением с перерелаксацией.

Далее в диссертации представлены результаты численных расчетов, показывающие, что систематическая погрешность, вызванная неполной фиксацией калибровки (т.е. эффектами грибовских копий), которая игнорировалась во всех предыдущих работах, посвященных абелевой проекции, является существенной и может быть больше статистической погрешности. Это позволяет сделать вывод, что вычисление с высокой точностью калибровочно-неинвариантных величин, например абелевого натяжения струны, невозможно без значительного уменьшения этого вида систематической погрешности. В диссертации демонстрируются преимущества предложенного метода уменьшения этой систематической погрешности и предложен способ оценки оставшейся погрешности, вызванной эффектами грибовских копий.

В **Главе 3** представлены результаты изучения абелевой и монополярной доминантности в $SU(2)$ калибровочной теории в МА-калибровке.

Вычисления были выполнены на решетке с числом узлов $N^4 = 32^4$, при $\beta = 2.5115$. Размер решетки в физических единицах составляет 2.7 Фм, а шаг решетки $a = 0.084$ Фм. Для решетки такого размера эффекты конечности объема пренебрежимо малы. Эффекты конечности шага решетки также невелики. Важные аспекты абелевой проекции в МА-калибровке были впервые изучены с учетом всех систематических эффектов и с наименьшими на момент исследования значениями соответствующих погрешностей, что стало возможным благодаря использованию большой решетки, большой статистики, использования наиболее передовых методов анализа численных данных и нового метода фиксации калибровки.

Изучались следующие абелевые наблюдаемые (т.е. величины, выраженные через абелевые калибровочные поля): статический потенциал и натяжение струны для источников с зарядом один и два, что соответствует неабелевым величинам в фундаментальном и присоединенном представлениях; фотонный и монополярный вклады в абелевые потенциал и натяжение струны; плотность монополей. На рис. 1 показаны неабелевый и абелевый статические потенциалы.

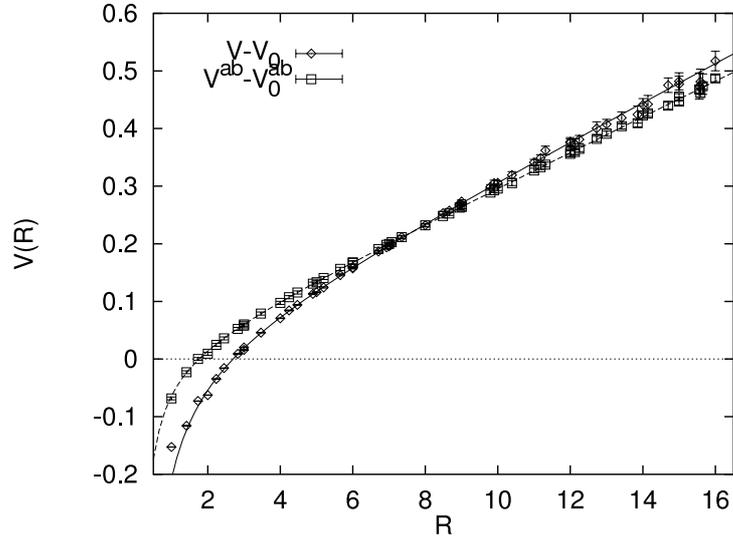


Рис. 1. Абелевый и неабелевый потенциалы V^{ab} и V .

Представлены следующие результаты. Получено отношение абелевого натяжения струны к неабелевому, равное $0.92(4)$, которое на тот момент было наиболее точной оценкой этой величины. Результаты исследования разложения статического абелевого потенциала на монополярную и фотонную части качественно подтвердили результаты других авторов, но имеют намного более высокую точность. В частности, применяя новый метод для вычисления монополярного вклада в потенциал, мы вычислили его параметры с более высокой точностью. Впервые вычислены отношение монополярного натяжения струны к абелевому, получено значение $0.95(2)$. Также впер-

вые получено приближение абелевой проекции $\sigma^{ab,2}$ для натяжения струны в присоединенном представлении. Результат для отношения $\sigma^{ab,2}/\sigma^{ab} = 2.23(5)$ находится в качественном согласии с результатами для отношения натяжения струны в присоединенном и фундаментальном представлениях.

Проведена проверка универсальности абелевой доминантности путем сравнения результатов, полученных с использованием стандартного вильсоновского действия и улучшенного действия. Получены значения важных для абелевой доминантности величин в непрерывном пределе, т.е. в пределе снятия обрезания. Полученные результаты позволили сделать выводы о сохранении абелевой доминантности после снятия обрезания, а также об универсальности абелевой доминантности, то есть независимости от выбора решеточного действия.

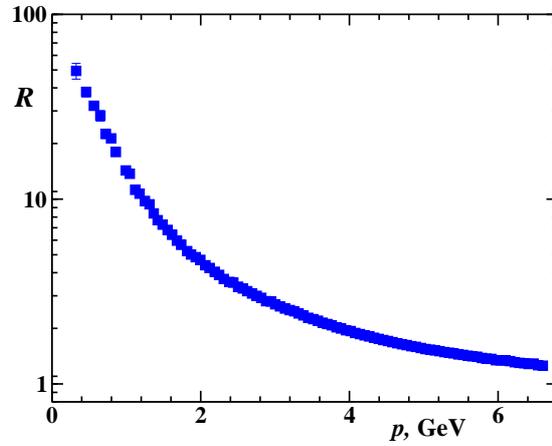


Рис. 2. Отношение поперечных диагонального и недиагонального факторов как функция импульса p .

Результаты для глюонных пропагаторов, полученные в МА-калибровке в $SU(2)$ глюодинамике, ясно показывают, что в ИК-области пропагатор недиагонального глюона сильно подавлен по сравнению с пропагатором диагонального глюона, см. рис. 2. Этот факт предполагает, что на больших расстояниях цветные объекты взаимодействуют в основном за счет обмена диагональным глюоном, что согласуется с абелевой доминантностью.

В **Главе 4** представлены результаты изучения свойств монополярных кластеров. Интерес к абелевым монополям в неабелевых калибровочных теориях вызван привлекательностью дуально сверхпроводящего механизма конфайнмента.

В диссертации представлены результаты, впервые продемонстрировавшие наличие перколирующего кластера в фазе конфайнмента и совпадение перколяционного перехода с фазовым переходом конфайнмент-деконфайнмент, см. рис. 3.

