

На правах рукописи



Годизов Антон Александрович

**Изучение дифракционного взаимодействия
адронов при высоких энергиях в эйкональном
подходе с нелинейными траекториями Редже**

Специальность 1.3.3. — теоретическая физика

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Протвино 2023

Общая характеристика работы

Процессы дифракционного рассеяния адронов при высоких энергиях занимают важное место в секторе сильного взаимодействия физики элементарных частиц. В частности, их значимость обусловлена тем фактом, что доля дифракционных событий в столкновениях адронов составляет от более чем 20 процентов при энергиях ускорителя У-70 до 30 – 40 процентов при энергиях Большого адронного коллайдера. При этом, основное количество таких событий на адрон-адронных коллайдерах приходится либо на упругое рассеяние, когда рождения новых частиц не происходит, либо на так называемую одиночную дифракционную диссоциацию, когда одна из частиц возбуждается до состояния адронной системы большей массы за счёт потери другой частицей некоторой доли своей энергии.

Одна из особенностей вышеупомянутых процессов при достаточно малых (до двух ГэВ) передачах поперечного импульса и относительно небольших (не более трёх-пяти процентов) передачах энергии от одной из двух сталкивающихся частиц к другой — это то, что в таком кинематическом режиме взаимодействие адронов происходит на расстояниях порядка $0.1 \div 3$ фм. И в целом, в этих процессах имеет место специфическое явление медленного увеличения (с ростом энергии столкновения) поперечного размера области дифракционного взаимодействия. Этот характерный пространственный масштаб, оцениваемый путём расчёта средней величины переданного поперечного импульса через усреднение по известным угловым распределениям рассеивающихся частиц с последующим применением соотношения неопределённостей Гейзенберга для координаты и импульса, достигает величины порядка 1 фм уже при энергиях коллайдера ISR.

Это заметно отличает взаимодействие адронов в режиме дифракционного рассеяния при высоких энергиях от таких эффектов физики частиц, как “бьёркеновский скейлинг” при глубоко неупругом рассеянии заряженных лептонов на протонах или рождение в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях струй адронов с относительно

большими значениями поперечных импульсов, где высокие энергии сочетаются с пространственными масштабами порядка $10^{-5} \div 10^{-3}$ фм. Таким образом, в отличие от большинства известных и детально исследованных явлений физики высоких энергий, наблюдаемых на адрон-адронных и лептон-адронных коллайдерах и характеризующихся проникновением с ростом энергии на всё меньшие пространственные масштабы, дифракционное рассеяние при высоких энергиях связано с относительно большими расстояниями между взаимодействующими частицами. Сравнимость величины поперечного размера области дифракционного взаимодействия в протон-протонных столкновениях с зарядовым радиусом протона говорит о том, что в таком кинематическом режиме проявляются, главным образом, волновые аспекты структуры адронов.

Поэтому эксперименты по исследованию дифракционного взаимодействия адронов при высоких энергиях занимают особое место среди прочих экспериментов, проводимых на адрон-адронных и лептон-адронных коллайдерах и связанных, как правило, с исследованием партонной структуры сталкиваемых адронов, а также свойств тяжёлых фундаментальных частиц, вроде бозона Хиггса или массивных калибровочных бозонов Стандартной Модели. По самой своей сути, дифракционные эксперименты — это уникальный инструмент для изучения волновой структуры адронов и закономерностей их взаимодействия на расстояниях более 0.1 фм.

Вышеупомянутые факты указывают на необходимость разработки адекватных теоретических подходов к описанию совокупности дифракционных явлений в адронной физике высоких энергий, позволяющих не только физически осмысленно интерпретировать уже имеющиеся экспериментальные данные, но и строить надёжные, с практической точки зрения, модели различных дифракционных процессов (таких, как упругое рассеяние лёгких адронов на протонах, одиночная диссоциация нуклона, эксклюзивное фоторождение лёгких векторных мезонов на протонах, эксклюзивное центральное рождение вакуумных резонансов и др.), обладающие высокой предсказательной значимостью, т. е. позволяющие надёжно прогнозировать, хотя бы на качественном уровне, результаты будущих ди-

фракционных экспериментов на адрон-адронных и лептон-адронных коллайдерах.

Однако, связь дифракционного рассеяния при высоких и сверхвысоких энергиях с большими расстояниями между взаимодействующими частицами приводит к появлению серьёзных трудностей в практическом применении к описанию таких адронных процессов фундаментальной теории сильного взаимодействия — квантовой хромодинамики (КХД). На расстояниях порядка 1 фм эффективное взаимодействие между фундаментальными составляющими адронов, кварками и глюонами, характеризующееся, в первую очередь, значением бегущей константы связи КХД, оказывается настолько сильным, что теория возмущений становится неприменимой. Современные же непertурбативные методы не позволяют предсказывать наблюдаемые процессы дифракционного рассеяния лёгких адронов со сколь-либо приемлемой точностью.

Актуальность темы диссертации

В последние годы в научном сообществе заметно вырос и продолжает стремительно расти интерес к дифракционным процессам в адронной физике. Дифракционные исследования проводятся в рамках своих научных программ всеми четырьмя крупнейшими коллаборациями ЦЕРНа, связанными с Большим адронным коллайдером (CMS, ATLAS, LHCb, ALICE). Научная программа коллаборации TOTEM практически полностью посвящена изучению различных процессов протон-протонного рассеяния при сверхвысоких энергиях в дифракционном режиме. Кроме того, исследования как упругого дифракционного рассеяния протонов на протонах, так и эксклюзивных реакций центрального рождения лёгких вакуумных резонансов в столкновениях протонов при энергиях 200 ГэВ и 510 ГэВ проводятся коллаборацией STAR на коллайдере RHIC в Брукхейвене. Поэтому, в свете вышесказанного и ввиду продолжающегося поступления новых экспериментальных данных, как с Большого адронного коллайдера, так и с коллайдера RHIC, как никогда остро стоит пробле-

ма разработки общего теоретического подхода, позволяющего с единых позиций описывать различные эксклюзивные и инклюзивные реакции дифракционного взаимодействия лёгких адронов при высоких и сверхвысоких энергиях и строить адекватные, с физической точки зрения, модели таких процессов, обладающие высокой предсказательной значимостью и, вследствие этого, способные стать надёжными инструментами, как для феноменологического анализа новейших экспериментальных данных, так и для качественного прогнозирования результатов будущих дифракционных экспериментов.

Основная цель диссертационной работы

На настоящий момент единственным формализмом, в рамках которого существует, в перспективе, возможность связать напрямую КХД и наблюдаемые дифракционного сектора адронной физики, является теория Редже. В терминах этой теории, взаимодействие адронов при высоких и сверхвысоких энергиях осуществляется посредством обменов реджеонами, обобщениями виртуальных состояний адронов как связанных систем кварков и глюонов на случай комплексного значения спина такой системы. Каждый подобный реджеон взаимнооднозначно связан с определённым семейством адронных резонансов из общего спектра адронов. Эта связь описывается некоторой аналитической функцией одной комплексной переменной, которую называют траекторией Редже данного реджеона.

