

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

На правах рукописи

Рютин Роман Анатольевич

**Дифракционные процессы эксклюзивного
центрального рождения, диссоциации и
перезарядки в Редже-эйконоальном подходе**

01.04.02 — теоретическая физика

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Протвино 2019 г.

Оглавление

Введение	5
1 Дифракционные процессы при высоких энергиях. Современные теоретические подходы	18
1.1 Основы современного описания дифракционных процессов, их определение и классификация	18
1.2 Эксклюзивные дифракционные процессы центрального рождения .	23
1.2.1 Основные свойства процесса	23
1.2.2 Некоторые распространенные представления амплитуды . .	26
1.3 Процессы перезарядки и рождения лидирующих нейтронов	32
1.3.1 Основные свойства процесса	32
1.3.2 Некоторые распространенные представления амплитуды . .	34
1.4 Процессы дифракционной диссоциации	35
1.4.1 Основные свойства процесса	35
1.4.2 Некоторые распространенные представления амплитуды . .	38
2 Эксклюзивное дифракционное центральное рождение	40
2.1 Преимущества процесса и современные эксперименты	41
2.2 Общая модель. Описание	42
2.3 Модель для больших масс. ЭРВМ. Нормировка	44
2.3.1 “Мягкие” и “жесткие” амплитуды	44
2.3.2 Модель с тремя типами Померонов как пример для вычислений	49
2.4 Модель для больших масс. ЭРВМ. Предсказания	51
2.4.1 Отношение сечений процессов рождения J/Ψ и Υ	51
2.5 Модель для больших масс. ЭДЦР. Амплитуда	51
2.5.1 Протон-глюонное рассеяние	51
2.5.2 Глюон-глюонное слияние	52
2.5.3 Судаковское подавление	53
2.5.4 “Мягкое” перерассеяние	54
2.5.5 Полное выражение. Свертка и интегрирование. Светимость ЭДЦР	54
2.5.6 Модель с тремя Померонами как пример	56
2.6 Модель для больших масс. ЭДЦР. Предсказания	58

2.6.1	“Стандартные свечи” для больших инвариантных масс	58
2.6.2	Предсказания для БАК в модели с тремя Померонами	61
2.6.3	Исследование эффектов квантовой гравитации в ЭДЦР	63
2.7	Модель для малых масс	69
2.7.1	“Стандартные свечи” для малых инвариантных масс	71
2.7.2	Непертурбативный механизм Померон-Померонного взаимодействия	72
2.7.3	Дифракционные картины.	75
2.7.4	Распределения по квадрату переданного импульса и другим переменным	76
2.7.5	Спин-чётностный анализ. Азимутальные распределения	78
2.7.6	Нормировка модели и предсказания	79
2.8	Краткое резюме	82
2.8.1	Величины, используемые при расчетах и исследованиях ЭДЦР	82
2.8.2	Перспективы дальнейших исследований ЭДЦР. Адронные сечения и дифракционные картины.	83
3	Процессы перезарядки	84
3.1	Модель	85
3.1.1	Одинокная перезарядка	85
3.1.2	Двойная перезарядка	92
3.2	Метод извлечения адронных сечений	96
3.3	Оценки процессов с ρ и a_2 обмeнами	101
3.4	Сечения пион-протонных столкновений при низких энергиях	104
3.4.1	Экспериментальные данные и извлечение полных сечений	104
3.5	Сечения пион-протонных столкновений при высоких энергиях	106
3.5.1	Полные сечения. Оценки фонов	106
3.5.2	Упругие сечения. Оценки фонов	110
3.5.3	Извлечение функций распределения партонов в пионе. Оценки фонов	118
3.5.4	Полные сечения. Данные коллаборации LHCf	125
3.6	Краткое резюме	129
3.6.1	Величины, используемые при расчетах и исследованиях ОП и ДП	129
3.6.2	Перспективы дальнейших исследований	129
4	Процессы дифракционной диссоциации	130
4.1	Вычисление сечений ОДД (SD) и ДДД (DD)	131
4.1.1	Одинокная дифракционная диссоциация	131
4.1.2	Двойная дифракционная диссоциация	133
4.2	Унитаризация и способы извлечения протон-Померонных сечений	134
4.3	Экспериментальные данные и извлечение сечений для разных случаев	137

4.4	Краткое резюме	143
4.4.1	Величины, используемые при расчетах и исследованиях ОДД и ДДД	143
4.4.2	Перспективы дальнейших исследований	143
5	Численное моделирование процессов	145
5.1	Генератор EDDE	145
5.2	Генератор MonChER	145
5.3	Генератор ExDiff	145
	Заключение	148
	Приложения	151
П.1	Кинематика процесса центрального рождения общего вида	151
П.2	Кинематика процесса ЭДЦР	152
П.3	Кинематика процесса ЭРВМ	157
П.4	Дифференциальные сечения жёстких подпроцессов	158
П.5	Вычисления “мягкого фактора выживания”	159
П.6	Точная кинематика ЭДЦР (дополнения)	160
П.7	Кинематика инклюзивных и эксклюзивных процессов перезарядки	162
П.7.1	Инклюзивные процессы ОП и ДП	162
П.7.2	Эксклюзивные процессы ОП и ДП	164
П.8	Кинематика жесткого процесса	165
П.9	Ковариантная реджезация. Основные структуры	166
П.10	Ковариантная реджезация. Формулы для амплитуд	173
П.11	Структура амплитуды для рождения двух адронов в ЭДЦР	179
П.12	Структура унитаризованных амплитуд	181
П.13	Кинематика ОДД и ДДД	184
П.14	Ковариантная реджезация для диссоциативных процессов	185
	Список литературы	191
	Список иллюстраций	213
	Список таблиц	226
	Список сокращений	228

Введение

Изучая физические величины в физике высоких энергий, мы в последнее время все чаще сталкиваемся с ситуацией, когда их можно получить только, используя многошаговую стратегию экспериментов, или косвенным путём, применяя модельные предположения. Особенно ярко это наблюдается на Большом адронном коллайдере (БАК), где каждый эксперимент проходит несколько стадий, примерный список которых:

- Написание программ для моделирования
- Разработка детекторов
- Предварительное моделирование (Fast MC - так называемое быстрое Монте-Карло моделирование)
- Написание предложения, а затем TDR (Technical Design Report), его одобрение научным сообществом.
- Полное моделирование (Full MC), которое включает в себя исследование не только детекторов проекта, но и их постановки в общую систему детекторов ускорителя, их полный отклик до мельчайших деталей. Для этого разработаны несколько больших систем анализа типа GIANT, и систем статистического анализа типа ROOT. На данном этапе важны как теоретические разработки, так и опыт предыдущих экспериментов, чтобы предсказания были максимально адаптированы под получаемые данные.
- Производство детекторов, их установка и тестирование.
- Набор данных
- Анализ данных на основе Full MC.
- Сравнение данных с теоретическими предсказаниями

Задача теоретических исследований всё более усложняется. В нее входит как разработка модели исследуемых процессов, так написание программ моделирования для Fast MC и Full MC, анализ данных и сравнение с предсказаниями. Все эти четыре шага для процессов **эксклюзивного дифракционного центрального**

рождения (ЭДЦР), или, по другому, эксклюзивных дважды дифракционных событий (ЭДДС), и процессов перезарядки (**одиночная перезарядка - ОП, и двойная перезарядка - ДП**), представлены в настоящей диссертационной работе.

Приоритетами БАК еще несколько лет назад были признаны работы, связанные с поиском и исследованием фундаментальных частиц Стандартной модели (СМ) или ее расширений (бозон Хиггса, суперпартнеры, гравитоны и т.д.) и изучением так называемых «жестких» процессов КХД, которые соответствуют очень коротким пространственно-временным масштабам. Однако в последние два года «мягкие» дифракционные процессы занимают всё большую и очень своеобразную «нишу» в исследованиях. Это произошло благодаря тому, что последние данные коллаборации TOTEM [1] показали, что ни одна дифракционная модель не дала предсказаний, которые бы совпали с данными по упругим сечениям [2]. Конечно, так как все эти модели являются в своей основе феноменологическими, часто с большим числом параметров, их можно снова «подогнать» под имеющиеся данные, однако большого физического смысла в этом нет, и мы не сможем отсеять заведомо ложные предположения, а это очень важно для дальнейшего развития теории дифракции адронов. Поэтому в нашем подходе [3] мы сосредотачиваемся на извлечении конкретных наблюдаемых величин, которые характеризуют фундаментальные свойства процессов, по максимуму избегая погрешностей, привносимых чисто модельной зависимостью, и прослеживая следствия сделанных предположений. Есть и другие работы, к примеру [4], где также были сделаны попытки привязать параметры моделей к конкретным физическим свойствам области взаимодействия.

Поскольку ЭДЦР является дифракционным процессом, он сохраняет почти все свойства классической оптической дифракции, а именно: дифракционную картину или распределение по углу рассеяния. Она содержит дифракционный пик при малых и различные структуры (минимумы и максимумы) при больших углах рассеяния. Некоторые рассуждения о значении этих признаков можно найти в [5] и последующих публикациях. Здесь укажем следующее:

- Из дифракционной картины мы извлекаем независимые от модели параметры области взаимодействия, такие как t - наклон, который равен $R^2/2$, где R – поперечный радиус области взаимодействия.
- Мы также можем оценить продольный размер область взаимодействия [6]:

$$\Delta x_L > \frac{\sqrt{s}}{2\sqrt{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2}} \quad (1)$$

Масштаб продольного взаимодействия каким-то образом «скрыт» в амплитуде, но именно этот размер отвечает за «интенсивность поглощения». Грубый аналог – известное выражение для поглощения излучения в средах, которые критически зависят от толщины поглотителя.

Продольные размеры области взаимодействия двух протонов не только не убывают, но даже растут с ростом скоростей сталкивающихся протонов. И растут весьма сильно. Если, скажем, на У-70 (ускоритель в Протвино) их можно оценить в несколько ферми, то на БАК эта величина ожидается порядка нескольких десятков тысяч ферми, что уже сравнимо с атомными масштабами.

