



**НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ**

на правах рукописи

АНДРЕЙЧИКОВ Максим Александрович

**Динамика связанных состояний в квантовой
хромодинамике и квантовой электродинамике
в сильных магнитных полях**

Специальность 01.04.02 – Теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание степени
кандидата физико-математических наук

научный руководитель:
д.ф.-м.н. Б.О. Кербиков

Москва, 2016

УДК 539.12

Работа выполнена в ФГБУ “ГНЦ РФ Институт Теоретической и Экспериментальной Физики” НИЦ “Курчатовский Институт”, г. Москва

Научный руководитель: д.ф.-м.н. Кербиков Борис Олегович,
ведущий научный сотрудник
ФГБУ “ГНЦ РФ ИТЭФ” г. Москва

Официальные оппоненты:
д.ф.-м.н. Шабад Анатолий Ефимович,
главный научный сотрудник
ФГБУН “Физический институт им П.Н. Лебедева” РАН, г. Москва

д.ф.-м.н. Теряев Олег Валерианович,
начальник сектора Лаборатории теоретической физики
Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна

Ведущая организация:

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

Защита состоится 22 марта 2016 г. в 11 часов на заседании диссертационного совета Д 201.002.01 в конференц-зале ФГБУ “ГНЦ РФ ИТЭФ” по адресу г. Москва, ул. Б. Черемушкинская д. 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБУ “ГНЦ РФ ИТЭФ”, а также на сайте института www.iter.ru

Автореферат разослан 22 февраля 2016 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физ.-мат. наук

В.В. Васильев

1 Общая характеристика работы

1.1 Актуальность темы

На протяжении последних лет в фундаментальной физике высоких энергий был достигнут существенный прогресс. Огромный поток данных был получен после запуска Большого Адронного Коллайдера в 2010 году. Другой источник экспериментальных данных для физики высоких энергий - астрофизические наблюдения. Большой интерес представляет изучение свойств материи в сверхсильных магнитных полях, таких, что $eB \sim 10^{18} \text{ Г} \sim m_\pi^2$. Поля столь большой величины непосредственно влияют на динамику кварков. Это приводит к тому, что частицы, образованные из кварков с помощью сильного взаимодействия - адроны (мезоны и барионы) могут существенно изменять свою структуру и физические свойства, будучи помещенными в столь сильное поле. На первый взгляд кажется, что сверхсильные магнитные поля представляют лишь теоретический интерес - такие огромные значения кажутся недостижимыми на практике. В последнее время привлекают внимание магнетары [1] - нейтронные звезды, обладающие сильным магнитным полем на четыре порядка меньшей величины. Вопрос о происхождении магнитного поля этих объектов до сих пор остается открытым. В то же время, для изучения внутренней структуры магнетаров необходимо иметь хотя бы приближенное уравнение состояния кварковой материи в сверхсильном магнитном поле. Магнитные поля нужной величины создаются на короткое время в столкновениях тяжелых ионов в ускорителях RHIC и LHC [2, 3]. Третьим возможным перспективным направлением получения сверхсильных магнитных полей могут служить мощные лазеры - поля на два порядка меньше швингеровского предела были уже достигнуты на таких установках [4].

Целью данного исследования было изучение физических свойств кварковой материи (при нулевом химическом потенциале) в постоянном сверхсильном магнитном поле из первых принципов, то есть непосредственно

из лагранжиана КХД + КЭД были получены массовые спектры мезонов и барионов, при этом было сделано предположение о том, что вакуум КХД заполнен хаотическими глюонными полями (корреляционная длина $\lambda \sim 1 \text{ GeV}^{-1}$). Полученные спектры показали согласие с решеточными расчетами [5, 27].