Основная цель диссертационной работы — разработка на основе общей теории Редже иерархии приближений с существенной опорой на КХД, позволяющей описывать различные процессы дифракции адронов при высоких энергиях в рамках единой феноменологической схемы, а также верификация этих приближений путём моделирования на их основе ряда дифракционных процессов, включая обязательную проверку предсказательной значимости построенных моделей.

Методология исследования

В данной диссертационной работе теоретическое исследование дифракционного взаимодействия нуклонов, а также других лёгких адронов при высоких энергиях проводится в терминах общего редже-эйконального подхода — одного из магистральных направлений развития теории Редже, эксплуатирующего эйкональное представление амплитуды упругого рассеяния на основе релятивистского квазипотенциального приближения. В рамках этого подхода, связь конкретного реджеона (как эффективного переносчика сильного взаимодействия) с адронами описывается с помощью вершинных функций, представляющих собой произведение эффективного реджеонного заряда адрона на так называемый реджеонный форм-фактор (аналог электромагнитного форм-фактора). Отличительными особенностями применяемого в диссертации варианта редже-эйконального подхода, выделяющими его среди конкурирующих редже-эйкональных и прочих реджевских моделей дифракционного рассеяния адронов, являются

- использование существенно нелинейных приближений к траекториям Редже в области рассеяния;
- явный учёт следующих из КХД асимптотических пределов для траекторий Редже, а также учёт соответствующего асимптотического поведения реджеонных форм-факторов адронов;
- опора на дуальное приближение КХД при построении иерархии простейших реджевских приближений для описания взаимодействия лёгких адронов в режиме дифракционного рассеяния при высоких и сверхвысоких энергиях столкновения;
- эксплуатация корректной функциональной структуры реджевских вычетов для отдельных реджеонных вкладов в эйконал упругого рассеяния, позволяющей устанавливать связь между различными процессами дифракционного рассеяния лёгких адронов, а также реакциями двухчастичного распада реальных состояний соответствующих ре-

джеонов на лёгкие псевдоскалярные мезоны и фотоны, и встраивать модели этих процессов в единую феноменологическую схему.

Необходимо особо отметить, что использование следующей напрямую из КХД информации об асимптотическом поведении траекторий Редже лидирующих реджеонов и соответствующих реджеонных форм-факторов лёгких адронов существенно повышает эффективность редже-эйконального подхода, делая его надёжным феноменологическим инструментом для работы с различными адронными процессами при высоких энергиях, протекающими в режиме дифракционного рассеяния.

Присутствующие в используемом подходе неизвестные функции, а именно траектории Редже и вершинные функции, определяющие связь конкретного реджеона с адронами, должны вычисляться в рамках КХД. Поэтому, наравне с феноменологическим моделированием дифракционных процессов, не менее важной задачей является разработка технологий расчёта этих функций или хотя бы некоторых их характеристик напрямую из КХД. В последней главе диссертации рассматривается проблема вычисления интерсептов мезонных траекторий Редже.

Научная новизна и практическая ценность полученных результатов

Диссертационная работа сочетает в себе как детальный теоретический анализ различных дифракционных процессов, так и практическое применение построенных моделей этих процессов к описанию широкого массива доступных экспериментальных данных. По итогам проведённых исследований, удалось получить целый ряд новых и крайне важных, с точки зрения феноменологии физики элементарных частиц, результатов.

В части аналитических вычислений в рамках КХД, впервые была рассчитана серия интерсептов мезонных траекторий Редже, связанных с пионами и b -мезонами, что вселяет надежду на возможность дальнейшего прогресса в этом направлении.

В ходе феноменологического моделирования процессов упругого нуклон-нуклонного и каон-нуклонного рассеяния, одиночной дифракционной диссоциации протона в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях и эксклюзивного фоторождения лёгких векторных мезонов на протонах были детально исследованы свойства двух основных переносчиков сильного взаимодействия в режиме дифракционного рассеяния лёгких адронов при высоких энергиях. Один из них, называемый в литературе *мягким помероном*, связан с семейством лёгких тензорных глюболов (адронов, состоящих преимущественно из глюонной материи), в то время как второй, называемый *f-реджеоном*, связан с известными вакуумными резонансами $f_2(1270)$, $f_4(2050)$ и $f_6(2510)$. Впервые было обнаружено интересное свойство крайне слабой зависимости вершинных функций, определяющих связь мягкого померона с заряженными каонами и лёгкими векторными мезонами. При анализе доступных экспериментальных данных по двухчастичным распадам тензорных вакуумных резонансов на псевдоскалярные мезоны и фотоны именно это свойство позволило установить основного кандидата на статус лёгкого тензорного глюбола. Этот результат исключительно важен, поскольку глюболы относятся к ещё не открытому экспериментально классу адронов.

Объективность и универсальность траекторий Редже лидирующих реджеонов и соответствующих вершинных функций, описывающих связь этих реджеонов с адронами, позволяют изучать с единых позиций самые разные дифракционные процессы. Вследствие простоты и физической прозрачности используемого подхода, а также прямой опоры на КХД при введении иерархии реджевских приближений для эйконала упругого рассеяния и при фиксации асимптотического поведения траекторий Редже и реджевских форм-факторов в области больших значений переданного поперечного импульса, построенные двухреджеонные модели исследованных процессов продемонстрировали не только приемлемое качество описания доступных экспериментальных данных, но и высокую предсказательную значимость. Именно верифицированная предсказательная значимость позволяет рассматривать данные модели как надёжные инструмен-

ты для феноменологического анализа экспериментальных данных, а также использовать их в качестве начинки для генераторов событий — специализированных компьютерных программ, которые имитируют совокупность событий, происходящих при столкновении пучков частиц, с целью прогнозирования результатов будущих экспериментов на адрон-адронных и лептон-адронных коллайдерах.

В свете проблем, стоящих перед современной дифракционной физикой, полученные результаты весьма полезны, с практической точки зрения, и востребованы научным сообществом. В частности, представленные в данной диссертационной работе модели упругого рассеяния нуклонов на нуклонах и антинуклонах, а также эксклюзивного центрального рождения различных лёгких вакуумных резонансов в протон-протонных столкновениях при энергиях Большого адронного коллайдера были встроены в разработанный к 2019-ому году генератор событий ExDiff. В силу упомянутых выше объективности и универсальности траекторий Редже мягкого померона и f -реджеона, а также соответствующих вершинных функций, описывающих связь этих реджеонов с лёгкими адронами, полученные в ходе проведённых исследований феноменологические приближения к этим функциям могут быть использованы при моделировании любых дифракционных процессов адронной физики высоких энергий.

Личный вклад автора

Автор был основным разработчиком применяемого в данной диссертации общего подхода к моделированию различных дифракционных процессов адронной физики высоких энергий. Как уже было отмечено выше, сам подход опирается на использование (с опорой на КХД) существенно нелинейных приближений к траекториям Редже лидирующих реджеонов. Это сильно отличает его от альтернативных подходов и позволяет осуществлять успешное совместное моделирование разных процессов.

Также, в период максимальной активности в ходе исследований по теме диссертации, автор некоторое время состоял в коллаборации CMS и

участвовал в реализации проекта СТ-PPS.