Большие расстояния при высоких энергиях не имеют ничего общего с такими же по размерам расстояниями при низких энергиях. Пространство атома фактически пусто – электроны и ядро занимают ничтожную часть его объема, заполненного разреженным электрическим полем. В нашем же случае в течение времени взаимодействия протоны теряют свою индивидуальность и область взаимодействия «заполнена» виртуальными глюонными полями.

Эксперименты на БАК дают уникальный шанс изучить «большие» конфигурации глюонных полей. Такие конфигурации создаются и являются определяющими в дифракционных процессах.

- Само наличие структурных минимумов и максимумов в распределении по t является сигналом квантовой интерференции адронных волн.
- Глубина минимумов определяется действительной частью амплитуды рассеяния.
- Азимутальные распределения по углу между конечными протонами дают уникальную информацию о спиновой структуре как рождающихся частиц (спин-четностный анализ), так и взаимодействующих реджеонов.

Что еще мы можем извлечь из этого? Каков физический смысл положения дифракционных минимумов и максимумов, их количества? Эти вопросы помогают четко ставить цели в исследованиях, в частности, в данной работе.

Коллаборации БАК, направленные на работу как при малых, так и больших передачах импульсов, связанных с типичными волновым (дифракционным) и корпускулярным поведением соответствующих сечений, могут обеспечить очень интересную возможность наблюдать взаимодействие обоих режимов [7]. Имеется ввиду, что, наряду с большими масштабами (которые соответствуют малым передачам импульса, если связать импульсы с пространственно-временными масштабами через соотношение неопределенностей), могут появляться малые масштабы типа массы бозона Хиггса, тяжелых кварков, струй, виртуальности фотонов и т.д. При этом энергетическая зависимость физических величин может существенно измениться.

К примеру, представим следующую картину: в области взаимодействия процесса, происходящего на больших расстояниях, возникают кратковременные возмущения (характерное время мало), которые приводят к резким изменениям в развитии данного процесса. Такой масштаб обычно называют «жестким». При

таком значении энергетический массовый параметр Q велик, и эффективная константа взаимодействия КХД $\alpha_s(Q^2)$ мала по сравнению с единицей, что позволяет применять теоретические методы теории возмущений. Другой масштаб (малые Q^2), при котором метод теории возмущений неприменим, называют, соответственно, «мягким». Существуют также более сложные ситуации, когда возникают еще и промежуточные по величине переменные, либо отношение масштабов недостаточно велико, что может приводить к явлениям типа интерференции [8].

В процессах типа ЭДЦР, а также **эксклюзивного рождения векторных мезонов (ЭРВМ)**, который используется для нормировки параметров модели, как раз реализуется ситуация с разными масштабами. Поэтому в данной диссертации процесс ЭРВМ также рассматривается достаточно подробно. Одними из первых экспериментов по исследованию данного процесса проводились на HERA в DESY. Было обнаружено, что сечение эксклюзивного рождения легких векторных мезонов виртуальным фотоном возрастает с ростом энергии быстрее, чем сечение рождения тех же мезонов реальным фотоном [9]. Кроме того, сечение рождения тяжелых векторных мезонов (J/Ψ , и т.д.) реальным фотоном также растет с энергией быстрее, чем сечение рождения легких векторных мезонов (ρ , ω , ϕ).

Таким образом, при наличии второго (кроме энергии столкновения) и достаточно большого энергетического масштаба (виртуальность фотона и/или масса рождающегося векторного мезона) зависимость от энергии увеличивается.

С началом экспериментов на коллайдере TeVatron в лаборатории Fermilab появилась возможность исследования редких дифракционных процессов ЭДЦР. Проведенный экспериментальный анализ [10] и полученные верхние оценки на эксклюзивное рождение двух струй и тяжелых скалярных мезонов ($\chi_{c,0}$), а также двухфотонный процесс, позволяют проследить динамику развития процессов от энергий ISR и HERA до энергии 1.8 ТэВ и исследовать область применимости различных моделей. В данном процессе дополнительным масштабом может быть масса рождаемой в центре частицы, а также энергия струй. Возможно возникновение промежуточных масштабов, таких как средний поперечный импульс экраняющего глюона, либо масса «глобола» [11], либо масса тяжелого кварка. Также во всех пертурбативных вычислениях «незримо» присутствует характерный масштаб КХД Λ , значение которого варьируется в зависимости от теоретической схемы вычитаний. С взаимодействием различных масштабов связано явление так называемой частичной или полной факторизации «жестких» и «мягких» процессов, которое неоднократно обсуждалось в литературе [12],[13],[14]. Все описанные выше экспериментальные данные говорят в пользу того, что изучение процессов, в которых присутствует один или несколько дополнительных масштабов, а также их связи друг с другом, важно для полного понимания динамики взаимодействия.

БАК открывает новые возможности для дифракционной физики, особенно в измерениях полных и упругих сечений pp рассеяния. Это позволит различать многие модели высокоэнергетической дифракции. Однако этого недостаточно, и для

более четкого разделения жизнеспособных моделей нам крайне нужна информация о сечениях высоких энергий других начальных состояний. Существуют также довольно общие соображения, например, универсальное высокоэнергетическое поведение любого полного сечения независимо от начального состояния. К сожалению, другие процессы остаются далеко позади от исследований по $p p$ и $\bar{p} p$. Например, полное сечение взаимодействия $\pi^+ p$ известно только до 25 ГэВ.

В настоящее время не существует планов для получения вторичных пучков с высокой энергией для восполнения этого пробела. Тем не менее мы могли бы, опираясь на старые идеи Гебеля и Чу-Лоу [15], [16] попробовать использовать косвенные методы. Раньше уже предпринимались попытки сделать это. Например, полные и упругие сечения $\pi\pi$ в [17], [18] были извлечены в энергетической области $1.5 \rightarrow 4.0$ ГэВ из сечений эксклюзивных процессов с перезарядкой. Более недавнее извлечение сечений πp из данных по $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ было предпринято в работе [19] с (модельно зависимым [20], [21]) результатом: $\sigma_{\pi p}(50 \text{ ГэВ}) = 31 \pm 2(\text{stat.}) \pm 3(\text{syst.})$ мб.

Конечно, на БАК труднее измерить эксклюзивные каналы. Но вместо этого инклюзивные спектры быстрых лидирующих нейтронов, по-видимому, дают отличный повод для **получения пион-протонных сечений** при невообразимых энергиях $1 - 5$ ТэВ в системе центра масс.

Процесс рождения лидирующих нейтронов изучался в нескольких экспериментах на фотон-адронных [22] - [27] и адрон-адронных [28] - [34] коллайдерах. В настоящей работе рассматриваются процессы типа $p + p \rightarrow n + X$ и $p + p \rightarrow n + X + n$. В последнее время некоторые вычисления были сделаны в [35] - [38]. В этих работах авторы обратили внимание в основном на реакцию фотон-протон, тогда как для адронных столкновений ситуация оценивалась не так ясно (см. [37], [38]).

В процессе рождения лидирующих нейтронов преобладает обмен пионной траекторией [35] - [38], и у нас есть шанс извлечь полные сечения $\pi^+ p$ и $\pi^+ \pi^+$. Это хорошая мотивация для экспериментального исследования.

По аналогии со случаем рождения лидирующих нейтронов можно извлекать сечения рассеяния не только пионов, но и других реджеонов или адронов на протонах. Ключевым компонентом в теории дифракционной физики является так называемый **Померон** или «**вакуумная траектория Редже**». Сейчас существует множество подходов к определению и описанию данного объекта, о них рассказывается в первой главе диссертационной работы. Здесь затронем лишь один важный момент. При достаточно высоких энергиях мы можем использовать процессы **одиночной дифракционной диссоциации (ОДД)** и **двойной дифракционной диссоциации (ДДД)** для извлечения Померон-протонного сечения. С точки зрения гипотезы универсального поведения адрон-адронных сечений при сверхвысоких энергиях, можно предположить, что эти сечения будут порядка адрон-адронных.

Попытки извлечь Померон-протонные (из ОДД и ДДД) и Померон-Померонные (из **инклюзивного дифракционного центрального рождения (ИДЦР)**)

сечения были предприняты довольно давно (см., например, [39],[40]). Значения сечений оказались очень маленькими (меньше 6 миллибарн для Померон-протонных) в сравнении, скажем, с сечениями пион-протонового рассеяния. Это кажется странным, поскольку Померон, как мы полагаем, состоит в основном из сильно взаимодействующих глюонных полей и при малых переносах его «виртуальность» или «квадрат массы» ($\sim t$) лежит не очень далеко от квадрата массы пиона ($\sim 0.02 \text{ ГэВ}^2$). С последней точки зрения эта малость кажется странной. Обычно это связано с малостью трех-Померонной вершины при небольших передачах импульса. До сих пор причина этой малости не ясна. Далее мы рассмотрим эти проблемы и возможные решения в рамках выбранного нами подхода.

Поскольку энергия столкновений адронов становится достаточно большой на современных ускорителях типа TeVatron и БАК, при расчетах дифракционных процессов вступают «в игру» эффекты многократного перерассеяния адронов. В Редже-эйкональном подходе [7], который применяется для расчетов в данной работе, этот «эффект поглощения» сводится к суммированию всех (или достаточного числа) членов разложения эйкональной амплитуды. Почему это так важно? Потому что, как будет показано в диссертационной работе, это приводит к значительным изменениям как в величине сечений рассеяния, так и в структуре распределений по различным переменным типа квадрата передачи импульса, либо азимутального угла. Этот эффект всегда нужно учитывать при расчетах дифракционных процессов.