В ходе исследования были обнаружены и исследованы интересные эффекты, вызывающие в КХД + КЭД в сверхсильном магнитном поле - экранирование потенциала одноглюонного обмена и так называемая магнитная фокусировка. Известно, что КХД является асимптотически свободной теорией. Асимптотическая свобода является непосредственным следствием антиэкранирования одноглюонного обмена глюонными петлями. Магнитное поле никак не может взаимодействовать с глюонами, но в то же время может непосредственно влиять на матричный элемент одноглюонного обмена через поляризационный оператор кварк-антикварковых петель. Вычисление данного матричного элемента в сверхсильном магнитном поле было выполнено и показало, что КХД становится не только асимптотически свободной при стремлении переданного импульса q к бесконечности, но также потенциал экранируется в при стремлении магнитного поля к бесконечности.

Другим эффектом, потребовавшим отдельного рассмотрения, оказался эффект магнитной фокусировки. Как было сказано ранее, сверхсильное магнитное поле оказывает непосредственное влияние на динамику кварков. Например, для адронов, в которых кварки удерживаются в связанном состоянии явлением конфайнмента, поле является сверхсильным, когда $eB \sim \sigma$, где σ - натяжение глюонной струны. Для атомных систем, например, для атома водорода, сверхсильное магнитное поле $eB \sim Ry$, где Ry - постоянная Ридберга. С увеличением магнитного поля выше характерной энергии связи уровни спектра связанных состояний начинают трансформироваться в уровни Ландау. Это приводит к тому, что динамика системы в плоскости поперек магнитного поля определяется, в основном, магнитным полем, в то время как вдоль магнитного поля - в основном связывающими силами

(сильное или электромагнитное взаимодействие). Таким образом, с увеличением магнитного поля адрон или атом начинают сжиматься в плоскости перпендикулярной магнитному полю. Это приводит к тому, что $|\Psi(0)|^2$ возрастает $\Psi(r)$ - волновая функция системы в относительных координатах $r = x_1 - x_2$. Рост $|\Psi(0)|^2$ приводит к тому, что увеличиваются вероятности распадов, сила спин-спинового (сверхтонкого) взаимодействия и другие явления, где важно перекрытие волновых функций участвующих частиц. В ходе исследования было обнаружено, что рост спин-спинового взаимодействия в магнитном поле в адронах из-за магнитной фокусировки может привести к так называемому коллапсу, когда масса частицы становится отрицательной. В то же самое время, эффективная КХД+КЭД, полученная после усреднения по хаотическим глюонным полям, уже содержит естественный параметр обрезания $\lambda \sim 1 \text{ GeV}^{-1}$ и δ -функциональное взаимодействие должно быть усреднено по этому масштабу, что устраняет возможный коллапс.

1.2 Задачи диссертационного исследования

Диссертационное исследование нацелено на решение следующих задач.

- Получение эффективного релятивистского гамильтониана для мезонов и барионов с помощью формализма Фейнмана-Фока-Швингера и метода корреляторов.
- Вычисление массовых спектров мезонов и барионов в зависимости от величины внешнего постоянного магнитного поля.
- Рассмотрение пертурбативных поправок - собственная энергия, одноглюонный обмен, однопионный обмен и спин-спиновое взаимодействие в магнитном поле.
- Иллюстрация явления магнитной фокусировки и возникновения поправки к сверхтонкому расщеплению на примере атома водорода.

- Вычисление потенциала одноглюонного обмена в сверхсильном магнитном поле и демонстрация экранировки потенциала парами $q\bar{q}$ при $eB \rightarrow \infty$.

1.3 Научная новизна и результаты диссертационного исследования

Следующие новые научные результаты выносятся на защиту.

- Получены массовые спектры для нейтральных и заряженных мезонов, а также для нейтрона с помощью метода корреляторов в сильном магнитном поле.
- Получены аналитические формулы для поправки к сверхтонкому расщеплению атома водорода из-за эффекта магнитной фокусировки в магнитном поле.
- Получено аналитическое выражение для потенциала одноглюонного обмена в сильном магнитном поле, показано, что матричный элемент $\langle V_{coul} \rangle \rightarrow 0$ при $B \rightarrow \infty$, что является непосредственным следствием экранирования взаимодействия парами кварк-антикварк и препятствует кулоновскому коллапсу адронов в сильном магнитном поле.
- Показано, что в рамках используемой модели масса основного состояния адронов в магнитном поле всюду остается положительной при увеличении магнитного поля.