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в научных реферируемых журналах в статьях [1] — [11], а также в электронном препринте [12]. Кроме того, они неоднократно докладывались на международных и российских конференциях.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения, включает в себя четыре приложения, оглавление и список используемой литературы. Диссертация содержит 183 страницы. Список литературы состоит из 216-ти библиографических ссылок. Таблицы и рисунки размещены в приложениях В и Г, соответственно.

Краткое содержание работы

Во Введении даётся общая характеристика отличительным особенностям дифракционных процессов, в сравнении с прочими процессами адронной физики высоких энергий, а также обсуждается актуальность темы исследования, формулируются цели и методология исследования, обосновывается практическая значимость полученных результатов и описывается общая структура диссертации.

В Главе 1 даётся краткий обзор современного положения дел в реджевской феноменологии мягких дифракционных процессов. В частности, даётся краткая историческая справка о появлении теории Редже в физике высоких энергий, как одного из наиболее популярных подходов к описанию дифракционных процессов адронной физики. Обсуждаются современные феноменологические модели мягких адронных процессов, таких, как упругое рассеяние нуклонов, одиночная дифракционная

диссоциация нуклона, фоторождение лёгких векторных мезонов и эксклюзивное центральное рождение скалярных и тензорных резонансов в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях при высоких энергиях. В заключительной части главы обсуждаются современные аналитические подходы в рамках собственно КХД, позволяющие делать количественные оценки некоторых важных характеристик траекторий Редже, таких, как их интерсепты.

В Главе 2 рассматривается упрощённая версия редже-эйконального формализма с опорой на некоторые следующие напрямую из КХД выводы. Эти выводы касаются как фундаментальной реджеонной структуры эйконала упругого нуклон-нуклонного и нуклон-антинуклонного рассеяния, так и поведения траекторий Редже и соответствующих эффективных реджеонных форм-факторов нуклонов в кинематическом секторе, связанном с асимптотически большими значениями переданного поперечного импульса, где с достаточно высокой надёжностью работают методы пертурбативной КХД. Именно основанная на использовании КХД теоретическая аргументация приводит к феноменологической картине с лидирующими траекториями Редже, существенно нелинейными в области рассеяния (т. е. в области отрицательных значений аргумента), которая в дальнейшем позволит строить модели дифракционных процессов с высокой предсказательной значимостью.

Основой редже-эйконального подхода является гипотеза Ван Хова о том, что, при больших значениях энергии столкновения и малых значениях переданного поперечного импульса, эйконал $\Omega_N(s, t)$ (борновская амплитуда) упругого рассеяния двух адронов может быть приближен суммой t -канальных резонансных вкладов,

$$\Omega_N(s, t) = \sum_j \sum_{m_j} \frac{\xi_j B^{(j, m_j)}(s, t)}{m_j^2 - t} + \dots, \quad (1)$$

где s – квадрат инвариантной массы двух сталкивающихся адронов, $-t$ – квадрат переданного импульса в системе покоя центра масс, $B^{(j, m_j)}(s, t) \equiv \beta^{(j, m_j)}(t) P_j(z_t)$, ξ_j – так называемый сигнатурный множи-

тель, $P_j(x)$ – полином Лежандра j -го порядка, z_t – косинус угла рассеяния в t -канале, $m_j^2 \equiv M_j^2 - iM_j\Gamma_j$ (здесь j , M_j и Γ_j – это спин, масса и полная ширина распада соответствующего адронного резонанса), а многоточие обозначает все прочие (нерезонансные) вклады.

Однако, приближение (1) для эйконала не подразумевает, по умолчанию, разбиения функции $\beta^{(j,m_j)}(t)$ на два множителя, каждый из которых связан напрямую с одним из двух сталкивающихся адронов. Такое разделение возникает при использовании формализма, где функция $B^{(j,m_j)}(s, t)$ представляется в виде свёртки двух токов, зависящих от 4-импульсов p_1 и p_2 взаимодействующих адронов и переданного от одного адрона к другому 4-импульса Δ ($t \equiv \Delta^2$), с тензорной структурой, связанной с переносящим взаимодействие виртуальным адронным резонансом и динамически зависящей только от Δ :

$$B^{(j,m_j)}(s, t) = J_{\mu_1 \dots \mu_j}^{(h_1, m_j)}(p_1, \Delta) D_{(m_j)}^{\mu_1 \dots \mu_j; \nu_1 \dots \nu_j}(\Delta) J_{\nu_1 \dots \nu_j}^{(h_2, m_j)}(p_2, -\Delta). \quad (2)$$

Здесь $J_{\mu_1 \dots \mu_j}^{(h_1, m_j)}(p_1, \Delta)$ – это токи сталкивающихся частиц, индексы $h_{1,2}$ обозначают сорт соответствующего адрона, а индекс m_j указывает на зависимость свойств токов J от физической структуры виртуального резонансного состояния, переносящего взаимодействие (ниже, этот индекс будет опускаться).

Если рассматривать тензорную структуру токов $J_{\mu_1 \dots \mu_j}^{(h)}(p, \Delta)$ в наиболее общей форме

$$J_{\mu_1 \dots \mu_j}^{(h)}(p, \Delta) = g_j^{(h)}(t) p_{\mu_1} \dots p_{\mu_j} s_0^{-j/2} + \dots \quad (3)$$

(здесь $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$ – единица измерения, а многоточие обозначает совокупный вклад тензорных подструктур, отличных от $p_{\mu_1} \dots p_{\mu_j}$) и свернуть токи обоих адронов с тензорной структурой

$$D^{\mu_1 \dots \mu_j; \nu_1 \dots \nu_j}(\Delta) = \frac{f_j(t)}{j!} [g^{\mu_1 \nu_1} \dots g^{\mu_j \nu_j} + \nu_i \longleftrightarrow \nu_k] + \dots, \quad (4)$$

то приходим к выражению

$$B^{(j)}(s, t) = g_j^{(h_1)}(t) g_j^{(h_2)}(t) f_j(t) \left(\frac{(p_1 p_2)}{s_0} \right)^j [1 + O((p_1 p_2)^{-1})]. \quad (5)$$

Отсюда получаем следующее высокоэнергетическое приближение для вычета $B^{(j)}(s, t)$ в так называемом реджевском кинематическом режиме рассеяния $(p_1 + p_2)^2 \equiv s \gg \{p_{1,2}^2, s_0, |t|\}$:

$$B^{(j)}(s, t) \approx \tilde{g}_j^{(h_1)}(t) \tilde{g}_j^{(h_2)}(t) \left(\frac{s}{2s_0}\right)^j, \quad (6)$$

где множители $\tilde{g}_j^{(h_{1,2})}(t) \equiv g_j^{(h_{1,2})}(t) f_j^{1/2}(t)$ можно интерпретировать как вершинные функции, определяющие эффективную связь переносящего взаимодействие виртуального резонанса с соответствующим адроном.