Данная диссертация посвящена отдельным аспектам изучения дифракционных процессов, которые могут быть использованы в высокоточных измерениях как инструмент для получения фундаментальных свойств адронной материи и сильных взаимодействий. В экспериментах на БАК (CMS, TOTEM, ATLAS, LHCb, ALICE) были получены сечения различных дифракционных процессов: упругое рассеяние, ОДД, ДДД, ЭРВМ, ЭДЦР. Это послужило толчком к пересмотру некоторых основ теоретических моделей. В эксперименте LHCf недавно были получены сечения перезарядки с лидирующими нейтронами. В настоящий момент проводится анализ новейших уникальных данных из совместного эксперимента ST-PPS. Основываясь на данных прошлых экспериментов (HERA, CDF, STAR), сделаны предсказания для процессов ЭДЦР и ЭРВМ на БАК. Подробно рассмотрен ряд методологических вопросов, связанных со спиновыми эффектами в процессах ЭДЦР, ОДД, ДДД. Даны предсказания для азимутальных распределений процессов ЭДЦР при рождении резонансов с малыми и большими массами. Основываясь на фундаментальных теоретических положениях, выведены формулы для сечений процессов ОДД и ДДД при условии сохранения «реджевских токов». Исходя из этих формул проанализированы разные возможности поведения Померон-протонных сечений и извлечения их из экспериментальных данных по ОДД и ДДД. Разработан точный метод извлечения пион-протонных сечений из процессов с лидирующими нейтронами (ОП и ДП). Этим методом получены пион-протонные сечения в широком диапазоне энергий, начиная с десятков ГэВ и закан-

чивая величиной в несколько ТэВ. В теоретическом анализе экспериментальных данных диссертационной работы используется подход, направленный на получение реальных физических наблюдаемых, таких как адронные сечения, размеры и форма области взаимодействия и самих адронов, спиновая структура взаимодействующих частиц. Четко прописана их взаимосвязь и физическая значимость для дальнейшего развития исследований дифракции. Этот момент часто упускается в больших экспериментах, где ученые используют для анализа программное обеспечение, не вникая в суть реальных физических процессов. В конце диссертационной работы рассмотрены такого рода программы для численного моделирования процессов ЭДЦР и перезарядки.

Актуальность темы

Исследования дифракционных процессов занимают видное место в программе исследований мирового физического сообщества, что отражено в значительном количестве публикаций. Самые главные причины интереса к дифракционным процессам - это возможность изучить сочетание резко различных масштабов («жесткая» и «мягкая» дифракция) и экспериментальная «чистота» сигналов данных событий, а также некоторые упрощения при теоретических расчетах. Дифракция является настолько удобным инструментом, что большинство экспериментов при высоких энергиях включают ее в свои физические программы. В ЦЕРНе на базе специальной физической программы идет активный анализ данных экспериментальных измерений сечений дифракционных процессов рождения фундаментальных состояний. Как в рамках эксперимента CMS, так и в рамках совместных измерений CMS/TOTEM, планируется дальнейшее совершенствование детекторов в рамках проектов CT-PPS, HPS, FSC.

В данной области исследований имеется несколько (С.-Петербургский институт ядерной физики НИЦ КИ (Россия), Физический институт РАН им. П.Н. Лебедева (Москва, Россия), ЛТФ им. Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ (Дубна, Россия), МГУ им. М.В. Ломоносова и НИИ ЯФ им. Д.В. Скобельцина (Москва), НИЯУ МИФИ (Москва), Durham (UK), Manchester (UK), Paris University (France) и т.д.) групп, специализирующихся в предсказаниях построенных этими группами моделей и подходов сечений дифракционных процессов для энергий и условий БАК. Основной проблемой, общей для всех групп, является недостаточная ясность зависимости предсказаний от общих принципов КХД и от дополнительных упрощающих предположений. В этом смысле одна из главных целей данной диссертационной работы - найти по возможности более прямую физическую интерпретацию результатов сравнения данных эксперимента и теоретических предсказаний в терминах свойств и параметров фундаментальной теории сильных взаимодействий, КХД. Это отвечает задачам имеющегося мирового уровня в данной области исследований.

Если говорить о конкретных проблемах, решение которых в данный момент является важным для дифракционной физики, то можно выделить несколько базовых направлений:

- В свете гипотезы об универсальном асимптотическом поведении адронных сечений [41] чрезвычайно важно иметь данные по всем процессам при сверхвысоких энергиях. Однако, на данный момент хорошо исследованными являются только процессы протон-протонного, протон-антипротонного, фотон-протонного рассеяния. При достаточно низких энергиях есть данные по рассеянию пионов и каонов, но в этой области «вакуумные эффекты» еще не настолько сильны. Встает вопрос: где взять сечения рассеяния для фундаментальных частиц, участвующих в сильных взаимодействиях? Прямые пучки пионов, к примеру, сложно получить для энергий больше нескольких десятков ГэВ. Остается надеяться на косвенные методы получения сечений, которые и представлены в данной диссертационной работе.
- Хотя адронная дифракционная физика начала стремительно развиваться больше 50 лет назад, особенно после открытия «Серпуховского эффекта» роста полных сечений, мы еще недостаточно хорошо понимаем механизмы взаимодействия. Это связано с тем, что фундаментальная теория сильных взаимодействий, КХД (квантовая хромодинамика) позволяет нам проводить вычисления в ограниченной («жесткой») области, где можно осуществлять разложение наблюдаемых величин в теории возмущений по константе сильного взаимодействия. В области же дифракционных («мягких») процессов теория возмущений перестает работать, и нужно использовать другие методики (непертурбативные, феноменологические). Причем нужно обеспечить переход от одного режима к другому, согласованно склеить «жесткие» и «мягкие» процессы, соотнести параметры феноменологических моделей со строгими вычислениями квантовой теории поля. В контексте различных феноменологических подходов возникают объекты, которые называются реджеонами. Одной из самых важных задач является исследование структуры данных объектов (спиновая структура, составляющие и их распределения, соотнесение с базовыми объектами квантовой теории поля) и их взаимодействия с адронами (дифференциальные сечения процессов рассеяния реджеонов на адронах). Ведь по сути реджеоны представляют из себя проявление совокупности некоторого ряда адронов (резонансов), которые «лежат на траекториях Редже», поэтому дифференциальным сечениям их рассеяния на реальных адронах должны быть присущи те же свойства, что и самим адронам. Либо, если величины и поведения реджеонных сечений отличаются, нужно дать объяснение, почему это происходит. Это чрезвычайно важный и актуальный вопрос, который, в частности, рассмотрен в одной из глав данного исследования.

- Направлением, в котором работают сейчас практически все дифракционные группы, является разработка адекватных (полу-)феноменологических моделей дифракции. Среди них выделяются реджевский, редже-эйкональный, U-матричный, квазиклассический, БФКЛ, реджеонная теория поля, модели «струнного» типа и «мешков». В связи с тем, что последние данные коллаборации TOTEM с БАК показали несостоятельность предсказаний всех моделей во всей исследуемой области, возникла так называемая проблема фальсификации моделей. И тут нам очень могут помочь измерения процессов ЭРВМ и ЭДЦР, где имеются четкие сигнатуры различий в предсказаниях моделей, даже если они близки в описании полных и упругих сечений. Здесь играют роль «тонкие» эффекты взаимодействия различных пространственно-временных масштабов, о которых говорилось ранее. И важной актуальной задачей является выделить переменные, описывающие процессы, и распределения по ним, которые будут давать однозначный ответ, применима какая-либо модель, или нет. Этот вопрос также рассмотрен в диссертации.
- Во многих феноменологических моделях при сверхвысоких энергиях приходится учитывать так называемые эффекты перерассеяния или «поглощения». Обычно необходимость учета «унитарных поправок» выявляется, если асимптотическое поведение модели не удовлетворяет соотношениям типа ограничения Фруассара-Мартэна или их модификациям. Если в эйкональных и U-матричных моделях этот вопрос решается просто правильным определением амплитуды рассеяния, то в других моделях может возникнуть сумма дополнительных вкладов, которая существенно меняет конечный результат. Но во всех моделях, даже в эйкональных и U-матричных, возникает много вопросов при расчетах процессов дифракционной диссоциации и процессов с участием «виртуальных» частиц. Попытки ввести различные «корректирующие факторы», «вероятности выживания» (survival probabilities), которые на прямую не привязаны к основной теории, приводят к полному размытию физической интерпретации моделей. Все результаты должны быть получены строго в рамках одного подхода, без «привлечения дополнительных сущностей», как указывает нам всем известная «бритва Оккама». В диссертации рассмотрены процессы дифракционной диссоциации и эффекты унитаризации (их влияние на конечные результаты по извлечению Померон-протонных сечений).
- Другая проблема, уже более близкая к постановке экспериментов типа ST-PPS и TOTEM, заключается в сложности прецизионных измерений, которая обусловлена прежде всего высокой светимостью (много «грязных» событий), редкостью исследуемых событий типа ЭДЦР и долгим набором статистики, «выживаемостью» детекторов в жестких условиях облучения и их модернизацией. Для получения ощутимых результатов, как было написано

в самом начале, нужно пройти много шагов. Тем не менее, уже получены «сырые» неопубликованные данные, которые позволят получить ответы на фундаментальные вопросы. Для экспериментаторов важно иметь готовые инструменты численного моделирования процессов, такие как Монте-карло генераторы событий. В данный момент «на рынке» очень мало таких генераторов, поэтому их написание тоже является актуальной задачей.

- После совершения глобальных сенсационных открытий типа обнаружения бозона Хиггса и гравитационных волн научное сообщество переключилось на другие популярные темы, связанные с расширениями стандартной модели, теорией струн, темной материей и энергией, суперсимметрией. Однако последние годы в этих областях не было получено ответов на ключевые вопросы. И многие сейчас задумываются о том, чтобы переключиться на исследования более практичных, и, может быть, даже прикладных вещей типа дифракционных процессов. Все, что мы знаем о дифракции в оптике, принесло свои плоды в развитии технологий. И в области адронной дифракции при высоких энергиях однозначно можно получать «осязаемые» результаты уже в ближайшем будущем, если направить туда достаточные силы. Это направление становится все более востребованным как с точки зрения развития точнейших технологий измерения, так и с точки зрения развития теории сильных взаимодействий.