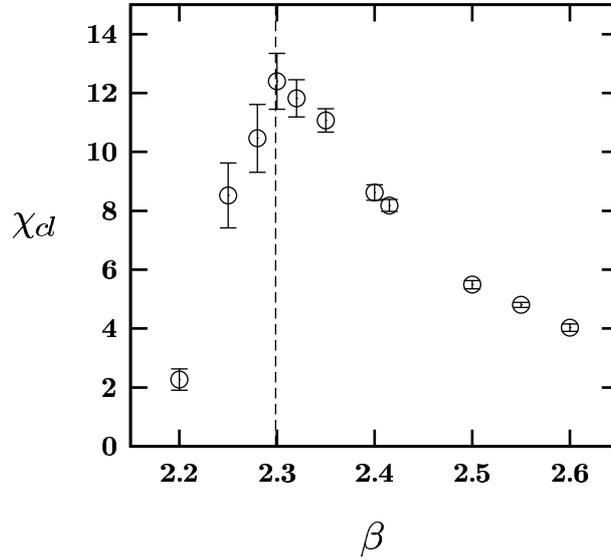


Рис. 3. Кластерная восприимчивость как функция β . Вертикальная пунктирная линия указывает точку фазового перехода.

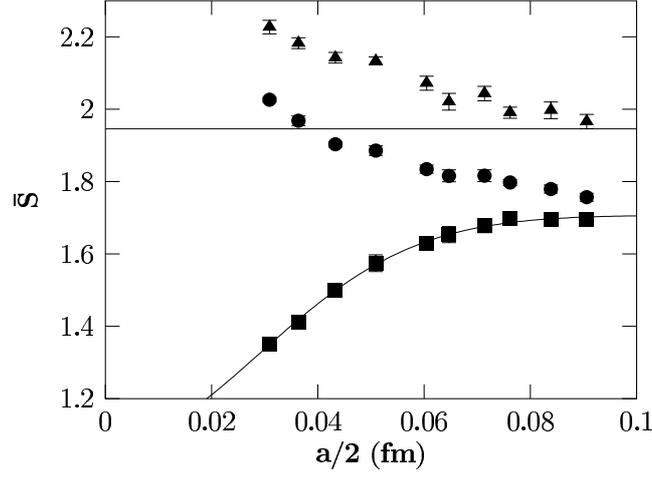


Рис. 4. Зависимость избытка неабелевого действия \bar{S} от расстояния до монополя $a/2$ для всех монополей (круги), для монополей из перколирующего кластера (квадраты) и монополей из конечных кластеров (треугольники). Пунктирная линия соответствует $\ln 7$.

Вычислен избыток неабелевого действия, обусловленный присутствием монополя, и показано, что для перколирующего кластера эта величина меньше энтропийного фактора (рис. 4), что является прямой проверкой баланса между действием и энтропией для монополей из перколирующего кластера.

Вычислена плотность монополей в перколирующем кластере в непрерывном пределе: $\rho_{mon}^{perc} = 0.65(2)\sigma^{3/2}$. Используя это значение, дана оценка среднего расстояния между монополями $d_{mon} = 1.15(1)/\sqrt{\sigma} = 0.52(1)$ Фм. Получено также, что некоторые другие величины, характеризующие перколирующий монополярный кластер, например число самопересечений, имеют конечные значения в непрерывном пределе.

Приведены результаты, впервые обнаружившие связь между инстантонными и монополярными конфигурациями – решеточный инстантон или несколько инстантонов окружены монополярной петлей. Более того, показано, что монополярный в этом случае несет также электрический заряд, то есть является дионом. Для топологического

заряда, вычисляемого после сглаживания вакуумных полей, обнаружена абелевая доминантность.

Сформулировано новое определение параметра беспорядка $D(x - y)$ для фазового перехода конфайнмент-деконфайнмент, которое в пределе бесконечного расстояния $|x - y|$ имеет физический смысл квадрата среднего от оператора рождения монополя, т.е. сигнализирует конденсацию монополей. Приведены результаты численных расчетов, подтверждающие соответствующее поведение параметра беспорядка: неравенство нулю в фазе конфайнмента и зануление (в пределе бесконечного объема) в фазе деконфайнмента.

В **Главе 5** представлены результаты изучения центральной доминантности в $SU(2)$ калибровочной теории в прямой центральной (ПЦ) и в непрямой центральной (НПЦ) калибровках.

Для фиксации ПЦ-калибровки впервые использовался алгоритм симулированного медленного охлаждения. Показано, что этот алгоритм позволяет получить более высокие максимумы калибровочного функционала $F(U)$, чем полученные ранее с помощью других алгоритмов. Хотя достигнутое увеличение значения $\langle F_{max} \rangle$ не выглядит значительным, оно приводит к существенному изменению значений калибровочно-неинвариантных величин. Эти изменения, в свою очередь, привели к выводам, противоположным тем, которые были сделаны ранее другими авторами, использовавшими менее эффективные алгоритмы.

Были вычислены спроецированное натяжение струны $\sigma_{Z(2)}$ и плотность P-вихрей $\langle \rho \rangle$ на решетках с линейным размером в физических единицах от 1.4 Фм до 3 Фм. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что только на самых маленьких использованных решетках ($L = 12$ для $\beta = 2.4$ и $L = 16$ для $\beta = 2.5$) наблюдаются, не очень большие, эффекты конечного объема. Данные, полученные на решетках размером больше чем 1.7 Фм, указывают на отсутствие существенных эффектов конечного объема.

Результаты для плотности P-вихрей показывают, что отношение этой плотности к $\sigma_{SU(2)}$ слабо зависит от β в изучаемой области значений константы связи, что опровергает ранний асимптотический скейлинг этой плотности, найденный другими авторами, но указы-

вает на наличие скейлинга плотности Р-вихрей. Наличие скейлинга плотности Р-вихрей обнаружено впервые.

Показано, что спроецированное натяжение струны $\sigma_{Z(2)}$ не воспроизводит полное натяжение струны $\sigma_{SU(2)}$. Полученное отношение

$$\sigma_{Z(2)}/\sigma_{SU(2)} \approx 0.66(2) \quad (10)$$

довольно далеко от единицы. Сравнивая результаты для двух значений шага решетки, мы не обнаружили приближения этого отношения к единице в непрерывном пределе.

Аналогичные результаты получены для НПЦ-калибровки. Поскольку Р-вихри и в ПЦ-, и в НПЦ-калибровках не воспроизводят полное натяжение струны, это ставит под сомнение возможность объяснения конфайнмента, используя только эти объекты.

В **Главе 6** представлены результаты изучения абелевой и монополюсной доминантности при нулевой температуре в $SU(3)$ решеточной калибровочной теории и в решеточной КХД с динамическими кварками.

Фиксация МА-калибровки в случае $SU(3)$ калибровочной группы сводится к максимизации функционала:

$$F[U] = \frac{1}{12V} \sum_{s,\mu} (|U_\mu^{11}(s)|^2 + |U_\mu^{22}(s)|^2 + |U_\mu^{33}(s)|^2), \quad (11)$$

где U_μ^{ii} — диагональные элементы матрицы U_μ , по локальным калибровочным преобразованиям $g(s)$: $U_\mu(s) \rightarrow U_\mu^g(s) = g(s)^+ U_\mu(s) g(s + \hat{\mu})$. В диссертации впервые использован алгоритм симулированного медленного охлаждения для фиксации этой калибровки в случае теории с группой $SU(3)$. Показано, что применение обычного релаксационного алгоритма приводит к очень большим, до 20 %, систематическим ошибкам.