Процедура сведения суммы обменов между двумя взаимодействующими адронами серией виртуальных адронных резонансов, не содержащей резонансных состояний с нулевым спином, к обмену реджеоном через аналитическое продолжение в область комплексных значений полного углового момента j (спина виртуального адрона) в t -канале подробно изложена в Приложении А. В самой Главе 2 приведены лишь конечные ответы для вклада произвольного чётного реджеона (т. е. реджеона, связанного с резонансами чётного спина) в эйконал упругого рассеяния адронов при высоких энергиях,

$$\Omega_+(s, t) \approx \xi_+(\alpha_+(t)) \alpha'_+(t) \left(\frac{s}{2s_0}\right)^{\alpha_+(t)} g_+^{(h_1)}(t) g_+^{(h_2)}(t), \quad (7)$$

где множитель $\xi_+(\alpha_+(t))$ — это так называемый реджеонный сигнатурный фактор, связанный с тем чётным реджеоном, которому соответствует траектория Редже $\alpha_+(t)$,

$$\xi_+(\alpha_+(t)) = \pi \left(i + \tan \frac{\pi(\alpha_+(t) - 1)}{2} \right), \quad (8)$$

и, соответственно, для результата реджезации обменов семейством адронных резонансов с нечётным спином,

$$\Omega_-(s, t) \approx \xi_-(\alpha_-(t)) \alpha'_-(t) \left(\frac{s}{2s_0}\right)^{\alpha_-(t)} g_-^{(h_1)}(t) g_-^{(h_2)}(t), \quad (9)$$

где

$$\xi_-(\alpha_-(t)) = \pi \left(i - \cot \frac{\pi(\alpha_-(t) - 1)}{2} \right). \quad (10)$$

Выведенные изначально лишь для случая упругого рассеяния адронов, формулы (9) и (10) подходят и для описания однореджеонных обменов в некоторых реакциях неупругого рассеяния (таких, например, как процессы пионной перезарядки $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ и $\pi^- + p \rightarrow \eta + n$), а также для описания однореджеонных обменов в реакциях, где одна из взаимодействующих частиц лежит вне массовой оболочки (например, процессы эксклюзивного фоторождения лёгких векторных мезонов на протонах, $\gamma + p \rightarrow V + p$, рассматриваемые в рамках так называемого приближения векторной доминантности).

Основная проблема, возникающая в редже-эйкональном подходе и, в целом, в теории Редже, — очевидная функциональная неопределённость. В частности, при описании упругого дифракционного рассеяния протонов на протонах при высоких энергиях необходимо вводить две неизвестные функции для каждого реджеонного вклада в эйконал, а именно, траекторию Редже $\alpha(t)$ соответствующего реджеона и вершинную функцию $g^{(p)}(t)$, определяющую его эффективную связь с протоном. Наблюдаемая в экспериментах по столкновениям протонов с протонами энергетическая эволюция интегрированного сечения упругого рассеяния (см. Рисунок 1) указывает на существование двух разных сортов реджеонов:

- так называемые суперкритические реджеоны, которые имеют траектории Редже с интерсептами, превышающими единицу (эти реджеоны определяют скорость роста интегрированных сечений рассеяния адронов в области высоких значений энергии столкновения);
- вторичные реджеоны с интерсептами траекторий Редже меньше единицы, отвечающие за убывание интегрированного сечения рассеяния при энергиях столкновения менее 20 ГэВ.

В современной литературе, вторичные реджеоны обычно ассоциируются с семействами лёгких векторных и тензорных мезонов Модели Кварков (таких сортов, как ω , f , ρ , a , ϕ и т. д.), в то время как суперкритические реджеоны чётного (нечётного) спина, называемые померонами

(оддеронами), ассоциируются с сериями глюолов (адронов, не содержащих в себе сильновзаимодействующих фермионов).

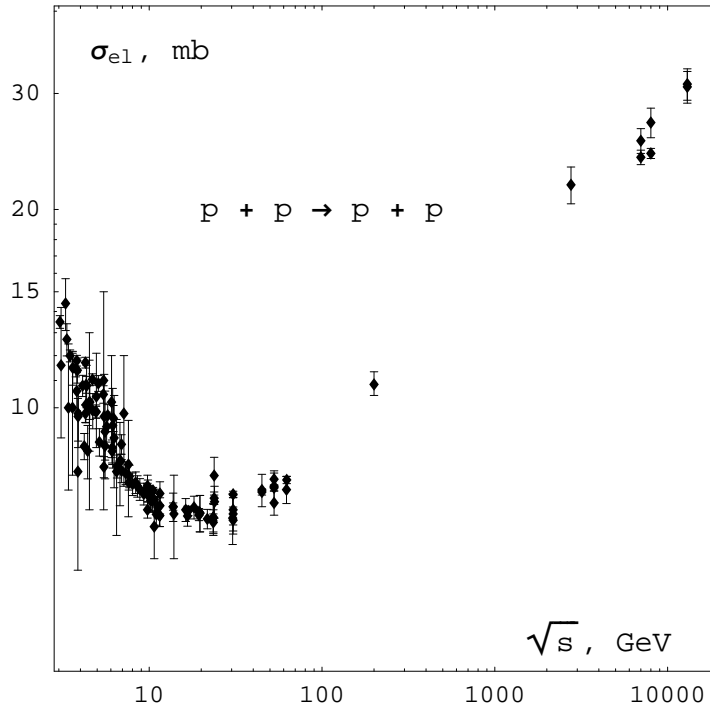


Рисунок 1 – Наблюдаемая эволюция интегрированного сечения упругого протон-протонного рассеяния с ростом энергии столкновения.

Самый важный вопрос — какие реджеоны обеспечивают основной эффективный вклад в сильное взаимодействие нуклонов в кинематическом режиме упругого дифракционного рассеяния при доступных значениях энергии столкновения? Разные модели предоставляют разные ответы. В этом месте помощь приходит со стороны фундаментальной теории сильного взаимодействия.

Именно КХД помогает прояснить общую структуру той части эйконала упругого дифракционного рассеяния нуклонов, которая связана с обменом вторичными реджеонами, представляющими собой обобщение всевозможных связанных состояний кварка и антикварка на случай комплексного значения спина. Согласно КХД, в случае упругого рассеяния нуклонов на нуклонах возникают всего два типа обменных вкладов, имеющих отношение к вторичным реджеонам:

- вклады первого типа, содержащие в себе обмен валентными кварками нуклонов (см. левую картинку на Рисунке 2);
- вклады второго типа, в которых обмен валентными кварками не возникает (см. правую картинку на Рисунке 2).