Научная новизна и практическая ценность работы

В свете проблем, стоящих перед дифракционной физикой, результаты, полученные в данной диссертационной работе, действительно практичны и востребованы в научном сообществе. Детальная разработка схемы расчета процессов ЭРВМ и ЭДЦР проведена с общей точки зрения, не привязываясь к определенной модели. И только потом применена в редже-эйкональном подходе. Это дало возможность рассмотреть фундаментальные вещи, которые относятся не к конкретной модели, а к свойствам исследуемых процессов и составляющих их структур. Цель исследований - максимально отделить модельные предположения от получаемых экспериментальных результатов, что является в физике высоких энергий одной из самых сложных задач. До этого авторы проводили исследования только в рамках какого-то одного, узкого подхода, что лишало их возможности проследить модельную зависимость предсказаний.

В диссертационной работе впервые получены сечения процессов, которые было раньше невозможно получить прямыми методами. Это касается, например, сечений пион-протонного рассеяния при энергиях в несколько ТэВ. Это произошло благодаря разработке и усовершенствованию метода непрямого извлечения адронных сечений из процессов перезарядки. К тому же проведена детальная разработка эксперимента, который планируется осуществить на БАК. Результатом

этого эксперимента будут значения адронных сечений в неисследованных областях по энергии. Метод успешно протестирован на данных эксперимента LHCf.

В работе приведена полная методика расчета реджезованных амплитуд для различных спиновых состояний, которая используется для извлечения Померон-протонных сечений. Строго доказаны следствия предположения о сохраняющихся токах и их влияние на извлеченные сечения. Такие исследования до этого не проводились, и могут быть в дальнейшем использованы для дальнейших предсказаний. Основным плюсом данного подхода является «прозрачность» математической модели и её следствий для наблюдаемых фундаментальных величин.

Приведено также описание программ численного моделирования исследованных процессов. Написание таких программ - достаточно сложный и длительный процесс. Тем не менее удалось это сделать и провести сам процесс моделирования, включающий детекторы БАК. Результаты моделирования приводятся в диссертации.

Выносятся на защиту

На защиту диссертации выносятся следующие положения:

- Детально разработан общий подход к описанию процессов эксклюзивного дифракционного центрального рождения. В рамках подхода с применением редже-эйкональной модели описаны данные экспериментов с ускорителей HERA (DESY) и TeVatron. Получены параметры модели для дальнейших предсказаний.
- Получены предсказания (полные и дифференциальные сечения) для процессов ЭДЦР на БАК с рождением бозона Хиггса, гравитонов, двух струй, двух гамма-квантов, тяжелых кваркониев $\chi_{c,b}$.
- Получены предсказания для процессов ЭРВМ на БАК с рождением J/Ψ и Υ мезонов. Проведено сравнение с последними данными коллаборации LHCb.
- Подробно разработан спин-тензорный подход в реджевских моделях с произвольным спином. Получен общий вид распределений по азимутальному углу для рождения резонансов в ЭДЦР со спином 0,1,2. Распределения использованы для нормировки на данные коллаборации WA102. Основываясь на этом подходе, сделаны предсказания полярных и азимутальных распределений для ЭДЦР на БАК.
- Детально разработана модель одиночной и двойной перезарядки (с рождением лидирующих нейтронов). Проведен полный анализ данных по процессам с рождением лидирующих нейтронов с предыдущих экспериментов (HERA, ISR, RHIC STAR) в рамках разработанной модели.

- Разработана методика (с минимальными модельными предположениями) извлечения пион-протонных и пион-пионных сечений из данных по экспериментам с рождением лидирующих нейтронов.
- Детально разработана постановка эксперимента по извлечению пион-протонных и пион-пионных сечений на БАК. Проведено численное моделирование для данного эксперимента с участием детекторов ZDC (Zero Degree Caloremeter) коллаборации CMS.
- На основе новейших данных коллаборации БАК LHCf, при использовании методики извлечения сечений, впервые в мире получены сечения пион-протонного рассеяния для энергий в области 1-3 ТэВ. Проведено сравнение с имеющимися моделями для пион-протонных сечений.
- Детально исследованы процессы одиночной и двойной дифракционной диссоциации. На основе точного спин-тензорного анализа в реджевском подходе с сохраняющимися токами получены выражения для дифференциальных сечений данных процессов. На основе методики извлечения сечений и экспериментальных данных CDF и TOTEM по процессам ОДД и ДДД получены оценки Померон-протонных сечений при разных модельных предположениях.
- Написаны программы Монте-карло моделирования процессов ЭДЦР (EDDE), перезарядки (MonChER) и общий генератор эксклюзивных дифракционных процессов ExDiff, который может моделировать любые эксклюзивные процессы типа $2 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 4$.

Публикации и апробация работы

Основные результаты диссертации опубликованы в научных реферируемых журналах [3, 5, 42–53], представлены в сборниках трудов конференций [54–57] и препринтах ЦЕРН [58–62], а также в монографии коллаборации RDMS [63].

Вклад автора

Автор диссертации был основным разработчиком общего подхода к описанию процессов эксклюзивного дифракционного центрального рождения, методик извлечения адрон-адронных и реджеон-адронных сечений из процессов перезарядки и дифракционной диссоциации. Эта работа проводится с 2004 года совместно с коллегами из Курчатовского Института, НИИЯФ и физического факультета МГУ (Москва), ОИЯИ (Дубна), CNRS (Анси, Франция), CERN (Женева, Швейцария), Fermilab (Батавия, США), JLAB (Ньюпорт-Ньюс, США), INFN (Турин, Италия).

Автор принимал участие в нескольких совместных международных проектах по разработке дифракционных экспериментов на БАК.

Автор также является активным членом коллаборации CMS и эксперимента ST-PPS, делает доклады на совместных заседаниях групп “LHC Forward Physics”, является по сути главным разработчиком трёх программных продуктов для численного моделирования дифракционных процессов в коллаборации CMS-TOTEM.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения, девяти приложений, а также списка принятых сокращений и обозначений. Диссертация содержит 229 страниц, в том числе 116 рисунков и 18 таблиц. Список литературы содержит 280 ссылок.

В главе 1 дается краткое историческое введение в дифракцию адронов и современные представления о ней, включая различные теоретические подходы.

В главе 2 дается полное описание кинематики, динамики, измеряемых величин, проблематики, экспериментов и предсказаний для ЭДЦР.

В главе 3 дается полное описание кинематики, динамики, измеряемых величин, проблематики, экспериментов и предсказаний для пион-протонных и пион-пионных сечений в рамках измерений процессов ОП и ДП, методология извлечения сечений из экспериментальных данных.

В главе 4 дается полное описание кинематики, динамики, измеряемых величин, проблематики, экспериментов и предсказаний для ОДД и ДДД, с оценкой протон-Померонных сечений, в рамках ковариантного реджевского подхода с учетом унитарных поправок.

В главе 5 описаны разработанные программы симуляции дифракционных процессов, представленных в диссертационной работе.

В Заключении представлены основные результаты диссертации.

Глава 1

Дифракционные процессы при высоких энергиях. Современные теоретические подходы

1.1 Основы современного описания дифракционных процессов, их определение и классификация

Значительная доля (около 40% при энергиях БАК) полного сечения адрон-адронных взаимодействий обусловлена дифракционными процессами. И около 60% этих событий являются эксклюзивными. Моделирование таких событий является одной из основных задач для экспериментов на БАК. Данные оценки делаются, исходя из каких-то общих представлений о том, что же из себя представляют дифракционные процессы.

В настоящий момент нет однозначного определения адронной дифракции. Можно подходить к данному вопросу с разных позиций:

- аналогия с обычной оптической дифракцией;
- определение с точки зрения теоретических объектов (таких как Померон, Фруассарон, Реджеон, струна и т.д.) в разных моделях взаимодействий;
- исходя из экспериментальной топологии и кинематики событий.

Однако нужно отдавать себе отчет в том, что все эти подходы являются лишь определением граничной области исследований, в которой можно получить более-менее однозначное описание процессов, названных дифракционными, и дать четкие предсказания.

Начнем с краткой истории развития представлений о дифракционных процессах в столкновениях адронов. Если говорить об оптической (классической) дифракции, то её описание основано на фундаментальном представлении о волнах, их распространении и взаимодействии. Волновые процессы достаточно хо-

рошо изучены. И, как мы знаем из фундаментального предположения Де Бройля, все объекты обладают как корпускулярными, так и волновыми свойствами (корпускулярно-волновой дуализм). И дифракция адронов является как раз проявлением их чисто волновых свойств. И на данном этапе нам не нужны никакие представления о структуре и взаимодействии адронов. Мы используем только следствие волнового процесса. Поэтому первым, и, пожалуй, самым главным, **ключевым экспериментальным триггером для дифракции является распределение по углу рассеяния адронов, которое дает типичный дифракционный рисунок с максимумом при нулевом угле и один (или, иногда больше) максимумов и минимумов при больших углах.** Похожая картина возникает при классической дифракции света на щели. Из этого распределения мы можем сделать вывод о размере и форме рассеивателя или «области взаимодействия», что является одной из основных задач методики рассеяния.

История интенсивного развития адронной дифракции начинается с работ Грибова [64] и Чью-Фрауччи [65]. Основываясь на теории комплексных угловых моментов Редже и представлениях о структуре адронов [66]-[68], была разработана феноменологическая модель, главными объектами которой являются реджеоны (траектории Редже). Затем была детально разработана так называемая **реджеонная теория поля (РТП)** [69], изучены ее следствия и свойства [70]-[74], сделаны решеточные вычисления на её основе [75],[76]. Для объяснения эффекта роста адронных сечений при высоких энергиях Грибовым была введена вакуумная траектория с интерсептом больше единицы (Померон). Померон определяет асимптотику дифракционных сечений при сверхвысоких энергиях.

Эксплуатируя дальше следствия Реджевского подхода и общих принципов квантовой теории поля, были получены такие известные ограничения для дифракционных процессов как ограничение Фруассара-Мартэна [77],[78], АКМ ограничение [79], KLN теорема [80],[81], Оптическая теорема $3 \rightarrow 3$ (Мюллер) [82]. Основы Реджевского подхода можно изучить в книге [83], а также в работах [84]-[86].