Все представленные к защите результаты являются оригинальными и новыми разработками на момент опубликования.

1.4 Научная и практическая значимость работы

Результаты данного исследования могут иметь применение для анализа процессов в сверхсильных магнитных полях протекающих при столкновении

тяжелых ионов в экспериментах на RHIC и LHC. Массовые спектры барионов могут быть востребованными для получения уравнений состояния нейтронной материи в экстремальных условиях - больших давлений и магнитных полях. Данные уравнения состояния используются в астрофизике для анализа процессов, происходящих в нейтронных звездах (магнетарах). Также данное исследование иллюстрирует возможности, предоставляемые методом корреляторов для описания систем с сильным взаимодействием.

1.5 Личный вклад автора

На основе работ [21] - [25] автором было проведено разделение переменных центра инерции и внутренних степеней свободы для релятивистских гамильтонианов (полученных в формализме метода корреляторов) для двух- и трехчастичных нейтральных систем и получены аналитические выражения для спектров данных гамильтонианов. Был проведен анализ асимптотик выражения для потенциала одноглюонного обмена с учетом экранирования потенциала кварк-антикварковыми петлями в магнитном поле. Была сформулирована проблема коллапса, исходящего в сверхсильном поле из-за усиления спин-спинового взаимодействия при фокусировке волновой функции магнитным полем. Были получены аналитические выражения для поправок к сверхтонкому расщеплению в атоме водорода, возникающих из-за фокусировки волновой функции в магнитном поле. Был проведен анализ зависимости матричного элемента однопионного обмена от магнитного поля. По полученным аналитическим зависимостям были построены массовые спектры мезонов и барионов в магнитном поле, а также численно получены поправки к массе, возникающие из-за одноглюонного обмена, спин-спинового взаимодействия, собственной энергии и однопионного обмена.

1.6 Апробация результатов и публикации

Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на теоретических семинарах ИТЭФ, 50-й, 51-й и 52-й научных конференциях МФТИ, а также на пленарном докладе на Сессии ОФН ЯФ 2013 года. По теме диссертационного исследования были опубликованы 4 печатные работы, 4 из которых входят в перечень ВАК.

1.7 Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, обзорной главы, основной части, содержащей две главы по три параграфа в каждой, и заключения, а также одного приложения. В диссертации 74 страницы, включая 10 рисунков. Список литературы содержит 71 ссылку.

2 Обзор работы

Во введении (Глава 1) рассматривается актуальность выбранной темы, приведены общие характеристики диссертации, дан краткий обзор диссертационной работы.

Во второй главе приводится краткий обзор метода корреляторов. В конце главы приводятся выражения для функции Грина мезона, состоящего из пары кварк-антикварк, полученные в представлении Фейнмана-Фока-Швингера. Данная функция Грина проецируется на спектр связанных состояний системы, и задача о массовом спектре сводится к задаче о спектре эффективного релятивистского гамильтониана.

В третьей главе рассматривается задача о спектре релятивистских гамильтонианов для нейтральных мезонов и барионов, а также приближение, позволяющее вычислить спектр заряженных адронов при условии, что заряды составляющих их кварков равны. Для нейтральных адронов задача о спектре решается точно, потому что в такой системе существует интеграл

движения - псевдоимпульс. Поскольку релятивистский гамильтониан включает в себя всю непертурбативную динамику кварков, гамильтониан содержит потенциал конфайнмента. Для точного решения задачи потенциал с помощью процедуры минимизации сводится к квадратичному потенциалу. Точность этого приближения также обсуждается.

Известно, что для проблемы многих частиц в релятивистской квантовой теории существует проблема несогласованности собственных времен различных частиц. Согласно методу корреляторов вводится монотонное время s , а собственные времена кварков рассматриваются как флуктуации около монотонного времени. После усреднения по флуктуациям (интегралы вычисляются методом стационарной фазы), процедура вычисления спектра релятивистского гамильтониана содержит дополнительный шаг - минимизацию по вспомогательным переменным ω_1, ω_2 . Далее вычисляются волновые функции мезонов и барионов, которые наглядно показывают, каким образом адроны деформируются в сверхсильном магнитном поле. Также подчеркивается важность этой деформации для явления магнитной фокусировки, которое будет подробно обсуждаться в следующих главах. В конце главы приводятся спектры релятивистских гамильтонианов мезонов и барионов в зависимости от внешнего магнитного поля. В дальнейшем непертурбативная часть массы называется динамической массой.