После фиксации МА-калибровки из решеточных реберных переменных $U_\mu(s) \in SU(3)$ извлекаются абелевые поля:

$$u_\mu(s) = \text{diag} \left(u_\mu^{(1)}(s), u_\mu^{(2)}(s), u_\mu^{(3)}(s) \right), \quad (12)$$

где

$$u_\mu^{(l)}(s) = e^{i\theta_\mu^{(l)}(s)}, \quad \theta_\mu^{(l)}(s) \in \left[-\frac{4}{3}\pi, \frac{4}{3}\pi\right]. \quad (13)$$

Абелево поле $u_\mu(s)$ определяется из условия максимизации величины $|\text{Tr} \left(U_\mu^\dagger(s) u_\mu(s) \right)|^2$. Функционал (11) инвариантен относительно калибровочных преобразований $g(s) \in U(1) \times U(1)$, т.е. калибровочная свобода фиксирована не полностью. Абелевые переменные $u_\mu(s)$ играют роль калибровочных полей и преобразуются $U(1) \times U(1)$ калибровочными преобразованиями:

$$u_\mu(s) \rightarrow g(s) u_\mu(s) g^\dagger(s + \hat{\mu}). \quad (14)$$

Полученная после фиксации калибровки теория обладает также вейлевской симметрией.

Обнаружено, что в КХД плотность монополей больше, чем в глюодинамике. Этот факт согласуется с предположением, что фермионный детерминант приводит к притяжению инстантонов и антиинстантонов, возрастающему с уменьшением массы кварка. Это вызывает образование инстантон–антиинстантонных пар, суммарное число инстантонов и антиинстантонов возрастает, и, соответственно, должна возрастать плотность монополей, так как монополи скоррелированы с инстантонами, как показано в главе 4.

Полученные результаты позволили сделать вывод о том, что абелевая и монополярная доминантность выполняются с хорошей точностью и в $SU(3)$ глюодинамике, и в полной КХД. В частности, монополярный вклад дает более 80 % абелевого натяжения струны, а фотонная часть потенциала вообще не дает вклада в σ . Все эти факты находятся в согласии с монополярным механизмом невыедания цвета.

Если модель вакуума как дуального сверхпроводника верна, то монополярный заряд должен экранироваться экспоненциально фактором $e^{-\frac{r}{\xi}}$. Мы действительно наблюдали подобную экранировку, измеряя магнитный поток через сферу радиуса r , окружающую магнитный монополь. В конечном объеме поток должен падать не

экспоненциально, а как

$$\Phi(r) = \Phi_0 \cdot e^{-\frac{L}{2\xi}} \operatorname{sh} \frac{L-2r}{2\xi}, \quad (15)$$

где L — размер решетки. Подгонка параметров Φ_0 и ξ численными данными дает значения ξ около 0.3 Фм в глюодинамике и 0.25 Фм в КХД.

Нами впервые изучался профиль адронной струны в решеточной теории с калибровочной группой SU(3). Расстояние между статическими кварком и антикварком составляло ~ 1 Фм. На рис. 5 показана средняя плотность действия. Подгонкой профиля плотности действия $\rho_A(r_\perp, x = \frac{r}{2})$ гауссовской подгоночной функцией

$$\rho_A(r_\perp, x = \frac{r}{2}) = \operatorname{const} e^{-\frac{r_\perp^2}{\delta^2}} \quad (16)$$

получено значение ширины струны $\delta = 0.29(1)$ Фм как для КХД, так и для SU(3) глюодинамики.

На рис. 6 изображено электрическое поле струны. Хорошо видно, что в узкой области вокруг оси, соединяющей кварк с антикварком, поле направлено вдоль этой оси, как это и ожидается для струны, приводящей к невылетанию.

Профиль продольной компоненты электрического поля в абелевой струне подгонялся для поперечного расстояния $r_\perp > 0.25$ Фм функцией

$$E_x = \operatorname{const} \cdot e^{-\frac{r_\perp}{\lambda}}. \quad (17)$$

Получены результаты для глубины проникновения $\lambda = 0.15(1)$ Фм для КХД и $\lambda = 0.17(1)$ Фм для SU(3) глюодинамики.

Получен результат, показывающий, что дуальный закон Ампера выполняется приближенно для средних абелевого электрического поля $\langle \vec{E} \rangle$ и абелевого монополярного тока $\langle \vec{k} \rangle$ в окрестности струны между кварком и антикварком. То, что внутри струны, ответственной за невылетание, выполняется дуальный закон Ампера, является весьма нетривиальным фактом.

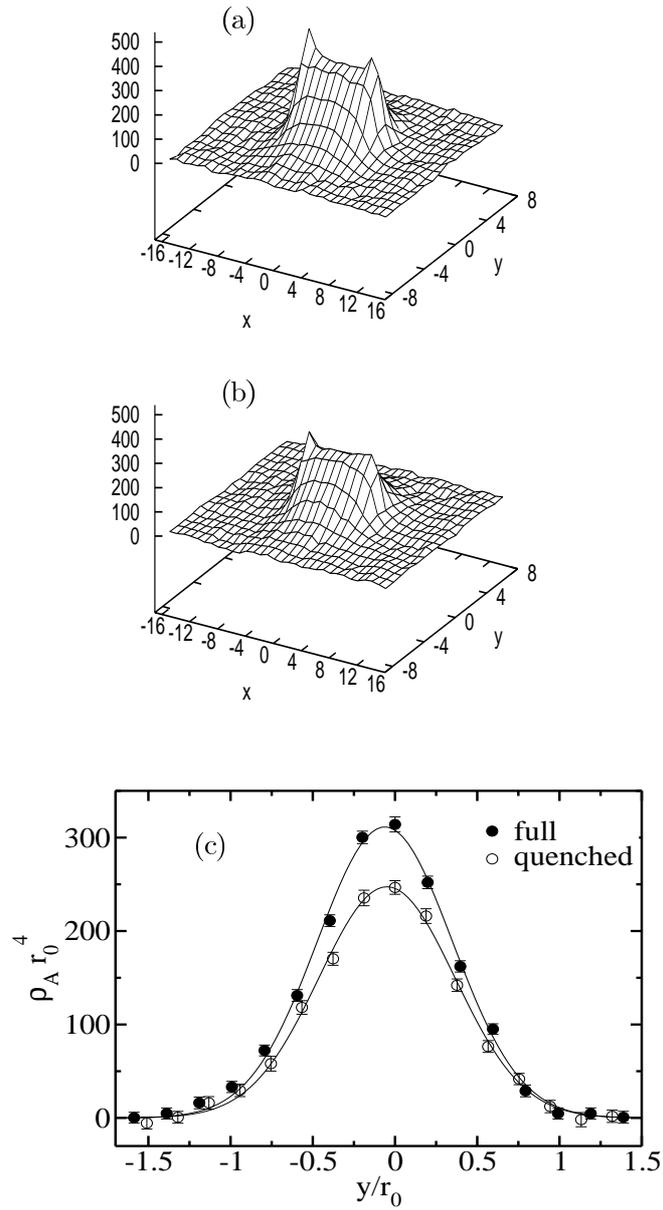


Рис. 5. Плотность действия $\rho_A(s)r_0^4$ абелевой струны в КХД (а) и в SU(3) глюодинамике (б) и профиль плотности в центре струны для обеих теорий (с).