Исходя из представлений об обмене реджеонами с квантовыми числами вакуума, можно сформулировать теоретическое определение дифракционных процессов как **взаимодействий, опосредованных t -канальным обменом объектами с квантовыми числами вакуума.**

Основой теории сильных взаимодействий сейчас является Квантовая хромодинамика (КХД). Таким образом, описание дифракционных реакций при высоких энергиях должно быть основано на некоторых методах, опирающихся на КХД. Но особый статус дифракционных исследований на высокоэнергетических коллайдерах определяется тем, что дифракция адронов происходит при взаимодействии на больших расстояниях. Действительно, поперечный размер адрона (область взаимодействия) может быть оценен через соответствующее отношение неопределенности Гейзенберга, и извлечение этой величины из экспериментальных упругих угловых распределений может быть выполнено без какой-либо теории. Например, при энергиях SPS, Tevatron и LHC это порядка 1 ферми. Технически это

означает, что мы находимся в так называемом «непертурбативном режиме», и прямое применение КХД к описанию адронной дифракции затруднено, поскольку КХД на ее нынешнем этапе развития, не имеет существенного прогресса вне пертурбативных вычислений. Следовательно, авторы вынуждены изобретать «правдоподобные» модели, которые несут, по крайней мере, общую картину свойств КХД, насколько это возможно. На данный момент существует несколько десятков (полу-)феноменологических моделей, описывающих дифракционные процессы [2]. В рамках каждой из них определение дифракционных процессов может отличаться своими нюансами.

Для удобства изучения приведу ссылки на основные подходы. Где-то дифракционные процессы при высоких энергиях рассматриваются как обмен Помероном [87] (или несколькими типами Померонов [88],[89],[7]), эйкональные модели суммируют многократные обмены Померонами [90] (фруассароны [91]). Другие авторы описывают сам Померон как C -четный «фотон» [92], как сложный объект со своими структурными функциями [12],[93]-[95], в рамках КХД (как синглетный объект, как глюонная лестница [96],[97]), струнных подходов (замкнутая струна [98],[99], «мягкие цветовые взаимодействия» [100], гетеротический Померон [101]), инстантонов [11],[102] (квазиклассическое приближение, конденсаты, петли Вильсона), фрактальных [103],[104] подходов, U -матричных (начиная с [105], и заканчивая более свежей работой [106] и ссылками из нее). Особняком стоят работы [107]-[112], где дифракционное рассеяние рассматривается как туннельный эффект (подход близок к квазиклассическому приближению). В последних работах особое внимание уделяется форме и размерам (пространственно-временным масштабам) «области взаимодействия».

Если рассматривать последние экспериментальные данные по дифракционным процессам при энергиях больше 500 ГэВ, то обнаружилось такое свойство как **отсутствие рождения частиц в определенной кинематической области по быстрой**, так называемые **Large Rapidity Gaps (LRG, большие промежутки по быстрой)**. Этот триггер интенсивно используется в последних экспериментах на БАК для выделения дифракционных процессов. Однако нужно отдавать себе отчет в том, что и обычные недифракционные (неупругие) столкновения могут давать некоторый вклад в процессы с LRG. Этот вопрос сейчас тщательно исследуется. В настоящий момент считается, что только небольшая часть событий с LRG обусловлена флуктуациями в процессах адронизации, а основная связана с дифракцией. С экспериментальной точки зрения хорошо рассмотрен вопрос в работе [113].

Итак, ключевыми моментами, по которым можно выделить дифракционные процессы, являются

- Взаимодействия, при которых начальные частицы переходят в конечное состояние «нетронутыми» (как в упругом рассеянии) или диссоциируют в состоянии с малой массой (до нескольких ГэВ).

- Распределение по углу рассеяния адронов дает типичный дифракционный рисунок с максимумом при нулевом угле и один (или, иногда больше) максимумов и минимумов при больших углах.
- Взаимодействия, опосредованные t -канальным обменом объектами с квантовыми числами вакуума (Помероном, несколькими Померонами в различных теоретических представлениях, инстантонами, струнами и т.д.)
- Отсутствие рождения частиц в определенной кинематической области по быстрой (процессы с LRG)

Все эти свойства используются в данной работе одновременно в применении к конкретным дифракционным процессам и с конкретными численными оценками (особенно последнее свойство).

В конечном итоге, для удобства экспериментальных исследований, визуально дифракционные процессы классифицируются следующим образом (диаграммы и топология см. рис. 1.1):

Упругое рассеяние - основной эксклюзивный дифракционный процесс, т. е. так называемая «стандартная свеча». В диссертации он используется именно как тестовый процесс, результаты измерений которого можно использовать для вычисления более сложных амплитуд.

Преимущества этого процесса:

- Четкая сигнатура: обе начальные частицы остаются нетронутыми и должны быть обнаружены в конечном состоянии.
- Небольшое число переменных в дифференциальном сечении.
- Большое значение поперечного сечения.
- Огромное количество экспериментальных данных при разных энергиях для различных начальных частиц.
- С теоретической точки зрения: у нас есть возможность извлечь размер и форму «области взаимодействия» из наклона дифракционного пика и тонкой структуры t -распределения.
- Также мы можем «откалибровать» дифракционные модели для дальнейших расчетов абсорбционных поправок в других эксклюзивных процессах.

Экспериментальная трудность в основном связана с близостью конечных протонов к пучкам. Вот почему нам нужны специальные запуски ускорителя, чтобы избежать, например, различных загрязнений, таких как «pile-up» события.

Остальные дифракционные процессы, которым посвящена данная диссертационная работа, подробно рассмотрены ниже.

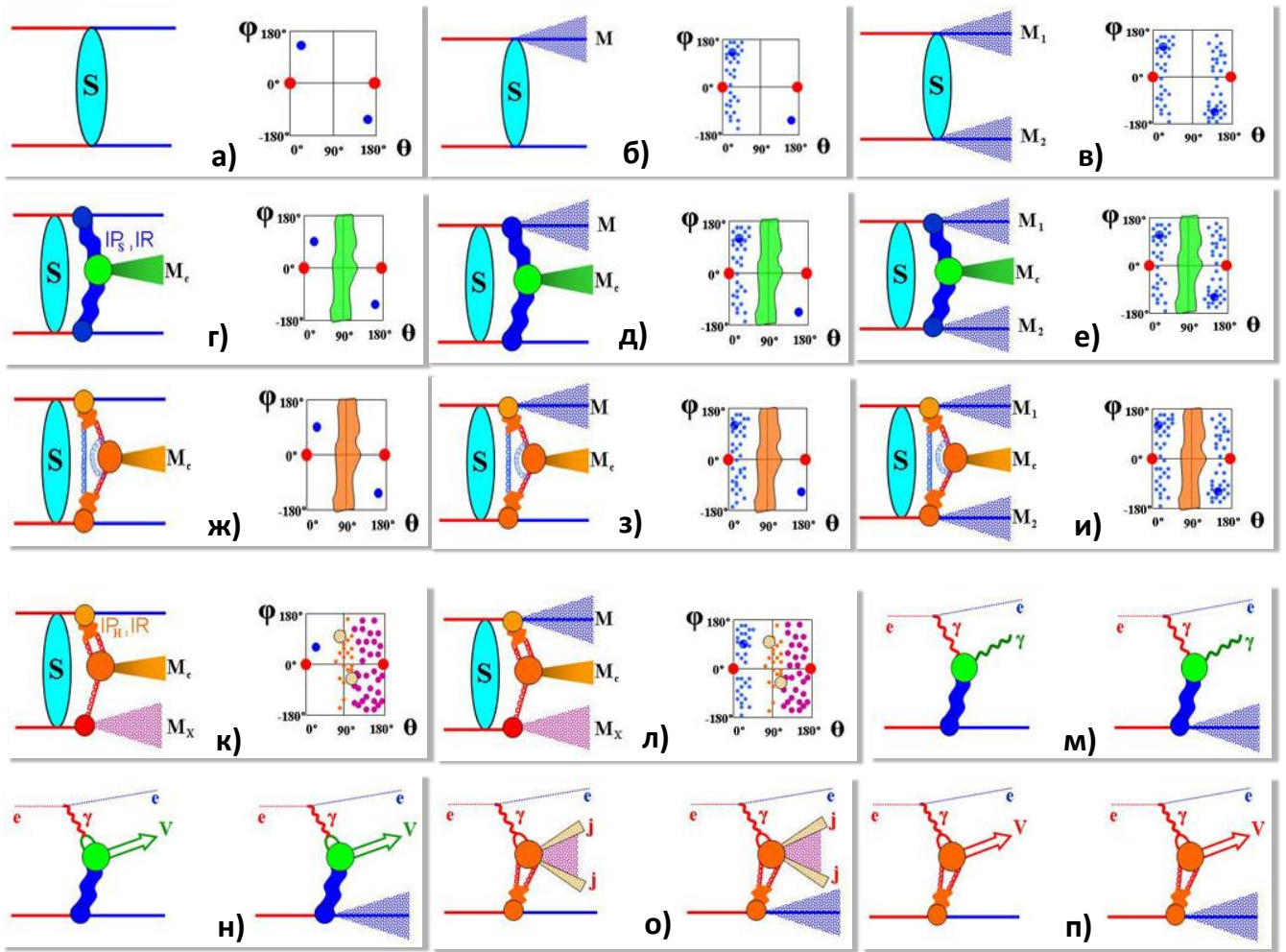


Рис. 1.1: Дифракционные процессы: а) упругое рассеяние; б) «мягкая» ОДД; в) «мягкая» ДДД; г) «мягкая» ЭДЦР; д) «мягкая» ИДЦР с одиночной диссоциацией; е) «мягкая» ИДЦР с двойной диссоциацией; ж) «жесткая» ЭДЦР; з) «жесткая» ИДЦР с одиночной диссоциацией; и) «жесткая» ИДЦР с двойной диссоциацией; к) эксклюзивная «жесткая» одиночная дифракция; л) инклюзивная «жесткая» одиночная дифракция; м) эксклюзивное (адрон рассеивается упруго) и инклюзивное (адрон диссоциирует) фотон-адронное рассеяние; н) «мягкое» ЭРВМ и ИРВМ (с диссоциацией адрона); о) «жесткое» эксклюзивное (адрон рассеивается упруго) и инклюзивное (адрон диссоциирует) фотон-адронное рассеяние; п) «жесткое» ЭРВМ и ИРВМ (инклюзивное рождение векторных мезонов с диссоциацией адрона). В м)-п) начальный фотон может испускаться лептоном или адроном.

