

# ОТЗЫВ ОФИЦИАЛЬНОГО ОППОНЕНТА

на диссертацию М.А. Андрейчикова

## Динамика связанных состояний в квантовой хромодинамике в сильных магнитных полях,

представленную на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Квантовая хромодинамика (КХД) вводит свой масштаб магнитных полей, электромагнитная сила взаимодействия которых с заряженными частицами в состоянии конкурировать с ядерными силами. Это поля порядка  $B=10^{18} \text{ гаусс} = m_\pi^2/e$ , где  $m_\pi$  – масса  $\pi$ -мезона, а  $e$  – заряд электрона. Поля такой силы способны влиять на структуру и свойства адронов. Эти поля на два порядка превышают те, что по современным оценкам существуют в наиболее магнетизированных астрофизических объектах типа нейтронных звезд – так называемых магнетарах, однако могут на короткое время возникать при нецентральных соударениях тяжелых многозарядных ионов при их достаточной энергии, а также сравнимы с электромагнитными полями на внутриадронных расстояниях, обусловленными электрическими зарядами и магнитными моментами элементарных частиц. Вышесказанным определяется актуальность исследования кварковой динамики в сильных магнитных полях соответствующего масштаба, предпринятого впервые в диссертационной работе М.А. Андрейчикова.

Обобщая на случай присутствия внешнего электромагнитного поля метод корреляторов, использующийся в литературе для нахождения спектров адронов в рамках КХД, автор диссертации получил поправки к спектру двух- и трех-кварковых связанных состояний – нейтральных и заряженных мезонов и нейтрона, возникающие за счет добавления к струнному (удерживающему) межкварковому потенциалу одноглюонного кулоновского потенциала, модифицированного присутствием сильного постоянного магнитного поля, а также спинового взаимодействия. Продемонстрировано, в частности, отсутствие коллапса адронов (то есть исчезновения их массы) при неограниченном возрастании магнитного поля благодаря эффекту, установленному автором, магнитного экранирования глюо-кулонова поля, аналогичному тому, что имеет место в квантовой электродинамике для обычного кулонова поля, и благодаря наличию характерной корреляционной длины вакуумного распределения глюонов.

**Глава первая -- Введение** содержит общую характеристику работы, постановку задачи.

**Во второй главе** диссертации автор прослеживает – с соответствующими литературными ссылками -- основные составляющие метода корреляторов, предложенного и разработанного в работах группы Ю.А. Симонова (ИТЭФ), позволяющего рассчитывать спектры мезонов и барионов по КХД. В этом методе функция Грина системы кварк-антикварк записывается в виде интеграла по путям, подобном интегралу по путям в технике Швингера-Фока-Фейнмана, известному для

одночастичной функции Грина. Включение электромагнитного поля, наряду с глюонным, в единую (калибровочно-инвариантную) петлю Вильсона, и ее усреднение по флуктуациям вакуумного глюонного поля приводит к выражению, содержащему отдельно два слагаемых для межкваркового потенциала, из которых одно представляет из себя струнный линейный потенциал, ответственный за удержание, а второе есть кулоновский потенциал одноглюонного обмена между ними. Так возникают выражения для действия и релятивистского гамильтониана мезонов и барионов. Спектр динамических масс кварков в этом подходе получается минимизацией энергии составной частицы. В последующих главах исследование сводится к рассмотрению спектра этого гамильтониана после включения сильного магнитного поля. При этом обратная корреляционная длина флуктуаций глюонного поля, натяжение струны и масса  $\pi$ -мезона суть величины, определяющие масштаб магнитного поля, необходимый для того, чтобы имело смысл включать его в данное рассмотрение.

**Третья глава** диссертации является основной. В ней, в параграфах 3.1, 3.2, вычисляются спектры нейтральных двух- и трех-кварковых связанных состояний в магнитном поле – пока еще без учета кулоновского и спинового взаимодействия между кварками. Нейтральная система в магнитном поле допускает, как известно, отделение движения ее центра масс и соответствующее разделение переменных в квантовомеханической задаче. **В параграфе 3.1** это разделение переменных реализовано для мезона сперва на примере модельной задачи, когда парный сферически-симметричный удерживающий потенциал выбран как квадратичный, так что при добавлении магнитного поля совокупный спектр имеет осцилляторный характер с тремя дискретными степенями свободы и тремя непрерывными, ответственными за свободное движение вдоль магнитного поля и движение поперек его – тоже свободное, но с другой эффективной массой. Затем, после ряда отождествлений переменных, соответствующих динамическим массам кварков, находится спектр масс уже для релятивистского гамильтониана из Главы 2, возникающем в КХД. Для контроля автор убеждается в том, что в пределе отсутствия удерживающего потенциала задача минимизации энергии основного состояния по динамическим массам кварков приводит действительно к стандартному спектру масс двух невзаимодействующих заряженных частиц в магнитном поле. В общем случае процедура минимизации проведена автором компьютерными средствами, и результат представлен в Главе 5. Описана волновая функция основного состояния. В качестве интересной физической картины автором указано на то, что для достаточно сильного магнитного поля, когда взаимодействие с ним доминирует над конфайнментом (а также над кулоновским и спиновым взаимодействиями, рассмотренными в следующей Главе 4) удерживающая струна оказывается ориентированной вдоль магнитного поля.