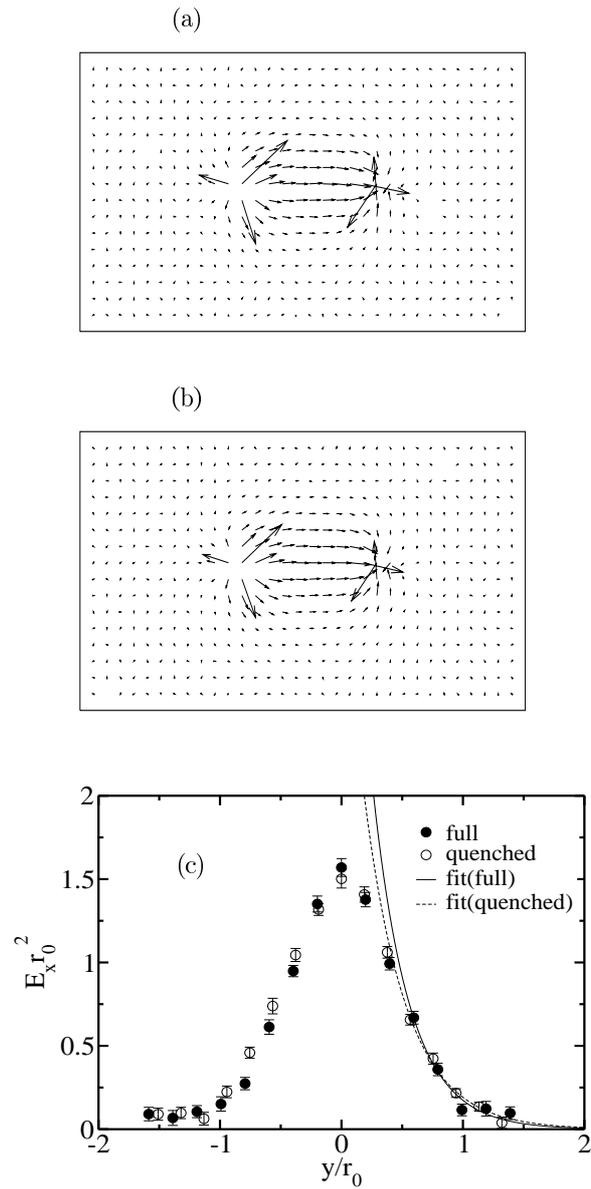


Рис. 6. Электрическое поле струны в КХД (а) и в SU(3) глюодинамике (b) и его профиль в центре струны для обеих теорий (c).

Этот факт согласуется с дуально сверхпроводящей моделью конфайнмента, в частности с предсказаниями дуальной абелевой модели Хиггса. Также в качественном согласии с этой моделью находится полученное распределение в пространстве монопольных токов, имеющее вид соленоидальных токов.

Если в КХД пробные кварк и антикварк разделить большим расстоянием, то струна между ними разорвется благодаря рождению из вакуума кварк–антикварковой пары. В диссертации рассматривается теория с кварками массы ~ 100 Мэв, и в этом случае расстояние, на котором ожидается разрыв струны, оценивается в 1.2 Фм. Электрическое поле струны было вычислено на решетке $24^3 \cdot 48$, для $r/a = 18$, что соответствует длине струны 1.6 Фм. Для уменьшения статистического шума электрическое поле извлекалось из монопольной части реберных переменных. Несмотря на большую длину струны, не обнаружено никаких признаков разрыва. Объяснение этого факта следующее. Перекрытие состояния, создаваемого оператором вильсоновской петли, с состоянием, соответствующим разорванной струне, очень мало, и вклад этого состояния становится заметным только при большом значении евклидоваго времени вильсоновской петли. Максимальное значение $T \sim 1.0$ Фм, использованное в наших вычислениях, оказалось недостаточным.

Подгонка профиля плотности действия длинной струны при помощи формулы (16) дает $\delta=0.30(3)$ Фм, и это значение в пределах ошибок совпадает со значением, полученным для $r=1$ Фм. Этот результат противоречит предсказаниям об уширении струны с ростом расстояния r , полученным в обычно рассматриваемых моделях струны с эффективным действием Намбу-Гото.

В последнем параграфе главы 6 в $SU(3)$ глюодинамике и в КХД впервые вычислены глобальный и глюоламповый спектры в абелевой проекции. Продемонстрировано, что полученные значения являются хорошим приближением калибровочно-инвариантных значений, а значение для массы 1^{+-} глюолампа согласуется со значением $1/\lambda$, полученным в этой же главе.

В **Главе 7** изучается статический потенциал в решеточной КХД при ненулевой температуре и разрыв адронной струны.

Наиболее очевидным эффектом динамических кварков является разрыв хромодинамической струны, натянутой между кварком и антикварком, если они находятся на достаточно большом расстоянии. Одной из наиболее серьезных проблем в изучении разрыва струны при нулевой температуре является малость перекрытия между "разорванным" состоянием и состоянием, создаваемым петлей Вильсона.

Совершенно по-другому ситуация выглядит при ненулевой температуре, когда для измерения потенциала можно использовать петли Полякова. В этом случае перекрытие "разорванного" состояния с состоянием, создаваемым коррелятором поляковских петель, такое же, как для состояния со струной, что позволяет явно увидеть эффект разрыва струны. Потенциал $V(r, T)$ между тяжелыми (статически-ми) кварками определяется с помощью коррелятора поляковских петель следующим образом:

$$\frac{1}{T}V(r, T) = -\ln\langle L_{\vec{x}}L_{\vec{y}}^\dagger \rangle, \quad (18)$$

где петля Полякова определяется выражением

$$L_{\vec{x}} = \prod_{t=1}^{L_t} U_4(\vec{x}, t). \quad (19)$$

На достаточно больших расстояниях $|\vec{x} - \vec{y}|$ коррелятор поляковских петель факторизуется

$$\langle L_{\vec{x}}L_{\vec{y}}^\dagger \rangle \rightarrow |\langle L \rangle|^2, \quad |\vec{x} - \vec{y}| \rightarrow \infty, \quad (20)$$

причем $|\langle L \rangle|^2 \neq 0$, поскольку глобальная Z_3 -симметрия нарушена кварковым членом в действии.