В четвертой главе рассматриваются пертурбативные поправки к динамической массе для двух- и трехчастичных систем. Глава разбита на три раздела: 4.1) одноглюонный обмен и асимптотическая свобода в магнитном поле, 4.2) спин-спиновое взаимодействие и магнитная фокусировка и 4.3) однопионный обмен в магнитном поле.

В разделе 4.1 рассматривается вычисление потенциала одноглюонного обмена в магнитном поле. Как было сказано ранее, волновые функции, а с ними и форма адронов в сверхсильном магнитном поле испытывают сильное изменение, система сжимается в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. Усреднение потенциала одноглюонного обмена

по волновой функции согласно теории возмущений приводит к тому, что с увеличением магнитного поля данная поправка, имеющая отрицательный знак, дает неконтролируемое уменьшение массы, вплоть до обращения массы в нуль при поле $\sim 10 \text{ GeV}^2$. Этому явлению коллапса можно избежать, если учесть, что кварк-антикварковые петли, которые входят в потенциал одноглюонного обмена через поляризационный оператор, находятся в магнитном поле. Аналогичная работа в случае КЭД по экранировке кулоновского потенциала электрон-позитронными парами в магнитном поле была выполнена авторами [7] - [11]. Такая модификация потенциала исключает проблему коллапса - поправка выходит на насыщение при $\sim 12 \text{ GeV}^2$, а в дальнейшем, при асимптотически больших магнитных полях, стремится к нулю. Результаты, приведенные в данном разделе, опубликованы в [12].

Раздел 4.2 посвящен вычислению поправки за счет спин-спинового взаимодействия, в дальнейшем называемого сверхтонким взаимодействием, а также иллюстрации явления магнитной фокусировки на примере атома водорода. Сверхтонкое взаимодействие носит точечный характер, то есть пространственная зависимость имеет вид $\delta(r)$, где r - относительная координата частиц. При пертурбативном рассмотрении, то есть при усреднении матричного элемента по волновой функции, возникает множитель $|\Psi(0)|^2$. Как было указано ранее, в сверхсильных магнитных полях система начинает сжиматься, приобретая форму эллипсоида, вытянутого вдоль направления магнитного поля, при этом $|\Psi(0)|^2$ растет линейно по магнитному полю. Такой неограниченный рост приводит к коллапсу, повторяя ситуацию, рассмотренную в предыдущем пункте для одноглюонного обмена. Однако при выводе релятивистского гамильтониана было сделано предположение о том, что вакуум заполняют хаотические глюонные поля с корреляционной длиной $\lambda \sim 1 \text{ GeV}^{-1}$. Таким образом, при построении теории возмущений имеется естественный параметр обрезания и δ -функциональное взаимодействие должно быть "размазано" по характерному масштабу λ . Такая процедура приводит к насыщению сверхтонкого взаимодействия при больших

магнитных полях и предотвращает коллапс.

Явление магнитной фокусировки носит общий характер для систем, помещенных в магнитное поле, и оказывает значительное влияние на все явления, в которых взаимодействие имеет точечный характер (т.е. потенциал в виде δ -функции). Из-за магнитной фокусировки могут изменяться константы распада [15], величина сверхтонкого расщепления, и т.д. Во второй части раздела 4.2 рассматривается изменение линии излучения 21 см атома водорода в сверхсильном магнитном поле. Длина волны излучения 21 см известна с чрезвычайно высокой точностью - $1420.4057517667(9)$ МГц. Также в последнее время был достигнут значительный прогресс в получении сверхсильных магнитных полей по отношению к характерному атомному полю (т.е. на которых происходит деформация атома водорода) в лабораторных условиях [13, 14]. Это дает надежду на то, что столь малый эффект можно будет наблюдать экспериментально в ближайшем будущем. Для иллюстрации явления магнитной фокусировки в разделе приведено приближенное аналитическое решение задачи о вычислении поправки к линии 21 см атома водорода. Данные результаты опубликованы в [16].