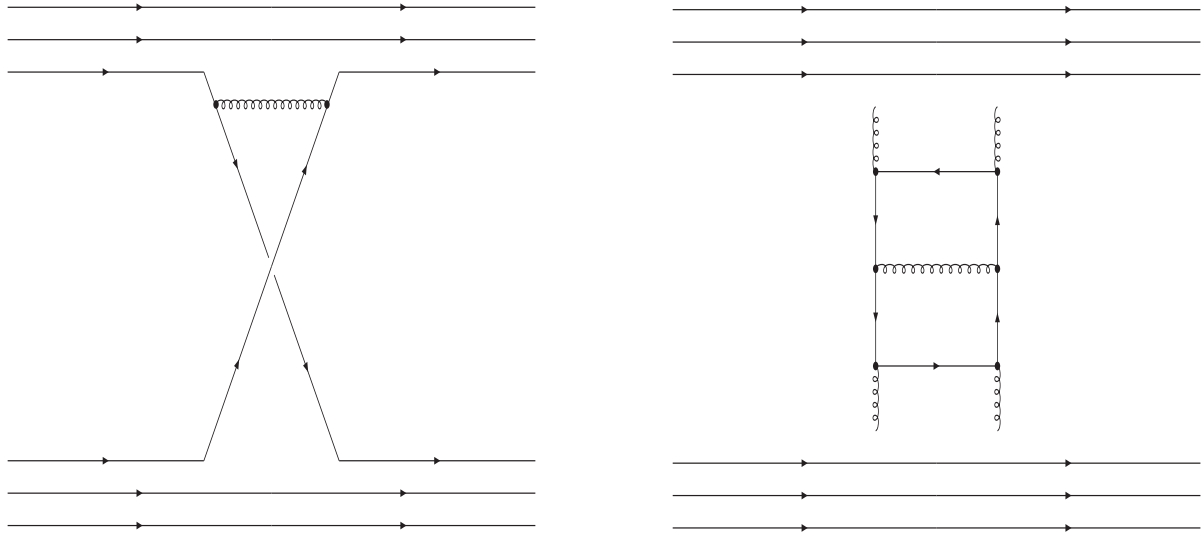


Рисунок 2 – Два типа квантовохромодинамических вкладов в упругое дифракционное рассеяние нуклонов, которые приводят к возникновению эффективных обменов мезонными резонансами.

Более того, в рамках весьма известного дуального приближения КХД было продемонстрировано, что полная совокупность вкладов первого типа в упругое нуклон-нуклонное взаимодействие не имеет мнимой части. Поэтому, если представить ту часть эйконала упругого дифракционного рассеяния нуклонов, которая связана с обменом вторичными реджеонами, в терминах C -чётных и C -нечётных реджеонных обменов, то проявляется следующая структура вторичнореджеонного взаимодействия нуклонов:

$$\Omega_N^{(sec)}(s, t) \approx \Omega_{FR}(s, t) + \Omega_f(s, t) \mp \Omega_\omega(s, t) + \Omega_a(s, t) \mp \Omega_\rho(s, t), \quad (11)$$

где $\Omega_{FR}(s, t)$ – f -реджеонный вклад второго типа, не содержащий обмена валентными кварками между нуклонами, $\Omega_f(s, t)$ – вклад первого типа

того же самого реджеона, последние три слагаемых связаны со вкладами первого типа вторичных реджеонов ω , a и ρ , а знак “—” (“+”) перед C -нечётными вкладками соответствует нуклон-нуклонному (нуклон-антинуклонному) взаимодействию.

Обменные вклады реджеонов ω , a и ρ второго типа в упругое дифракционное взаимодействие адронов подавлены вследствие эффективного приближённого сохранения изоспина и G -чётности, имеющего место в сильном взаимодействии, поскольку любая квантовополевая конфигурация, не содержащая сильновзаимодействующих фермионов (т. е. состоящая только из глюонов) имеет нулевой изоспин и положительную G -чётность.

Если мнимые части вкладов второго типа $\Omega_f(s, t)$ и $\Omega_\omega(s, t)$ и, аналогично, вкладов $\Omega_a(s, t)$ и $\Omega_\rho(s, t)$ совпадают, то в режиме упругого дифракционного рассеяния нуклонов на нуклонах они аннигилируют друг друга, в соответствии с физической картиной, возникающей в рамках дуального приближения КХД. В литературе такое совпадение мнимых частей двух обменных вкладов, связанных с чётным реджеоном и его нечётным контрпартнёром, называется обменным вырождением. Это явление может иметь место лишь в случае полного совпадения как траекторий Редже рассматриваемых реджеонов, так и соответствующих вершинных функций, определяющих эффективную связь этих реджеонов с взаимодействующими адронами. Обменное вырождение встречается в аналитически решаемых задачах теории потенциального рассеяния. В случае обменного вырождения, вкладками первого типа в мнимую часть эйконала упругого дифракционного рассеяния нуклонов на нуклонах можно пренебречь, и, таким образом, лишь вклад второго типа, связанный с обменом f -реджеоном, оказывается существенным для описания упругого протон-протонного рассеяния в реджевском кинематическом режиме при высоких и сверхвысоких энергиях. Единственное исключение составляет некоторая окрестность точки дифракционного минимума соответствующей дифракционной картины, поскольку в этой области мнимая часть амплитуды упругого рассеяния в импульсном представлении по абсолютной величине

много меньше модуля её реальной части (в кинематическом режиме, когда мнимая часть эйконала упругого рассеяния доминирует над его реальной частью, дифракционная картина вдали от дифракционного минимума, в основном, определяется мнимой частью эйконала, в то время как форма и глубина дифракционного минимума связаны с поведением его реальной части). Поэтому, для количественного описания дифракционной картины упругого рассеяния нуклонов на нуклонах в окрестности дифракционного минимума при не слишком высоких энергиях нельзя пренебрегать ненулевым совокупным вкладом тех обменов вторичными реджеонами, которые содержат в себе обмены валентными кварками.

Касательно суперкритических реджеонов, исследователь сталкивается со значительно более неопределённой ситуацией, поскольку не существует аргументов, хоть как-то априори ограничивающих сверху количество тех померонов и оддеронов, которые необходимо учитывать при рассмотрении дифракционного взаимодействия нуклонов при высоких и сверхвысоких энергиях. Вследствие этой теоретической неопределённости, количество ключевых суперкритических реджеонов варьируется от одной феноменологической модели к другой. Однако, в рамках простейшего редже-эйконального приближения, эйконал упругого дифракционного рассеяния протонов на протонах представляет собой сумму всего двух реджеонных вкладов, связанных с обменом лидирующими чётным и C -чётным реджеонами, а именно, мягким помероном и f -реджеоном:

$$\Omega_N(s, t) \approx \Omega_{\text{SP}}(s, t) + \Omega_{\text{FR}}(s, t). \quad (12)$$

Таким образом, практическая польза редже-эйконального формализма заключается в том, что он позволяет свести амплитуду упругого рассеяния $T(s, t)$, как неизвестную функцию двух динамических переменных s и t , к небольшому числу неизвестных функций одной переменной t . Тем не менее, полностью устранить функциональный произвол в рамках редже-эйконального подхода не удаётся, и поэтому, при моделировании упругого рассеяния лёгких адронов приходится использовать осмысленные параметризации траекторий Редже и вершинных функций, описыва-

ющих связь соответствующих реджеонов с адронами.