1.2 Эксклюзивные дифракционные процессы центрального рождения

1.2.1 Основные свойства процесса

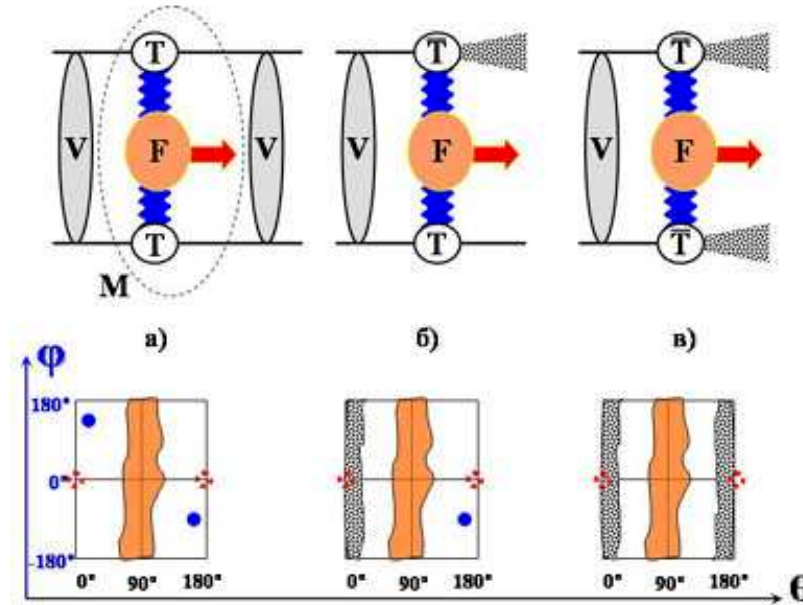


Рис. 1.2: Дважды дифракционные процессы центрального рождения (Двойной Померонный Обмен) или ЭДЦР и их топология в переменных ϕ (азимутальный угол в плоскости, перпендикулярной оси рассеяния) и θ (полярный угол или угол рассеяния, связан с псевдобыстротой по формуле $\eta = \ln \tan \frac{\theta}{2}$): а) эксклюзивный; б) с однократной диссоциацией; в) с двукратной диссоциацией.

Рассмотрим кратко кинематику изучаемых дважды дифракционных процессов. Они представлены на рис. 1.2. Первый процесс обычно называется эксклюзивным дифракционным центральным рождением (ЭДЦР) или эксклюзивным двойным Померонным обменом (ЭДПО), оставшиеся обычно называют инклюзивными ДПО (ИДПО) или ИДЦР с однократной и двукратной диссоциацией конечных протонов. Сигнатурой процессов является соответствующая топология в переменных ϕ и θ (см. рис. 1.3). Четко прослеживаются промежутки по псевдобыстротам между конечными протонами (продуктами диссоциации) и центральной системой частиц. Центральная система частиц может быть достаточно простой (одиночный резонанс, две или три струи), либо гораздо сложнее, когда в рассмотрение включается дополнительная радиация в центральной области. Тогда вводится классификация по типу центральной системы, которая представлена на рис. 1.4.

Кинематические переменные для ДПО общего вида детально рассмотрены в главе 2. Здесь же мы коснемся некоторых полезных свойств ЭДЦР, то есть процесса $p + p \rightarrow p + M_c + p$ (рис. 1.5).

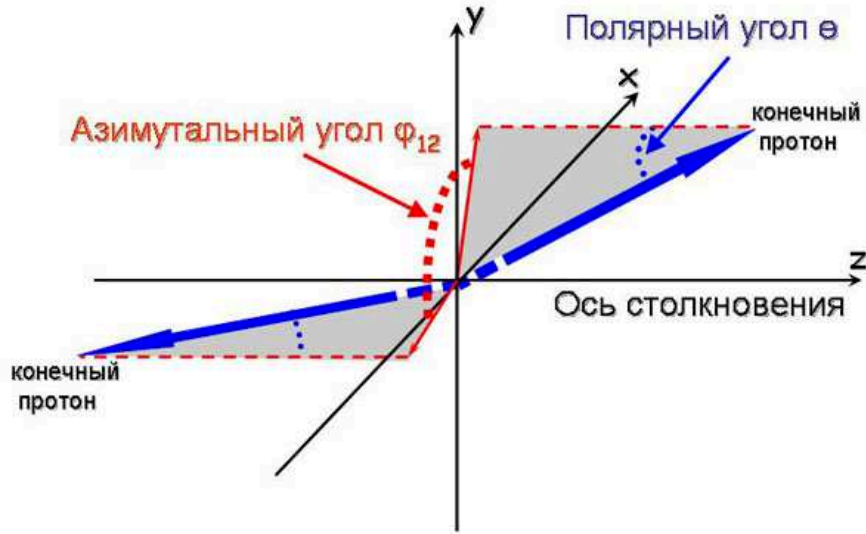


Рис. 1.3: Схема рассеяния протонов и измеряемые величины в случае регистрации обоих протонов: полярные углы рассеяния и азимутальный угол ϕ_{12} между плоскостями рассеяния.

Основным преимуществом эксклюзивного процесса является возможность восстановить полные импульсы всех частиц. На этом основан “метод недостающей массы”, который заключается в получении массы центральной системы исходя из значений импульсов регистрируемых конечных протонов. Для малых значений переданных импульсов справедлива формула (см. (П.1.16) из главы 2):

$$M_c^2 \simeq s\xi_1\xi_2 - (\vec{\Delta}_1 + \vec{\Delta}_2)^2. \quad (1.1)$$

Как было сказано выше, процесс имеет четкую сигнатуру: два протона в конечном состоянии и два промежутка по быстроте.

Другие преимущества связаны уже с динамикой процесса и верны приближенно с очень высокой точностью. Протон в данном дифракционном процессе может успешно рассматриваться как скалярная частица, т.е. без учета спина, если специально не исследуются спиновые эффекты. А это накладывает ограничения на момент импульса J рождающейся системы. Преимущественно будут рождаться системы с $J_z = 0$ при $|\vec{\Delta}_{1,2}| \ll 1$ Гэв. Поправки будут давать вклад в фон к исследуемым процессам, и их можно учесть. Исходя из общих соображений о спиновой структуре процесса (см. главу 2), получается, что преимущественно рождаются системы с определенными J^{PC} , а именно, 0^{++} , 0^{-+} и 2^{++} . Их можно отличить по азимутальным распределениям $1/\sigma d\sigma/d\phi_{12}$, то есть ЭДЦР является еще и хорошим спин-четностным фильтром.

Все сказанное выше о преимуществах ЭДЦР позволяет, в конечном итоге, до-

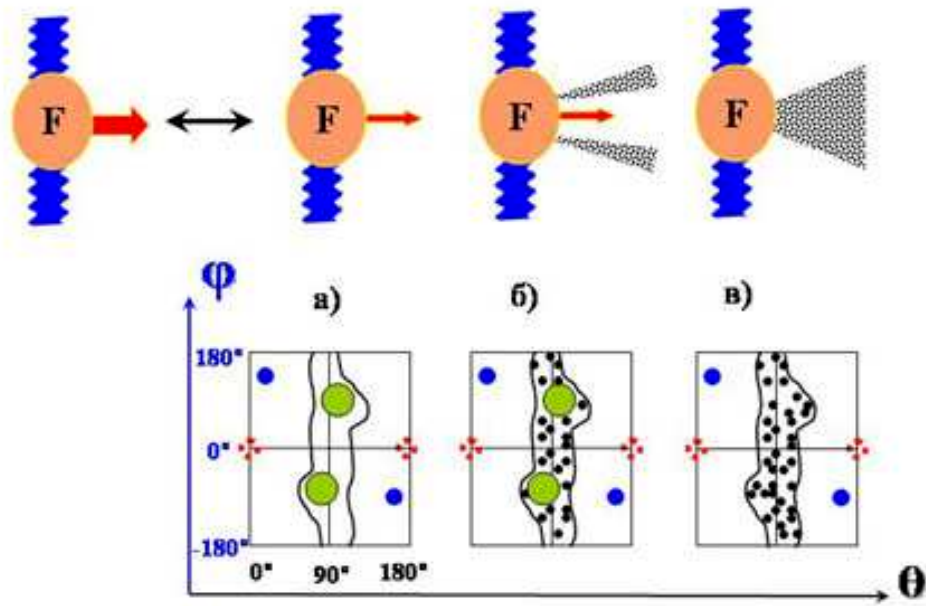


Рис. 1.4: Классификация процессов по типу центральной системы и их топология в ЭДЦР: а) чисто эксклюзивное рождение (малое число частиц или струй) или “жесткая” дифракция; б) полуинклюзивное рождение (добавочная радиация в центральной области); в) неупругие “мягкие” процессы.

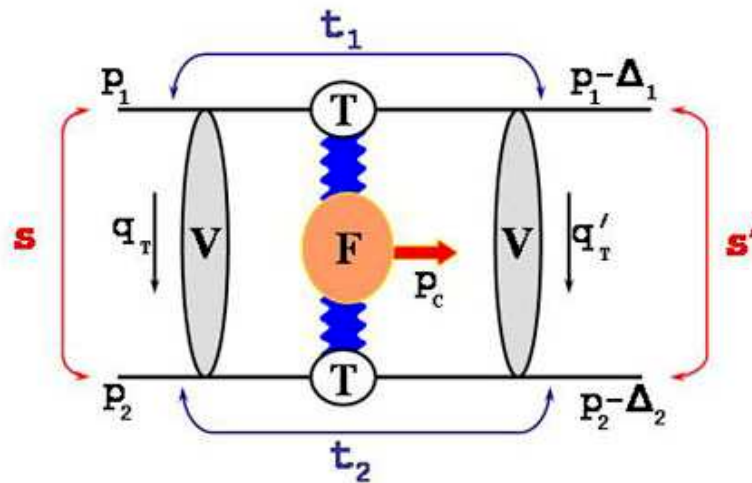


Рис. 1.5: Кинематические переменные ЭДЦР.