По содержанию параграфа 3.1 имею два вопроса и одно небольшое замечание: *Могут ли пересекаться кривые зависимости энергии мезона от поперечного импульса, соответствующие разным возбужденным уровням? И если да, то возможны ли переходы в возбужденные состояния за счет разрывающего поперечного движения в магнитном поле?*

*Могут ли пересекаться эти кривые с дисперсионной кривой фотона, что сделало бы кинематически возможной однофотонную аннигиляцию?*

*В связи со сделанным автором замечанием о деформации кварк-антикваркового состояния в магнитном поле по аналогии с атомом следовало бы сослаться на старые работы Б.Б. Кадомцева, а не на работы [7] – [11], в которых речь идет о совершенно другом явлении – магнитной деформации самого кулоновского поля.*

**В параграфе 3.2** аналогичным образом, но в гораздо более сложных обстоятельствах задачи трех тел спектр масс находится для нейтрального бариона – нейтрона. Внешнее электромагнитное поле вводится способом ковариантного удлинения производной в релятивистском гамильтониане, полученном описанным в Главе 2 способом. Ради возможности отделить движение центра масс вводится естественное для основного состояния максимально симметричное допущение о равенстве динамических масс кварков и неподвижности точки ветвления струны, после чего гамильтониан представляется в терминах координат Якоби и сопряженных им канонических импульсов. Так же, как и в параграфе 3.1, используется квадратичная однопараметрическая подстановка для потенциала конфайнмента, равномерно ограниченная сверху линейным потенциалом. Получены выражения для энергии основного состояния (в покое, с нулевыми угловыми моментами), выражения для факторизованной волновой функции. Приведен график зависимости динамической массы кварка от магнитного поля с учетом поправки на его собственную массу (*надо было бы привести литературный источник для формулы (3.94), использованной для этой поправки*). Оказывается, что динамическая масса кварков, составляющих нейтрон, выходит на насыщение с ростом магнитного поля сверх его значения, определяемого натяжением струны. Это не так для кварков, задействованных в других спин-изоспиновых конфигурациях.

**В параграфе 3.3** рассматривается полезная модельная задача об электрически заряженном «мезоне» как комбинации двух кварков, для которой введение псевдоимпульса, использованного в предыдущих пунктах для отделения движения центра масс, невозможно, однако в случае равенства зарядов кварков составленная из них частица движется в классике как целое по круговой орбите, а в квантовой задаче перпендикулярный суммарный импульс заменяется дискретным осцилляторным квантовым числом. Получен спектр связанных состояний при наличии конфайнмента, в последующих главах получены пертурбативные поправки к нему.

**В Главе 4** рассмотрены поправки к установленным в предыдущих главах спектрам мезонов, возникающие при учете глюо-кулоновского и спинового взаимодействия между кварками. Поскольку сверхсильное магнитное поле делает систему заряженных частиц почти одномерной, потенциал притяжения кулоновского типа  $1/r$  становится при  $r=0$  сильно сингулярным со свойством падения на центр, что вызывает обычно неограниченный рост энергии связи, иначе говоря, коллапс системы. В применении к спектру мезона на такое же явление было указано и в прошлой работе [54] с участием автора диссертации. **В параграфе 4.1**, однако, принят во внимание аналог радиационного эффекта магнитного экранирования статического электрического поля, имеющий место в квантовой электродинамике, обязанный линейному росту с магнитным полем однопетлевого электрон-позитронного вклада в статическую компоненту поляризационного оператора. Такой же растущий однопетлевой, но только кварк-антикварковый, вклад имеется, как объясняется в диссертации, и в глюонный поляризационный оператор с соответствующей заменой электромагнитных констант и параметров на параметры, характерные для КХД. (Глюонные петли не приводят к линейному росту с магнитным полем.) Тем самым предотвращается коллапс мезона при неограниченном росте магнитного поля. Написан эффективный потенциал экранирования, и поправка к энергии, получающаяся его усреднением по волновым функциям из параграфа 3.1. Численный расчет, легший в основу Рис. 4.2, показал, что уменьшение массы мезона за счет глюо-кулоновского взаимодействия между

кварками прекращается, выходя на насыщение в районе магнитного поля порядка  $12 \text{ GeV}^2$ . Такой же по характеру результат для нейтрона демонстрируется на вычисленном Рис. 4.3.