Асимптотическое поведение траекторий Редже $\alpha_{\text{SP}}(t)$ и $\alpha_{\text{FR}}(t)$ и соответствующих реджевских форм-факторов нуклона в области больших значений переданного поперечного импульса может быть определено с помощью аргументации, следующей из КХД. В литературе мягкий померон обычно ассоциируют с серией глюолов чётного спина. При этом предполагается, что кварк-антикварковая составляющая в его содержании пренебрежимо мала. Тогда вполне резонно предположить, что в пределе $t \rightarrow -\infty$ обмен мягким помероном между нуклонами превращается в обмен двумя глюонами. При этом зависимость соответствующего вклада в эйконал от энергии столкновения будет такой же, как и в случае обменов двумя фотонами:

$$\Omega_{\gamma\gamma}(s, t) \sim s, \quad (t \rightarrow -\infty). \quad (13)$$

Другими словами, ожидаемое асимптотическое поведение траектории Редже мягкого померона:

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \alpha_{\text{SP}}(t) = 1. \quad (14)$$

Аналогичный предел для траектории Редже f -реджеона, получаемый в рамках так называемого подхода БФКЛ:

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \alpha_{\text{FR}}(t) = 0. \quad (15)$$

Таким образом, в пределе $t \rightarrow -\infty$ мягкий померон можно рассматривать как виртуальный объект со спином 1, а, соответственно, f -реджеон как бесспиновую виртуальную частицу. В свою очередь, такие свойства реджеонов позволяют применить к описанию взаимодействия нуклонов в области асимптотически больших значений переданного поперечного импульса правила кваркового счёта, согласно которым эффективные вершинные функции, описывающие взаимодействие этих виртуальных объектов с нуклоном, должны иметь следующее поведение:

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} g_{\text{SP}}^{(p)}(t) = O(|t|^{-2}), \quad \lim_{t \rightarrow -\infty} g_{\text{FR}}^{(p)}(t) = O(|t|^{-3/2}). \quad (16)$$

В Главе 3 рассмотренное выше простейшее двухреджеонное эйкональное приближение с использованием простейших гиперболических параметризаций, удовлетворяющих асимптотическим соотношениям (14) – (16), применяется к процессам упругого рассеяния нуклонов. Вначале определяется область применимости однопомеронного приближения, в котором вкладом f -реджеонных обменов в эйконал пренебрегают. Подгонка свободных параметров к угловым распределениям, показала, что влиянием f -реджеона действительно можно пренебречь при энергиях столкновения более 500 ГэВ. Однако, в области $\sqrt{s} < 200$ ГэВ учёт влияния f -реджеона становится необходимым. Применение собственно двухреджеонного приближения к описанию экспериментальных данных проходило по следующей схеме. Сначала свободные параметры модели были подогнаны к небольшому массиву высококачественных данных по протон-протонному рассеянию в интервале энергий столкновения от 10 до 200 ГэВ. А затем предсказания модели с полученными в ходе подгонки значениями параметров проверялись на данных за пределами рассмотренной ранее кинематической области. Модель продемонстрировала существенную предсказательную значимость вплоть до энергий Большого адронного коллайдера (см., например, Рисунок 3).

Также, в данной главе были рассмотрены эффекты, связанные с влиянием вторичных реджеонных вкладов на протон-антипротонное рассеяние, и было обнаружено, что расщепление угловых распределений в области кулон-ядерной интерференции связано, в основном, с электромагнитными эффектами, а не с влиянием C -нечётных реджеонов (см. Рисунок 4).

Кроме того, в Главе 3 были детально исследованы эффекты влияния так называемого жёсткого померона на поведение угловых распределений нуклон-нуклонного рассеяния при энергиях БАК и малых значениях переданного импульса. Было выявлено, что малость эффектов этого влияния связана не со слабостью взаимодействия этого реджеона с нуклонами, а с чрезвычайно слабой зависимостью его траектории Редже от своего аргу-

мента в области дифракционного взаимодействия.

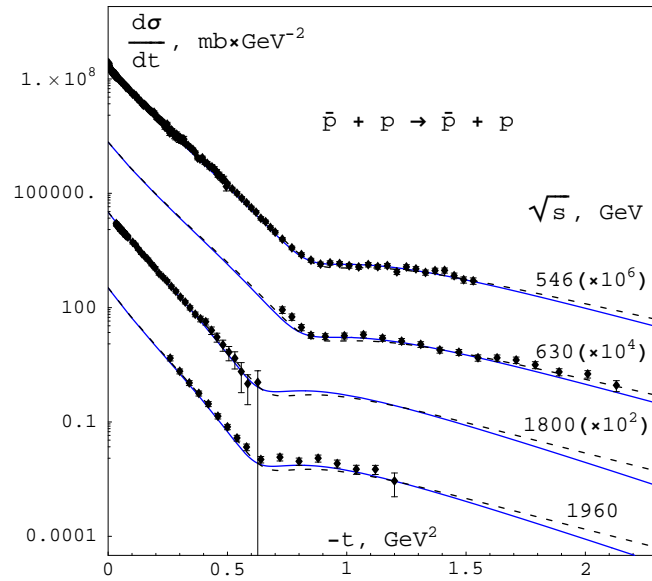


Рисунок 3 – Предсказания двухреджеонной эйкональной модели для упругого протон-антипротонного рассеяния при сверхвысоких энергиях.

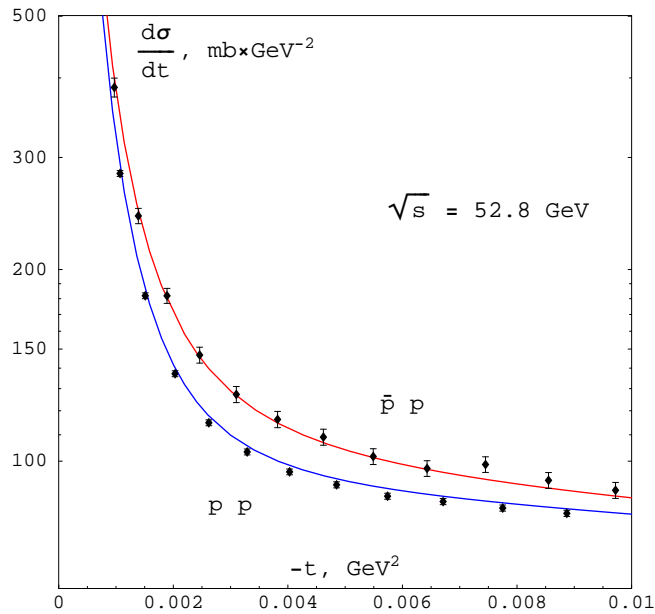


Рисунок 4 – Предсказания двухреджеонной эйкональной модели для угловых распределений упругого рассеяния протонов на протонах и антипротонах при энергии $\sqrt{s} = 52.8$ ГэВ в области кулон-ядерной интерференции.

В Главе 4 полученные в ходе построения двухреджеонной эйкональной модели приближения к траекториям Редже мягкого померона и f -реджеона и соответствующим вершинным функциям, описывающим связь этих реджеонов с нуклонами, были применены для исследования реакций одиночной дифракционной диссоциации протона в столкновениях при сверхвысоких энергиях. При этом, для описания соответствующих дифференциальных и интегрированных сечений использовалось приближение трёхреджеонного взаимодействия, которое основано на применении так называемой обобщённой оптической теоремы Мюллера. При моделировании трёхреджеонные вершинные функции считались константами. Как и в случае упругого рассеяния, в ходе исследования контролировалась предсказательная значимость. После подгонки трёхреджеонных констант по значениям интегрированных сечений и данным по дважды дифференциальным сечениям, поступившим с коллайдера SPS, эта значимость была верифицирована через сравнение предсказаний модели с доступными данными по дифференциальным сечениям, предоставленными с коллайдеров Tevatron и БАК (см. Рисунок 5). Помимо этого, был выявлен эффект существенного влияния f -реджеона на наблюдаемые реакции одиночной диссоциации нуклонов даже при энергиях БАК, что разительно отличается от случая упругого рассеяния.