стигнуть хорошего отношения сигнала к фону, что очень важно для эксперимента.

В ЭДЦР могут рождаться различные резонансы (бозон Хиггса, Радион, глю-

бол, $\chi_{c,b}$, η' , и т.д.) и системы частиц (две или больше КХД-струй, $\gamma\gamma$, Z^0Z^0 , W^+W^- , $\pi^+\pi^-$, J/Ψ , γ , и т.д.). Некоторые из этих процессов, которые уже исследованы, можно использовать для калибровки моделей (например двухструйные и $\gamma\gamma$ события, которые исследованы на CDF). Используя ЭДЦР как фильтр, можно отличить, например, скалярный от псевдоскалярного бозона Хиггса.

1.2.2 Некоторые распространенные представления амплитуды

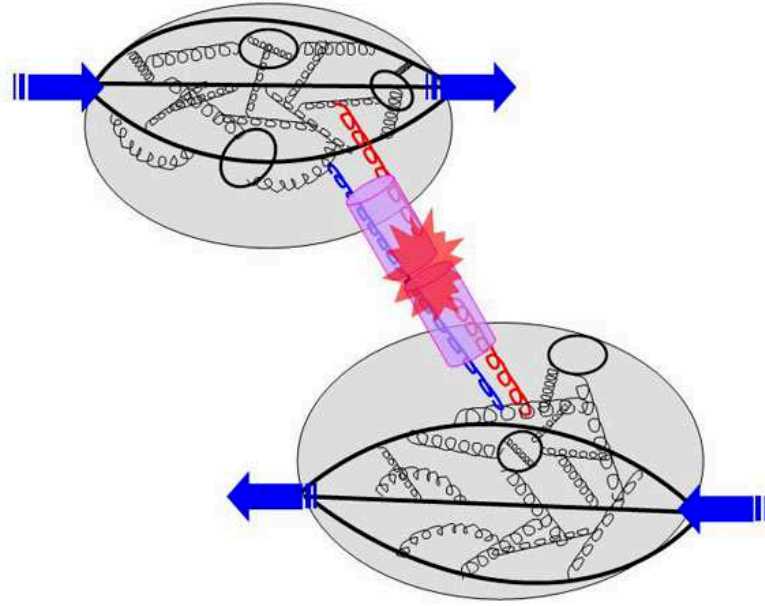


Рис. 1.6: Глубинная структура процесса ЭДЦР.

Практически во всех моделях ЭДЦР главным механизмом рождения является взаимодействие двух глюонов, так как считается, что при высоких энергиях протоны при столкновении представляют из себя некий конденсат, в котором глюонные поля преобладают (см.рис. 1.6). Следовательно, одним из конструкторских блоков моделей являются сечения процессов типа $gg \rightarrow X$. Сечения многих таких “жестких” процессов можно найти в главе 2.

В случае частичной или полной факторизации “мягких” и “жестких” процессов, сечение ЭДЦР может быть представлено в следующем виде, для сложных систем:

$$\frac{d\sigma_{p+p \rightarrow p+M_c+p}}{dM_c^2 dy_c dt_1 dt_2 d\phi_{12} d\Phi_c} = \frac{1}{M_c^2} \sum_{i,j} \int dU \frac{d\mathcal{L}_{VV}^{ij}(U, M_c^2)}{dy_c dt_1 dt_2 d\phi_{12}} \frac{d\hat{\sigma}_{VV \rightarrow M_c}^{ij}(U, M_c^2)}{d\Phi_c}, \quad (1.2)$$

для рождения резонансов

$$\frac{d\sigma_{p+p \rightarrow p+M_c+p}}{dy_c dt_1 dt_2 d\phi_{12}} = \sum_{i,j} \int dU \frac{d\mathcal{L}_{VV}^{ij}(U, M_c^2)}{dy_c dt_1 dt_2 d\phi_{12}} \hat{\sigma}_{VV \rightarrow M_c}^{ij}(U, M_c^2), \quad (1.3)$$

где U – внутренние переменные интегрирования, например, по внутренней петле на рис. 1.7а, Φ_c – фазовые переменные, описывающие центральную систему, а VV чаще всего представляет gg или $\mathbb{P}\mathbb{P}$, например в эквивалентном фотонном приближении. Индексы i, j , по которым происходит суммирование, связаны с различными начальными поляризациями. Чаще всего используется спиральное представление для безмассовых векторных частиц, в котором $i, j = +, -$. В случае безмассовых частиц “жесткие” сечения перестают зависеть от переменных внутреннего интегрирования. Используя калибровочную инвариантность, из (1.2), (1.3) получают выражения

$$\frac{d\sigma_{p+p \rightarrow p+M_c+p}}{dM_c^2 dy_c dt_1 dt_2 d\phi_{12} d\Phi_c} = \frac{1}{M_c^2} \frac{d\hat{\mathcal{L}}_{VV}(M_c^2)}{dy_c dt_1 dt_2 d\phi_{12}} \frac{d\hat{\sigma}_{VV \rightarrow M_c}(M_c^2)}{d\Phi_c}, \quad (1.4)$$

$$\frac{d\sigma_{p+p \rightarrow p+M_c+p}}{dy_c dt_1 dt_2 d\phi_{12}} = \frac{d\hat{\mathcal{L}}_{VV}(M_c^2)}{dy_c dt_1 dt_2 d\phi_{12}} \hat{\sigma}_{VV \rightarrow M_c}(M_c^2) \quad (1.5)$$

Безразмерную величину $\hat{\mathcal{L}}$ называют “светимостью” глюонов (Померонов) в данном процессе. Для каждой модели она своя. Удобно разбить вычисления ЭДЦР на несколько шагов. Первым этапом идет как раз вычисление величины $\hat{\mathcal{L}}$. Существуют несколько распространенных подходов:

- через “перекошенные” UPDF (неинтегрированные партонные функции распределения) в протоне (см. [90]). На рис. 1.7а видно, что величина $\hat{\mathcal{L}}_{gg}^{excl}$ является квадратом модуля свертки двух UPDF и соответствующих векторов поляризации, проинтегрированной по внутренней петле с учетом виртуальных поправок (рис. 1.7б), затем свернутой и проинтегрированной с унитарными поправками в начальном состоянии (рис. 1.7в,г). То есть светимость глюонов представляет из себя квадрат модуля рис. 1.7г без “жесткой” амплитуды \bar{F} , из квадрата которой получается $\hat{\sigma}_{gg \rightarrow M_c}^{excl}$.
- через PDF (интегрированные партонные функции распределения) в Помероне (см. [12],[93]-[95]). На рис. 1.8а,б рассмотрен полуинклюзивный ЭДЦР, когда в центральной области наряду с рождающейся массивной системой имеется дополнительная радиация, которая в данном случае обусловлена Померонными “остатками”. Унитарные поправки в виде фактора S вычисляются отдельно, а величина $\hat{\mathcal{L}}_{gg}^{si}$ пропорциональна свертке

$$S^2 \otimes [F_p(\xi_{1,\mathbb{P}})F_p(\xi_{2,\mathbb{P}})]^2 \otimes G_{\mathbb{P}}(x_{g,1}, \mu) \otimes G_{\mathbb{P}}(x_{g,2}, \mu), \quad (1.6)$$

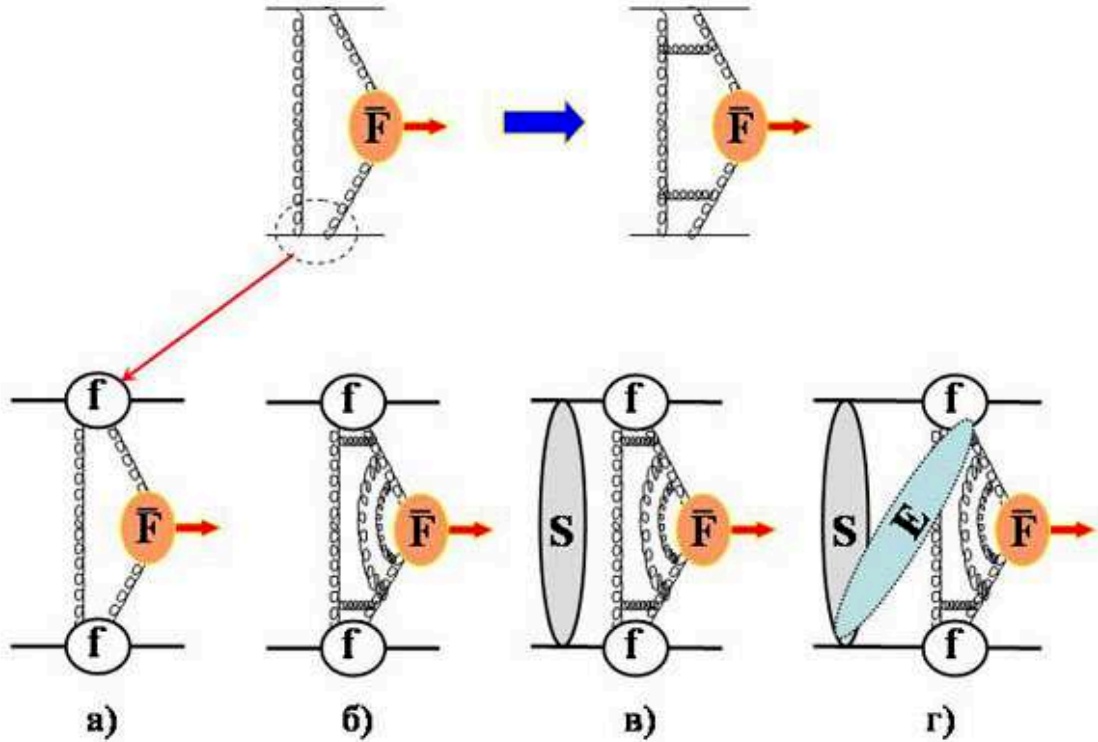


Рис. 1.7: Представление через “перекошенные” UPDF в протоне. Схема KMR: а) замена партонов на протоны с введением “перекошенных” функций распределения; б) учет эволюции функций распределения (судаковский форм-фактор); в) учет перерассейаний в начальном состоянии (унитарные поправки или “мягкий фактор выживания”); г) учет “усиленных” диаграмм, связанных с взаимодействием реджеонов.