При нулевой температуре синглетный потенциал взаимодействия статических кварков может быть описан моделью струны только до некоторого расстояния r_{sb} между статическими кварками. На расстояниях, больших чем r_{sb} , струнное состояние перестает быть основным, и на замену ему приходит состояние двух мезонов, каждый из которых состоит из тяжелого и легкого (анти)кварка. Очевидно, что

при малых температурах существенны только два этих состояния в спектре, каждое из которых является основным при определенных расстояниях. Нами было сделано предположение, что при всех температурах ниже критической коррелятор петель Полякова может быть описан с хорошей точностью с помощью этих двух состояний, струнного и двухмезонного:

$$\langle L_{\vec{x}} L_{\vec{y}}^\dagger \rangle = e^{-(V_0 + V_{\text{str}}(r, T))/T} + e^{-2E(T)/T}, \quad (21)$$

где струнный потенциал, V_{str} , имеет вид

$$V_{\text{str}}(r, T) = -\frac{1}{r} \left(\alpha - \frac{1}{6} \arctan(2rT) \right) + \left(\sigma(T) + \frac{2T^2}{3} \arctan \frac{1}{2rT} \right) r + \frac{T}{2} \ln(1 + 4r^2 T^2). \quad (22)$$

Проведенные численные расчеты показали, что статический потенциал между кварком и антикварком действительно может быть хорошо описан этой двухэкспоненциальной формулой.

Натяжение струны, полученное в результате подгонки, показано на рис. 7. Натяжение струны для глюодинамики показано заштрихованной областью. Видно, что значения отношения $\sigma(T)/\sigma(0)$ в теории с динамическими фермионами лежат несколько выше, чем соответствующие значения в теории без фермионов. Это может объясняться тем, что в изучаемой теории нет фазового перехода, в отличие от глюодинамики. Поэтому натяжение струны при приближении к температуре перехода убывает медленнее, в то же время его ненулевое значение при $T = T_c$ не является признаком фазового перехода первого рода. Для монополярного вклада в статический потенциал получены согласующиеся результаты, и сделан вывод о наличии абелевой и монополярной доминантности.

Полученная зависимость конституентной массы кварка от температуры согласуется качественно с результатом, полученным другими авторами в теории с тремя ароматами. Расстояние r_{sb} , на котором рвется хромодинамическая струна, определялось из условия равенства первого и второго слагаемых в правой части (21). r_{sb} убывает с приближением к переходу от 1.2 Фм при $T = 0$ до 0.8 Фм вблизи перехода.

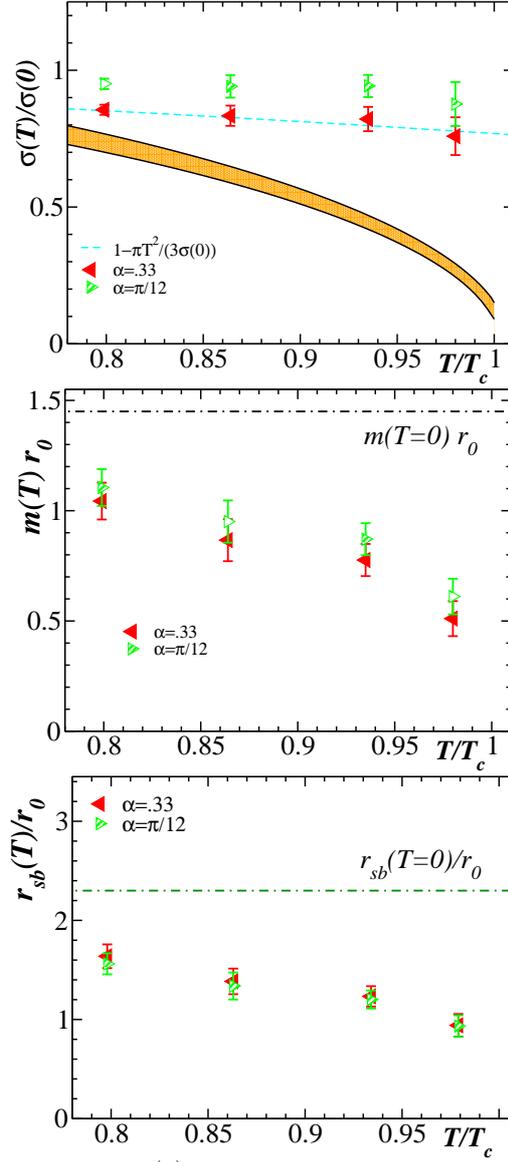


Рис. 7. Натяжение струны (а), конститuentная кварковая масса (б) и расстояние между статическими кварками r_{sb} , на котором рвется струна между ними (с), как функции температуры.

Распределение полей внутри адронной струны изучалось ниже и выше конечнотемпературного перехода. Абелевая проекция использовалась для уменьшения эффектов ультрафиолетовых флуктуаций. Вычислялись плотность действия, цветное электрическое поле и распределение монопольных токов. При фиксированной температуре T ($T/T_c < 1$) наблюдалась четкая картина разрыва адронной струны на достаточно большом расстоянии R между тестовыми кварками. Обнаружено, что электрическое поле при этом становится кулоновским, а циркулирующие магнитные токи исчезают. Также изучалась зависимость профиля адронной струны от температуры при фиксированном $R \approx 0.7$ Фм. Показано, что струна исчезает при $T > T_c$. Обнаружено, что ширина струны δ достигает постоянного значения $0.35(2)$ Фм для $R_\perp > 0.7$ Фм. Это значение больше значения 0.29 Фм, полученного при нулевой температуре для $R = 1$ Фм. Таким образом, в неабелевой теории впервые обнаружено уширение адронной струны при ненулевой температуре по сравнению со случаем нулевой температуры. Аналогичный результат был ранее получен при исследовании компактной $U(1)$ калибровочной теории, а также предсказан теоретически.

Глава 8 посвящена изучению структуры и потенциала статического бариона при нулевой и ненулевой температуре.

Изучение системы трех статических кварков на решетке важно для получения информации о структуре бариона. До последнего времени не было ответа на вопрос о том, существует ли истинно 3-частичное взаимодействие (соответствующее Y -подобной конфигурации глюонных полей) или же взаимодействие на больших расстояниях является суммой 2-частичных взаимодействий (струна формы Δ). Некоторые решеточные результаты интерпретировались в пользу Δ -конфигурации, в то же время другие результаты поддерживали гипотезу о Y -форме. Такое противоречие существовало долгое время вследствие того, что разница между предсказаниями этих двух гипотез для барионного потенциала довольно мала, в то время как решеточные вычисления с высокой точностью затруднены из-за быстрого роста потенциала с расстоянием между кварками. Измерение

распределения глюонного поля внутри бариона позволило дать более четкий ответ.