Также, в данной главе была построена модель для центрального рождения глюбола, который представляет собой резонансное состояние спина 2, лежащее на траектории Редже мягкого померона.

В Главе 5 построенное ранее однореджеонное приближение, связанное с игнорированием влияния f -реджеонных обменов, было применено для моделирования угловых распределений упругого рассеяния положительно заряженных каонов на протонах, а также фоторождения лёгких векторных мезонов. Аналогично случаю одиночной дифракционной диссоциации, был выявлен факт чрезвычайно слабой зависимости вершинных функций, описывающих связь мягкого померона с каонами и векторными

мезонами, от своих аргументов.

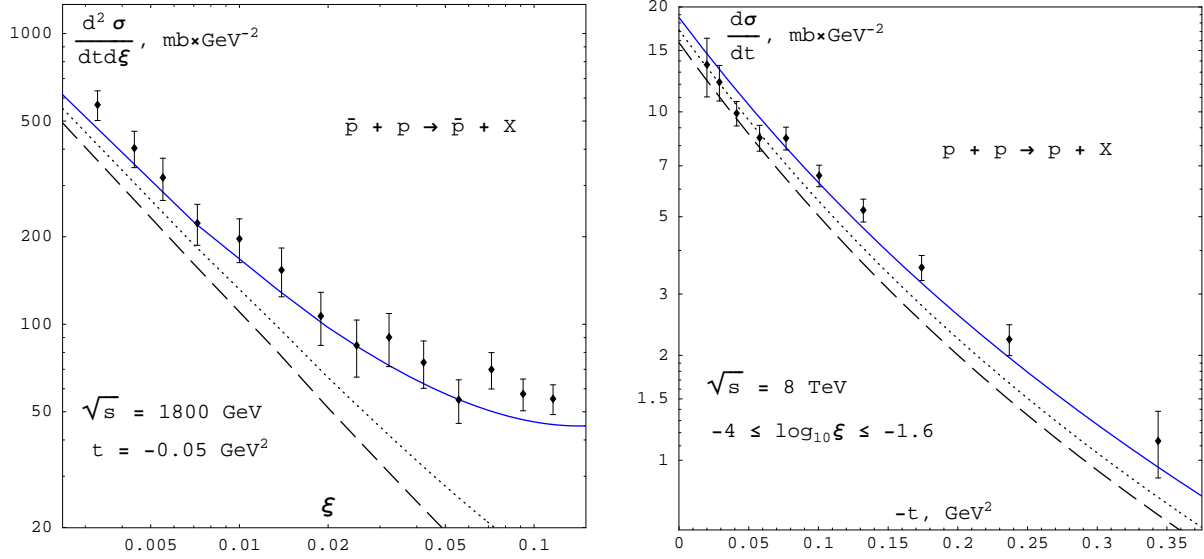


Рисунок 5 – Предсказания двухреджеонной модели для данных по одиночной дифракционной диссоциации протона. Штрихованная (пунктирная) линия соответствует вкладу RPP (RPP + RPF) взаимодействия.

Это свойство в дальнейшем помогло надёжно оценить значение эффективной константы связи мягкого померона с реальным фотоном. В свою очередь, полученные оценки для констант связи мягкого померона с заряженными каонами и реальными фотонами помогли определить основного кандидата на роль вышеупомянутого тензорного состояния мягкого померона. Им оказался вакуумный резонанс $f_2(2010)$.

В Главе 6 путём применения аналитического метода Лавлэйса в рамках КХД осуществляется количественный расчёт серии интерсептов вторичных траекторий Редже, ассоциированных со связанными состояниями системы кварк-антикварк. Суть метода заключается в поиске ренорминвариантных решений уравнения Бёте-Солпитера в приближении минимального ренорминвариантного ядра (один из вариантов лестничного приближения). Эффективность метода в своё время была продемонстрирована в рамках квантовополевой модели ϕ_6^3 с асимптотической свободой. При поиске сингулярностей четырёхкварковой функции Грина, соответствующее матричное уравнение Бёте-Солпитера удалось частично диа-

гонализировать, что позволило применить метод Лавлэйса напрямую (соответствующая математическая процедура изложена в Приложении Б). Найденная таким путём серия сингулярностей описывается трансцендентными уравнениями

$$L_k = \frac{9(N_c^2 - 1)}{(2k + 1)N_c(11N_c - 2n_f)} - 1, \quad (17)$$

где N_c – число цветов, n_f – число кварковых ароматов, L_k – полный угловой момент (спин) системы кварк-антикварк, а k – произвольное целое число.

Ренорм-инвариантность, а также калибровочная инвариантность серии (17) свидетельствуют от том, что она соответствует интерсептам серии мезонных траекторий Редже:

$$L_k \longleftrightarrow \alpha_{\bar{q}q}^{(k)}(0). \quad (18)$$

При этом, индекс k несёт физический смысл радиального квантового числа, нумерующего материнскую ($k = 0$) и дочерние ($k \geq 1$) траектории Редже. Существует всего четыре семейства реджеонов с изоспином $I = 1$ – реджеоны, связанные с мезонами a , ρ , π и b . При $N_c = 3$ и $n_f = 3$ (три лёгких кварковых аромата) максимальный интерсепт из (17) имеет значение $\alpha_{\bar{q}q}^{(0)}(0) = -1/9$. Для варианта $k = 0$, интерсепты лидирующих траекторий из семейств ρ - и a -реджеонов могут быть оценены как путём линейного продолжения спектров наблюдаемых резонансов, так и с помощью простейшего феноменологического анализа энергетической эволюции угловых распределений в реакциях перезарядки $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ и $\pi^- + p \rightarrow \eta + n$. В обоих случаях получаются значения около 0.45. Поэтому серия (17) не может быть связана с семействами реджеонов ρ и a . Следовательно, она соответствует траекториям Редже с отрицательными интерсептами (реджеоны b и π).