Раздел 4.3 посвящен анализу влияния магнитного поля на однопионный обмен. Однопионный обмен дает существенный вклад в энергию связи барионов, при этом его зависимость от магнитного поля менее тривиальна, чем для сверхтонкого взаимодействия. С одной стороны, матричный элемент содержит множитель $|\Psi(0)|^2$, а с другой - пропагаторы π^+ , π^- и π^0 мезонов. Так как система находится в сверхсильном магнитном поле, то массы π мезонов, входящие в знаменатель, также зависят от магнитного поля. Значения масс для π^+ и π^- были вычислены в [17], π^0 мезона в [18]. После непосредственного вычисления матричного элемента становится очевидно, что основой вклад в пионный обмен дает самое легкое состояние, т.е. обмен π^0 мезоном.

В заключительной, 5-й главе приводится сравнительный анализ полученных спектров с учетом всех пертурбативных поправок, качественный

анализ поведения траекторий масс мезонов и барионов в магнитном поле и сравнение с решеточными расчетами [5, 27]. Качественное поведение таково, что основную роль в классификации траекторий играют проекции спина и изоспина на направление магнитного поля. Для каждого адрона имеется основное состояние, масса которого убывает при полях порядка $eB \sim \sigma$ и входит в насыщение с дальнейшим увеличением поля - оно характеризуется тем, что система “садится на нулевую моду”, то есть непертурбативный вклад в энергию от уровней Ландау компенсируется энергией магнитных моментов кварков в магнитном поле при определенной ориентации спинов, а пертурбативные поправки входят в насыщение по причинам, рассмотренным в предыдущих разделах. Остальные спин-изоспиновые проекции демонстрируют рост в магнитном поле с асимптотикой $\sim \sqrt{eB}$ за счет роста динамической массы (непертурбативной части) [17]. Сравнение с решеточными расчетами для мезонов показывает хорошее согласие использованной техники и приближений в диапазоне полей, доступных на данный момент для анализа на решетке ($< 2.5 \text{ GeV}^2$) [20]. На текущий момент решеточных расчетов для нейтрона в магнитном поле не сделано, поэтому для него приводятся лишь теоретические предсказания [19]. Также в заключительной главе дается ссылка на приложение А, в котором рассматривается смешивание состояний с различным спином и изоспином для систем трех частиц в слабом магнитном поле. Дело в том, что метод псевдоимпульса позволяет вычислить динамическую массу только для нейтральных систем 3-х частиц при условии, что два тождественных кварка имеют сонаправленные спины, в то время как в слабом магнитном поле имеет место смешивание различных спин-изоспиновых состояний аналогично эффекту Зеемана. В случае нейтрона данное смешивание особенно наглядно, и поэтому необходимо делать сшивку массового спектра при переходе от малых полей к большим.

В приложении А приводятся формулы для Зеемановского смешивания состояний с различным спином в слабом магнитном поле. Результаты, приведенные в приложении, непосредственно используются в заключительной

главе 5.

2.1 Публикации автора по теме диссертации

1. M.A. Andreichikov, V.D. Orlovsky, Yu.A. Simonov, Asymptotic Freedom in Strong Magnetic Fields, Phys.Rev.Lett. **110**, 162002 (2013). arXiv:1211.6568.

2. M.A. Andreichikov, B.O. Kerbikov, V.D. Orlovsky, Yu.A. Simonov, Meson Spectrum in Strong Magnetic Fields, Phys.Rev.D **87**, 094029 (2013), arXiv:1304.2533.

3. M.A. Andreichikov, B.O. Kerbikov, V.D. Orlovsky, Yu.A. Simonov, Neutron in Strong Magnetic Field, Phys.Rev.D **89**, 074033 (2014), arXiv:1212.2212.