Изучалась конфигурация абелевых глюонных полей в 3-кварковой системе после фиксации МА-калибровки. Трансляция бариона из точки A в точку B описывается следующим оператором (барионная петля Вильсона):

$$W_{3q} = \frac{1}{3!} \varepsilon^{ijk} \varepsilon^{i'j'k'} U_{\Gamma_1}^{ii'} U_{\Gamma_2}^{jj'} U_{\Gamma_3}^{kk'}, \quad (23)$$

где $U_\Gamma = \prod_{l \in \Gamma} U_l$ – произведение реберных матриц вдоль пути Γ , а траектории (бесконечно тяжелых) кварков, соединяющие точки A и B , обозначены Γ_k .

Энергия основного состояния бариона (общий потенциал взаимодействия трех кварков) равна

$$V(x_1, x_2, x_3) = -\frac{1}{\mathcal{T}} \lim_{\mathcal{T} \rightarrow \infty} W_{3q}. \quad (24)$$

Абелевая барионная петля Вильсона выражается через абелевые реберные переменные $u_\mu(s)$:

$$W_{3q}^{\text{ab}} = \frac{1}{3!} |\varepsilon^{ijk}| u_{\Gamma_1}^{(i)} u_{\Gamma_2}^{(j)} u_{\Gamma_3}^{(k)}, \quad (25)$$

по аналогии с неабелевой петлей (23). Локальные наблюдаемые, описывающие барионную струну, определяются как средние от соответствующих операторов в присутствии вильсоновской петли, аналогично случаю кварк–антикварковой системы. При ненулевой температуре вместо петли Вильсона использовалось произведение трех поляковских петель:

$$P_{3q}^{\text{ab}} = \frac{1}{3!} |\varepsilon^{ijk}| u_4^{(i)}(\vec{x}_1) u_4^{(j)}(\vec{x}_2) u_4^{(k)}(\vec{x}_3), \quad (26)$$

где

$$u_4^{(i)}(\vec{x}_k) = \prod_{t/a=1}^{N_4} u_4^{(i)}(t, \vec{x}_k) \quad (27)$$

является абелевой поляковой петлей. Средние определяются аналогично случаю нулевой температуры с заменой W_{3q}^{ab} на P_{3q}^{ab} .

Абелевый барионный потенциал как функция L_Y –минимальной длины барионной струны, имеющей Y -форму, подгонялся для конфигурации с равными расстояниями между кварками подгоночной функцией вида

$$V(L_Y) = -3\sqrt{3}e/L_Y - \sigma L_Y + V_0. \quad (28)$$

Подгонка дает значение отношения абелевого натяжения струны к неабелевому 0.83(3). Это первый результат, показывающий наличие абелевой доминантности в барионной системе. Проведя аналогичный анализ для полной КХД с тем же шагом решетки, мы получили значение абелевого натяжения струны, совпадающее в пределах ошибок с результатом, полученным в $SU(3)$ глюодинамике.

Рис. 8 показывает абелевую, монополярную и фотонную плотности действия для случая КХД. В абелевой и монополярной плотности видны три пика, соответствующие положению статических кварков, и струна, указывающая на невылетание цвета. Важным наблюдением является тот факт, что в центре конфигурации имеется явный пик, что указывает на Y -форму барионной струны. В фотонной компоненте абелевой плотности действия наблюдаются только пики, соответствующие источникам, в то время как монополярная компонента полностью воспроизводит структуру барионной струны, включая пик в центре.

Подобная картина наблюдается и для абелевого электрического поля и соответствующих монополярной и фотонной компонент. Фотонная часть качественно согласуется с кулоновским полем трех источников, а в монополярной нет следов источников. В плоскости, перпендикулярной к потоку, имеется соленоидальный магнитный ток. Таким образом, в трехкварковой системе наблюдается тот же сценарий невылетания цвета, что и для кварк–антикварковой пары. А именно, кулоновское поле источников индуцирует в вакууме КХД соленоидальный магнитный ток. Этот ток в свою очередь индуцирует электрическое поле, имеющее форму струны с Y -геометрией

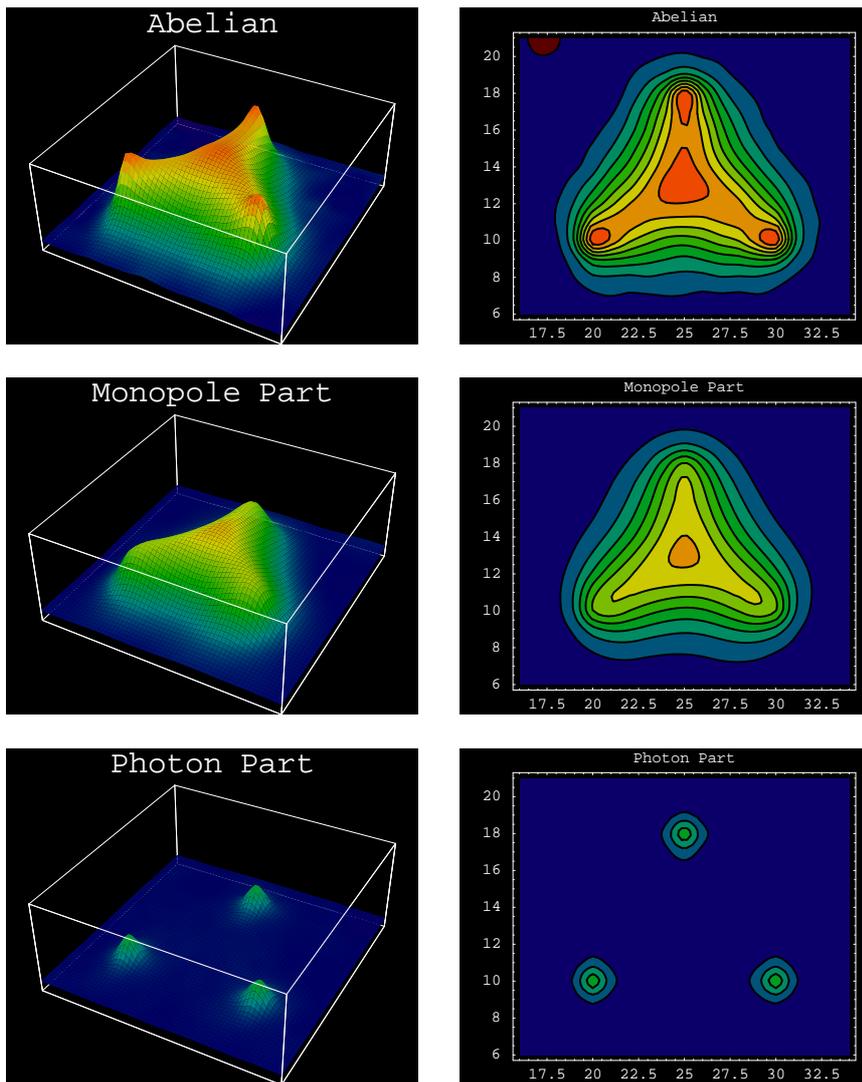


Рис. 8. Абелева плотность действия в 3-кварковой системе в КХД (верхний ряд) и соответствующие монополярная (средний ряд) и фотонная (нижний ряд) компоненты.