В Заключение перечислены основные результаты диссертации, выносимые на защиту:

1. В ходе разработки единого феноменологического подхода к описанию различных процессов дифракционного рассеяния адронов при высоких и сверхвысоких энергиях, в терминах общего эйконального представления построена иерархия реджевских приближений с нелинейными траекториями Редже, обладающими корректной с точки зрения КХД асимптотикой в области больших отрицательных значений своего аргумента, и эффективными реджеонными форм-факторами взаимодействующих адронов, удовлетворяющими правилам кваркового счёта в области асимптотически больших значений переданного поперечного импульса.
2. Построена и подогнана по доступным на начало 2011-го года экспериментальным данным двухреджеонная эйкональная модель с универсальным помероном, одновременно применимая к процессам упругого рассеяния протонов на протонах или антипротонах при энергиях столкновения более 60 ГэВ и реакциям эксклюзивного фото- и электророждения векторных мезонов на протонах в области значений инвариантной массы системы “протон-мезон” более 30 ГэВ. Эта модель была полностью дискриминирована новыми данными коллаборации TOTEM. Важнейшее следствие экспериментальной фальсификации эйкональной модели с универсальным помероном — вывод о наличии как минимум двух суперкритических реджеонов (мягкого и жёсткого померонов), существенно влияющих на динамику дифракционного взаимодействия адронов при высоких энергиях.
3. Путём детального анализа наиболее точных данных по глубоко неупругому рассеянию лептонов на протонах, опубликованных коллаборациями H1 и ZEUS, выявлен факт стремления к константе показателя эффективного степенного роста (с уменьшением значения бьёркеновской переменной) полного сечения рассеяния виртуальных фотонов на протонах в области больших значений виртуальности налетающих фотонов. На основе этого факта определена кинематическая область применимости простого редже-полюсного приближения к описанию

неполяризованной структурной функции протона $F_2^{(p)}$ и получена численная оценка интерсепта траектории Редже жёсткого померона.

4. С помощью дуального приближения КХД объяснено подавление в упругом протон-протонном рассеянии обменов вторичными реджеонами с ненулевым изоспином или отрицательной G -чётностью по сравнению с обменами реджеонами с вакуумными квантовыми числами.
5. В рамках иерархии простейших редже-эйкональных приближений с нелинейными траекториями Редже смоделированы угловые распределения упругого рассеяния нуклонов на нуклонах и антинуклонах при высоких и сверхвысоких энергиях столкновения, а также определена кинематическая область применимости этих приближений и верифицирована их предсказательная значимость.
6. В терминах однореджеонной эйкональной модели получена оценка эффективного поперечного радиуса нуклона в кинематическом режиме дифракционного рассеяния при высоких энергиях.
7. Путём применения одно- и двухреджеонной эйкональных моделей к описанию доступных экспериментальных данных по упругому дифракционному рассеянию протонов на протонах и антипротонах получены простейшие феноменологические приближения в области отрицательных значений аргумента для траекторий Редже мягкого померона и f -реджеона и соответствующих реджеонных форм-факторов протона, обладающие согласующейся с предсказаниями КХД асимптотикой в области больших значений переданного поперечного импульса.
8. Дано феноменологическое объяснение наблюдаемого в энергетической эволюции дифракционной картины крайне слабого влияния обменов жёстким помероном на угловую зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния нуклонов вплоть до энергий Большого адронного коллайдера. Причина — чрезвычайно слабая зависимость траектории Редже жёсткого померона от значения своего аргумента в кинематическом секторе дифракционного рассеяния.

9. В рамках одно- и двухреджеонного эйкональных приближений смоделированы распределения по кинематическим переменным для инклюзивной реакции одиночной дифракционной диссоциации в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях при высоких энергиях. Показано, что вкладом обменов f -реджеоном нельзя пренебрегать вплоть до энергий Большого адронного коллайдера. Путём подгонки к доступным экспериментальным данным получены феноменологические оценки значений эффективных трёхреджеонных констант связи.
10. В терминах реакций двойного померонного обмена рассчитаны распределения по кинематическим переменным и оценено значение интегрированного сечения для процесса эксклюзивного центрального рождения основного реального состояния мягкого померона (лёгкого тензорного глобола) в столкновениях протонов на Большом адронном коллайдере.
11. В рамках однореджеонного эйконального приближения смоделированы угловые распределения для процессов упругого рассеяния положительно заряженных каонов на протонах и эксклюзивного фоторождения лёгких векторных мезонов на протонах при высоких энергиях. Через сопоставление с доступными экспериментальными данными выявлен факт чрезвычайно слабой зависимости эффективных померонных форм-факторов лёгких мезонов от значения переданного поперечного импульса в кинематическом секторе дифракционного рассеяния.
12. Путём феноменологического анализа данных, опубликованных коллаборацией BELLE, определён наиболее вероятный кандидат на роль основного реального состояния мягкого померона (лёгкого тензорного глобола).
13. Путём применения аналитического подхода Лавлэйса к решению уравнения Бёте-Солпитера для 4-фермионной функции Грина $SU(N_c)$ квантовой хромодинамики найдена серия интерсептов вторичных траек-

торий Редже, не зависящих ни от значения бегущей константы связи КХД, ни от схемы перенормировки. Соответствующие мезонные траектории Редже предположительно связаны с пионами и b -мезонами.

Список литературы

- [1] Godizov, A.A. A simple model for high-energy nucleon–nucleon elastic diffraction and exclusive diffractive electroproduction of vector mesons on protons / A.A. Godizov // Phys. Lett. B. – 2011. – Vol. 703. – P. 331.
- [2] Godizov, A.A. The hard pomeron intercept and the data on the proton unpolarized structure function / A.A. Godizov // Nucl. Phys. A. – 2014. – Vol. 927. – P. 36.
- [3] Godizov, A.A. Elastic diffractive scattering of nucleons at ultra-high energies / A.A. Godizov // Phys. Lett. B. – 2014. – Vol. 735. – P. 57.
- [4] Godizov, A.A. Effective transverse radius of nucleon in high-energy elastic diffractive scattering / A.A. Godizov // Eur. Phys. J. C. – 2015. – Vol. 75. – N 224.
- [5] Godizov, A.A. Hard pomeron impact on the high-energy elastic scattering of nucleons / A.A. Godizov // Phys. Rev. D. – 2017. – Vol. 96. – N 034023.
- [6] Godizov, A.A. Two-Pomeron eikonal approximation for the high-energy elastic diffractive scattering of nucleons / A.A. Godizov // Phys. Rev. D. – 2020. – Vol. 101. – N 074028.
- [7] Godizov, A.A. High-energy elastic diffractive scattering of nucleons in the framework of the two-Reggeon eikonal approximation (from U-70 to LHC) / A.A. Godizov // Eur. Phys. J. C. – 2022. – Vol. 82. – P. 56.
- [8] Godizov, A.A. High-energy single diffractive dissociation of nucleons and the 3P-model applicability range / A.A. Godizov // Nucl. Phys. A. – 2016. – Vol. 955. – P. 228.

- [9] Godizov, A.A. High-energy central exclusive production of the lightest vacuum resonance related to the soft Pomeron / A.A. Godizov // Phys. Lett. B. – 2018. – Vol. 787. – P. 188.
- [10] Godizov, A.A. The ground state of the Pomeron and its decays to light mesons and photons / A.A. Godizov // Eur. Phys. J. C. – 2016. – Vol. 76. – N 361.
- [11] Godizov, A.A. Intercepts of meson Regge trajectories in $SU(N_c)$ quantum chromodynamics with massless quarks / A.A. Godizov // Phys. Rev. D. – 2010. – Vol. 81. – N 065009.
- [12] Godizov, A.A. Impact of the f -Reggeon exchanges on the observables of the single diffractive dissociation of nucleon at ultrahigh energies [Электронный ресурс]. / A.A. Godizov // Режим доступа: <https://arxiv.org/abs/2305.03466>.