**В параграфе 4.2** рассмотрено сверхтонкое расщепление за счет спина. Выделено состояние, которое должно было бы быть подвержено коллапсу из-за того, что спин-спиновое взаимодействие столь же сингулярно в сильном магнитном поле, сколь и кулоновское. Это явление в диссертации обозначается как магнитная фокусировка. Аргументировано, что коллапса не происходит, но не благодаря радиационным поправкам, а благодаря тому, что имеется не равная нулю корреляционная длина флюктуаций глюонного поля. Как для мезонов, так и для барионов автор выписывает поправки к массам, происходящие от спин-спинового взаимодействия, остающиеся конечными при росте магнитного поля. *Вопрос автору. Кулоновский коллапс, как мне представляется, также подавляется благодаря конечности корреляционной длины. Спрашивается, наступает ли насыщение уменьшения массы за счет корреляционной длины при меньших или при больших магнитных полях, чем за счет радиационной поправки в поляризационный оператор?*

Далее в **параграфе 4.2** решается отдельная, то тематически и технически связанная задача о сверхтонком расщеплении в атоме водорода и оценке поправки к линии 21 см, возникающей из-за эффекта магнитной фокусировки, которое в атоме наступает при значительно меньших полях, порядка  $10^9$  гаусс, когда магнитная длина сравнивается с боровским радиусом. Такая задача ранее не решалась. Результат показан на Рис. 4.6. Длина волны уменьшается с ростом магнитного поля. Итоги работы подводятся в заключительной **Главе 5**. В частности произведено сравнение окончательных результатов (с включением кулоновских и спиновых поправок) с решеточными вычислениями 2013 года. Кривые зависимости масс мезонов – в тех случаях, когда сравнение может быть уверенно произведено, а именно для  $\rho^+$  векторного бозона, -- демонстрируют прекрасное (!) согласие с вычислениями на решетке. *Я бы попросил автора в его докладе произвести сравнение также и с новейшими результатами группы ИТЭФ по вычислениям на решетке в магнитном поле.*

**В Главе 5** указано также на имеющуюся проблему: наличие корреляционной длины в распределении глюонов, которое успешно позволило предотвратить коллапс типа магнитной фокусировки мезонов, бессильно сделать это в случае барионов, когда приходится учитывать однопионный обмен. С другой стороны, в литературе имеется общее утверждение о необращении в нуль массы нейтрона в сильных магнитных полях.

В целом, в диссертации впервые решена важная научная задача получения спектров масс мезонов и барионов в сверхсильном магнитном поле в рамках КХД, разработана и реализована соответствующая методика, и при этом преодолена проблема магнитного коллапса. Результаты замечательным образом совпадают с тем, что получается в надежном математическом эксперименте – решеточных симуляциях. Автором проделана весьма большая по объему и сложная аналитическая работа, в ряде случаев завершающаяся компьютерными вычислениями. Использован продвинутый аппарат квантовой хромодинамики в условиях конфайнмента.

Сделанные выше два замечания, как это ясно из их характера, никак не умаляют общей высокой оценки диссертации; она также не зависит от его будущих ответов на поставленные вопросы (*замечания и вопросы выделены в тексте отзыва*).

Содержание диссертации полноценно опубликовано и адекватно представлено в автореферате. Вынесенные на защиту результаты получены лично автором, являются оригинальными, важными и надежно установленными.

Диссертация М.А. Андрейчикова удовлетворяет всем требованиям, предъявляемым к кандидатским диссертациям, и ее автор определенно заслуживает присуждения ему искомой ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.02 «теоретическая физика».

Официальный оппонент,  
доктор физико-математических наук,  
главный научный сотрудник Отделения  
теоретической физики им. И.Е.Тамма  
Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Шабад Анатолий Ефимович

02 марта 2016 года

Адрес: Москва 119991, Ленинский проспект 53,  
Тел. +79166866227, e-mail: [shabad@lpi.ru](mailto:shabad@lpi.ru)

Подпись  
Шабада А.Е. заверяю.

Ученый секретарь ФИАН