и одновременно сокращающееся с кулоновским полем источников в области пространства вне струны.

Полученные результаты согласуются с предсказаниями свойств вакуума КХД, следующими из дуальной модели Ландау–Гинзбурга. Результаты, полученные для абелевой плотности действия в $SU(3)$ глюодинамике, качественно совпадают с результатами в полной КХД. Поэтому естественно предположить, что механизм образования струны, имеющей Y -форму, один и тот же в КХД и в $SU(3)$ глюодинамике.

Используя распределение плотности действия, мы получили первую оценку ширины барионной струны в абелевой проекции. Оказалось, что ширина барионной струны, вычисленная примерно на середине расстояния между источником и точкой сопряжения, согласуется, в пределах ошибок вычислений, с шириной мезонной струны.

Структура барионной струны изучалась также при ненулевой температуре. При $T < T_c$ полученные результаты для электрического поля и магнитного тока очень похожи на поведение соответствующих величин при нулевой температуре. Стоит отметить, что оператор P_{3q}^{ab} , используемый при конечной температуре, в отличие от оператора W_{3q}^{ab} не имеет соединения Y -формы. Это подчеркивает тот факт, что Y -форма структуры бариона не связана с формой оператора, использованного для создания 3-кваркового состояния.

При $T > T_c$ обнаружено исчезновение соленоидального магнитного тока и монопольной компоненты электрического поля. Вычисленная абелевая плотность действия имеет только три пика при отсутствии струны, соединяющей кварки. Эта картина согласуется с вылетанием цвета в высокотемпературной фазе.

В **Заключении** сформулированы результаты диссертации, представленные к защите.

Список литературы

1. V.G. Bornyakov, E.M. Ilgenfritz, M.L. Laursen, V.K. Mitrjushkin, M. Müller-Preussker, A.M. Zadorozhny, A. van der Sijs, "The density of monopoles in $SU(2)$ lattice gauge theory", Phys.Lett. **B261** (1991) 116.

2. V.G. Bornyakov, V.K. Mitrjushkin, M. Müller-Preussker, "Deconfinement transition and Abelian monopoles in $SU(2)$ lattice gauge theory", Phys. Lett. **B284** (1992) 99.
3. G.S. Bali, V. Bornyakov, M. Muller-Preussker and K. Schilling, "Dual superconductor scenario of confinement: a systematic study of Gribov copy effects", Phys.Rev. **D54** (1996) 2863.
4. V. Bornyakov and G. Schierholz, "Instantons or Monopoles? Dyons", Phys.Lett. B384 (1996) p.190-196.
5. V. Bornyakov, D. Komarov, M. Polikarpov, A. Veselov "P-vortices, nexuses and effects of gauge copies", JETP Lett. 71 (2000) 231-234.
6. V. Bornyakov, D. Komarov, M. Polikarpov, "P-vortices and Drama of Gribov Copies", Phys. Lett. **B497** (2001) 151.
7. V. Bornyakov, M. Chernodub, F. Gubarev, M. Polikarpov, T. Suzuki, Veselov, V. Zakharov "Anatomy of the lattice magnetic monopoles", Phys.Lett. **B537** (2002) 291.
8. V.G. Bornyakov, A.V. Kovalenko, M.I. Polikarpov, D.A. Sigaev, 'Confining string formed by P vortices in the indirect projection of $SU(2)$ lattice gauge theory', Письма ЖЭТФ **76** (2002) 771.
9. V. Bornyakov, P.Yu. Boyko, M. Polikarpov, V. Zakharov, 'Monopole clusters at short and large distances', Nucl.Phys. **B672** (2003) 222.
10. V.G. Bornyakov, M.N. Chernodub, F.V. Gubarev, S.M. Morozov, M.I. Polikarpov, 'Abelian dominance and gluon propagators in the Maximally Abelian gauge of $SU(2)$ lattice gauge theory', Phys. Lett. **B559** (2003) 214.
11. V.G. Bornyakov, H. Ichie, Y. Mori, D. Pleiter, M.I. Polikarpov, G. Schierholz, T. Streuer, H. Stüben, T. Suzuki, 'Baryonic Flux in Quenched and Two-Flavor Dynamical QCD after Abelian projection', Phys. Rev. **D70** (2004) 054506.
12. V.G. Bornyakov, H. Ichie, Y. Koma, Y. Mori, Y. Nakamura, D. Pleiter, M.I. Polikarpov, G. Schierholz, T. Streuer, H. Stüben, T. Suzuki, 'Dynamics of Monopoles and Flux Tubes in Two-Flavor Dynamical QCD', Phys. Rev. **D70** (2004) 074511.

13. V. Bornyakov, M.N. Chernodub, H. Ichie, Y. Koma, Y. Mori, Y. Nakamura, M.I. Polikarpov, G. Schierholz, A. Slavnov, H. Stueben, T. Suzuki, P. Uvarov, A.I. Veselov, 'Finite Temperature QCD with Two Flavors of Non-perturbatively Improved Wilson Fermions', *Phys. Rev.* **D71** (2005) 114504.
14. V. Bornyakov, M. Chernodub, M. Polikarpov, G. Schierholz, T. Suzuki, 'Color confinement and hadron structure in lattice chromodynamics', *YFH* **47** 19 (2004).
15. V.G. Bornyakov, M.N. Chernodub, H. Ichie, Y. Koma, Y. Mori, M.I. Polikarpov, G. Schierholz, H. Stüben, T. Suzuki, 'Profiles of the broken string in two-flavor QCD below and above the finite temperature transition', *Prog.Theor.Phys.* **112** (2004) 307.
16. V.G. Bornyakov, M. N. Chernodub, H. Ichie, Y. Mori, M. I. Polikarpov, G. Schierholz and T. Suzuki, 'Structure of the gauge fields inside baryon', *Phys. Atom. Nucl.* **68**, 616 (2005) [*Yad. Fiz.* **68**, 647 (2005)].
17. V.G. Bornyakov, E.-M. Ilgenfritz, M. Mueller-Preussker 'Universality check of abelian monopoles' *Phys. Rev.* D72, 054511 (2005).
18. V. Bornyakov and R. Grygoryev, '3D SU(2) pure gauge theory in the maximally abelian gauge', *Nucl.Phys. (Proc.Suppl.)* **30** (1993) 576.
19. G.S. Bali, V. Bornyakov, M. Muller-Preussker and F. Pahl, 'New algorithm for gauge fixing in SU(2) lattice gauge theory' *Nucl. Phys. (Proc.Suppl.)* **42** (1995) 852.
20. G.S. Bali, V. Bornyakov, M. Muller-Preussker and K. Schilling, "Gribov copy effects in maximally abelian gauge", *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* **49** (1996) 256.
21. N. Nakamura, V. Bornyakov, S. Ejiri, S. Kitahara, Y. Matsubara and T. Suzuki, "Disorder parameter of confinement", *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* **53** (1997) 512.
22. V. Bornyakov and G. Schierholz, "Instantons are dyon loops", *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* **53** (1997) 484.
23. V. Bornyakov, D. Komarov, M. Polikarpov, A. Veselov "P-vortices, nexuses and effects of Gribov copies in the center gauges", *Proceedings of International Symposium on "Quantum*