4. M.A. Andreichikov, B.O. Kerbikov, Yu.A. Simonov, Magnetic Field Focusing of Hyperfine Interaction in Hydrogen, JETP Lett. **99**, 5, p.286 (2014), arXiv:1304.2516.

Список литературы

- [1] J.M. Lattimer and M. Prakash, Phys.Rep. **442**, 109 (2007).
- [2] D.E. Kharzeev, L.D. McLerran, H.J. Warringa, Nucl.Phys. **A 803**, 227 (2008);
- [3] V. Skokov, A. Illarionov, V. Toneev, Int.J.Mod.Phys.A **24**, 5925 (2009).
- [4] T. Tajima, Eur.Phys.J. **D 55**, 519 (2009).
- [5] E.V. Luschevskaya, O.V. Larina, JETP Lett. **98**, 11, p.652 (2014), arXiv:1306.2936.
- [6] Y. Hidaka and A. Yamamoto, Phys.Rev.D **87**, 094502 (2013).
- [7] A. E. Shabad and V. V. Usov, Phys. Rev. Lett. **98**, 180403 (2007);
- [8] A. E. Shabad and V. V. Usov, Phys. Rev. **D 73**, 125021 (2006);
- [9] S. Godunov, B. Machet, M. Vysotsky, Phys.Rev.D **85** 044058 (2013), arXiv:1112.1891.
- [10] B. Machet and M.I. Vysotsky, Phys. Rev., **D83**:025022 (2011);
- [11] S.I. Godunov and M.I. Vysotsky, arXiv:1304.7940.
- [12] M. Andreichikov, B. Kerbikov, V. Orlovsky, Yu.Simonov, Phys.Rev.Lett. **110**, 162002 (2013), arXiv:1211.6568.
- [13] M.A. Humphrey, D.F. Phillips, E.M. Mattison, R.F.C. Vessot, R.E. Stoner and R.L. Weisworth, Phys.Rev.A **68**, 063807 (2003);
- [14] D.F. Phillips, M.A. Humphrey, E.M. Mattison, R.F.C. Vessot, R.E. Stoner, Phys.Rev.D **63**, 111101 (2001).
- [15] K.A. Kouzakov and A.I. Studenikin, Phys. Rev. **C72**, 015502 (2005).

- [16] M. Andreichikov, B. Kerbikov, Yu. Simonov, JETP Lett. **99**, 5, p.286 (2014), arXiv:1304.2516.
- [17] M. Andreichikov, B. Kerbikov, V. Orlovsky, Yu. Simonov, Phys.Rev.D **87**, 094029 (2013), arXiv:1304.2533.
- [18] V. Orlovsky, Yu. Simonov, JHEP 1309 (2013) 136, arXiv:1306.2232.
- [19] M. Andreichikov, B. Kerbikov, V. Orlovsky, Yu. Simonov, Phys.Rev.D **89**, 074033 (2014), arXiv:1312.2212.
- [20] E.V. Lushevskaya, O.A. Kochetkov, O.V. Larina, O.V. Teryaev, 32-nd International Symposium of Lattice Field Theory, 23-28 June 2014, Columbia U. NY, arXiv:1411.0730
- [21] W. E. Lamb, Phys. Rev. **85**, 259 (1952);
- [22] L. P. Gor'kov and I. E. Dzyaloshinskii, Sov. Phys. JETP **26**, 449 (1968);
- [23] J. E. Avron, I. W. Herbst, and B. Simon, Ann. Phys. (N.Y.) **114**, 431 (1978);
- [24] H. Grotzsch and R. A. Hegstrom, Phys. Rev. **A 4**, 59 (1971).
- [25] H. Herold, H. Ruder, and G. Wunner, J. Phys. **B 14**, 751 (1981).
- [26] M.A. Andreichikov, B.O. Kerbikov, Yu.A. Simonov, arXiv:1210.0227 (2012).
- [27] Y. Hidaka and A. Yamamoto, Phys. Rev. **D 87**, 094502 (2013).