- Chromodynamics and Color Confinement (Confinement 2000)", World Scientific, 2001, 133.
24. V. Bornyakov and M. Müller-Preussker, "Continuum limit in abelian projected SU(2) lattice gauge theory", Nucl.Phys. (Proc.Suppl.) **106** (2002) 646.
 25. V. Bornyakov, G. Schierholz and T. Streuer, "Glueball and gluelump spectrum in abelian projected QCD", Nucl.Phys. (Proc.Suppl.) **106** (2002) 676.
 26. V. Bornyakov, H. Ichie, Y. Kitahara, Y. Koma, Y. Mori, Y. Nakamura, M. Polikarpov, G. Schierholz, T. Streuer and T. Suzuki "On the dynamics of color magnetic monopoles in full QCD", Nucl.Phys. (Proc.Suppl.) **106** (2002) 634.
 27. V.G. Bornyakov, A.V. Kovalenko, M.I. Polikarpov, D.A. Sigaev, 'Confining string and P vortices in the indirect Z(2) projection of SU(2) lattice gauge theory', Nucl.Phys. (Proc.Suppl.) **119** (2003) 739.
 28. V.G. Bornyakov, S.M. Morozov, M.I. Polikarpov, 'Gluon propagators in Maximal Abelian gauge of SU(2) lattice gauge theory', Nucl.Phys. (Proc.Suppl.) **119** (2003) 733.
 29. V. Bornyakov, Y. Nakamura, M. Chernodub, Y. Koma, Y. Mori, M. Polikarpov, G. Schierholz, A. Slavnov, H. Stueben, T. Suzuki, P. Uvarov, A. Veselov, 'Thermodynamics and heavy quark potential in N(f) = 2 dynamical QCD', Nucl.Phys. (Proc.Suppl.) **119** (2003) 703.
 30. V. Bornyakov, H. Ichie, Y. Koma, Y. Mori, Y. Nakamura, M. Polikarpov, G. Schierholz, T. Streuer, T. Suzuki, 'The profile of the broken string in the confined and deconfined phase in full QCD', Nucl.Phys. (Proc.Suppl.) **119** (2003) 712.
 31. H. Ichie, V. Bornyakov, T. Streuer, G. Schierholz, 'The flux distribution of the three quark system in SU(3)', Nucl.Phys. (Proc.Suppl.) **119** (2003) 751.
 32. H. Ichie, V. Bornyakov, T. Streuer, G. Schierholz, 'Flux Tubes of Two- and Three-Quark System in Full QCD', Nucl.Phys. **A721** (2003) 899.

33. V. Bornyakov, M. Chernodub, Y. Koma, Y. Mori, Y. Nakamura, M. Polikarpov, G. Schierholz, D. Sigaev, A. Slavnov, H. Stueben, T. Suzuki, P. Uvarov, A. Veselov, 'Heavy quark potential in lattice QCD at finite temperature', Proceedings of the 5th International Conference on Quark Confinement and the Hadron Spectrum, Gargnano, Brescia, Italy, Sep 2002, p. 294.
34. Y. Mori, V. Bornyakov, M. Chernodub, Y. Koma, Y. Nakamura, M. Polikarpov, G. Schierholz, D. Sigaev, A. Slavnov, H. Stueben, T. Suzuki, P. Uvarov, A. Veselov, 'Finite temperature phase transition in lattice QCD with $N_f = 2$ nonperturbatively improved Wilson fermions at $N_t = 8$ ', Nucl. Phys. A **721** (2003) 930.
35. V.G. Bornyakov, M.N. Chernodub, F.V. Gubarev, S.M. Morozov, M.I. Polikarpov, 'Numerical study of gluon propagators in Maximally Abelian gauge', Nucl.Phys. (Proc.Suppl.) **129** (2004) 644.
36. V.G. Bornyakov, A.V. Kovalenko, M.I. Polikarpov, D.A. Sigaev, ' $q\bar{q}$ and $2q2\bar{q}$ systems in terms of P-vortices', Nucl.Phys. (Proc.Suppl.) **129** (2004) 757.
37. Y. Mori, V. Bornyakov, H. Ichie, Y. Koma, M. Polikarpov, G. Schierholz, H. Stueben, T. Suzuki, 'Structure of the baryonic flux tube in $N_f = 2$ lattice QCD at finite temperature', Nucl.Phys. (Proc.Suppl.) **129** (2004) 742.
38. V.G. Bornyakov, P.Yu. Boyko, M.I. Polikarpov, V.I. Zakharov, 'Geometry of the monopole clusters at different scales', Nucl. Phys. Proc. Suppl. **129** (2004) 668.
39. Y. Nakamura, V. Bornyakov, M.N. Chernodub, Y. Koma, Y. Mori, M.I. Polikarpov, G. Schierholz, A. Slavnov, H. Stueben, T. Suzuki, P. Uvarov, A.I. Veselov, 'Finite temperature phase transition in full QCD with $N_f = 2$ flavors of clover fermions at $N_t = 8$ and 10 ', Nucl. Phys. Proc. Suppl. **129** (2004) 733.

Рукопись поступила 3 июля 2006 г.

В.Г. Борняков

Невылетание цвета в решеточных неабелевых калибровочных теориях.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **И^AT_EX**.

Редактор Л.Ф. Васильева.

Подписано к печати 05.07.2006. Формат 60 × 84/16.

Офсетная печать. Печ.л. 2,25. Уч.-изд.л. 1,75. Тираж 100. Заказ 73.

Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий

142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т 2006–10, И Ф В Э, 2006