где S – унитарные поправки, F_p – Померонный “поток”, $G_{\mathbb{P}}(x_g, \mu)$ – интегрированные PDF партонов (глюонов) в Помероне, μ – масштаб факторизации, x_g – доля импульса Померона, уносимого глюоном. рис.1.8в,г представляют чисто эксклюзивный процесс без примесей. Особенностью является то, что в данном подходе используются обычные интегрированные функции распределения, и в эксклюзивном случае доля импульса, уносимого глюоном, полагается равной 1. $\hat{\mathcal{L}}^{excl} \sim S^2 \otimes [F_p(\xi_{1,\mathbb{P}})F_p(\xi_{2,\mathbb{P}})]^2$.

- через UPDF в Помероне (рис. 1.9). Этот подход является синтезом двух предыдущих. Вместо интегрированных функций $G_{\mathbb{P}}$ используются неинтегрированные простые (полуинклюзивный процесс, рис. 1.9а,б) и “перекошенные” (эксклюзивный процесс, рис. 1.9в,г) функции распределения $g_{\mathbb{P}}$ глюонов в Помероне. Здесь, в отличие от предыдущего подхода, в эксклюзивном процессе есть внутреннее интегрирование по импульсу экранирующего глюона и

добавлены соответствующие функции распределения. А в полуинклюзивном процессе с рождением КХД-струй амплитуда \bar{F} может быть несинглетной, так как цвет компенсируется “остатками” Померона.

- через обобщенный Реджевский подход (рис. 1.10а). В данном случае моделируется столкновение двух “мезонов” со спинами J_1 и J_2 с рождением

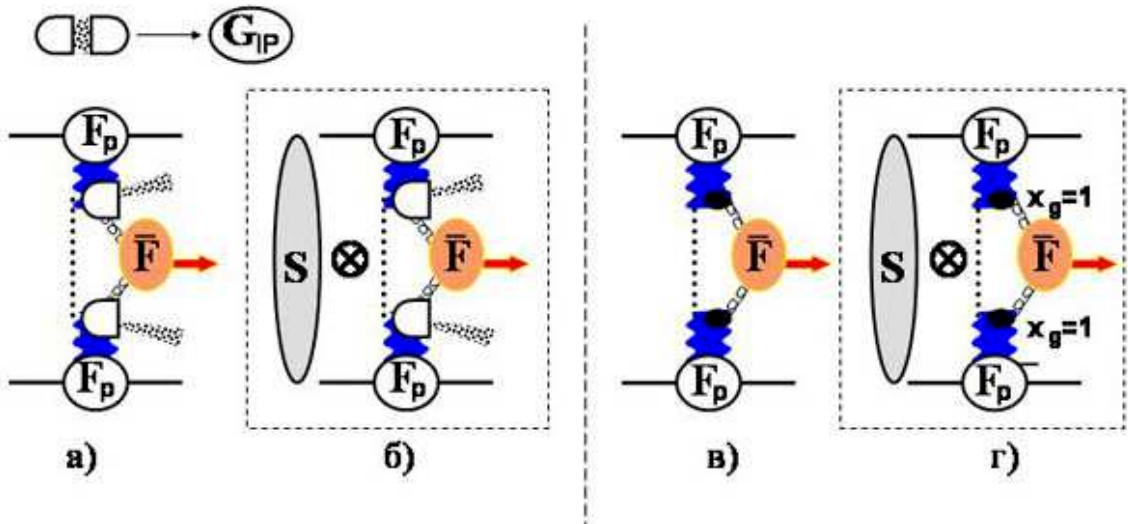


Рис. 1.8: Представление через PDF в Помероне: “фактор выживания” S^2 , связанный с перерассеянием, вводится дополнительно: а),б) полуинклюзивное рождение в ЭДЦР; в),г) чисто эксклюзивное рождение в ЭДЦР.

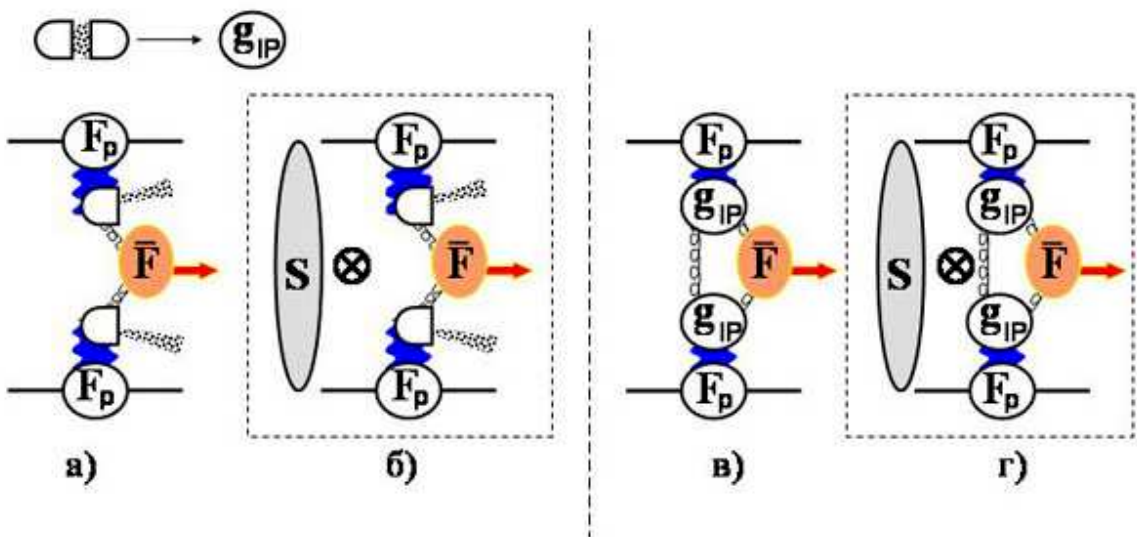


Рис. 1.9: Представление через UPDF в Помероне: “фактор выживания” S^2 , связанный с перерассеянием, вводится дополнительно: а),б) полуинклюзивное рождение в ЭДПО; в),г) чисто эксклюзивное рождение в ЭДПО.

частицы со спином J_3 (вычисляются свертки ковариантных амплитуд). Затем делается переход в комплексную плоскость углового момента, обычным способом вводятся траектории, получается процесс типа $\alpha_1(t) + \alpha_2(t) \rightarrow J_3$. Здесь не рассматривается глубинная структура взаимодействия Померонов через глюоны, все вершины процесса, включая рождение центральной частицы, описываются феноменологически. Такой подход удобен для выявления общих свойств амплитуд, например, азимутальной зависимости от ϕ_{12} (рис. 1.3), для любых масс и спинов рождающихся частиц. Здесь тоже можно вводить величины типа $\hat{\mathcal{L}}_{\text{ФФ}}$, однако они будут усложняться с увеличением значений J_1 и J_2 , и только для случая $J_1 = J_2 = 1$ все выглядит достаточно просто (см. главу 2). Существует несколько предложений по реализации вы-

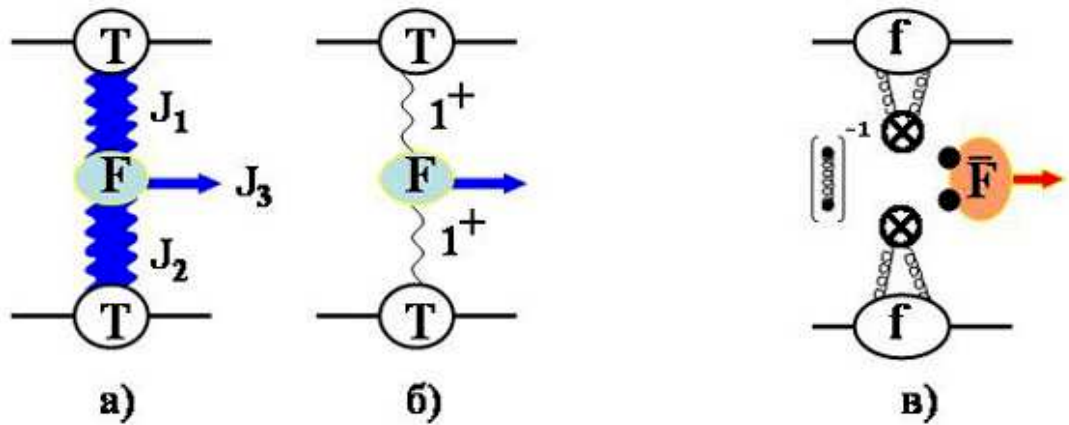


Рис. 1.10: Представление: а) в общем Реджевском подходе; б) в эквивалентном фотонном приближении; в) через операторное разложение. Унитарные поправки в начальном и конечном состоянии не показаны.

шеуказанных свойств на БАК [114] - [116]. Из-за сложной картины взаимодействий при высоких светимостях (много «грязных» событий), в настоящий момент у нас есть только возможность выбора центральной дифракции без обнаружения конечных протонов (ИДЦР) [117], [118]. Критерий LRG не является достаточным для наших исследований, поскольку мы теряем основные преимущества эксклюзивного процесса. Для экспериментов нам нужны специальные запуски БАК с низкой светимостью. Фактически, последние эксперименты на БАК показывают, что определение дифракции - довольно сложная задача [119], которая нуждается в дальнейших исследованиях (см. главу 1).

- эквивалентное фотонное приближение [92] (рис. 1.10б) является как раз тем случаем, когда вычисления упрощаются. Померон в данном подходе считается фотоном с зарядовой четностью $C = +1$. Можно вычислить $\hat{\mathcal{L}}_{\text{ФФ}}^{\text{excl}}$ как в предыдущем случае.

- через Разложение Произведения Операторов (РПО) (рис. 1.10в). Этот подход является источником всех моделей с функциями распределения и обобщает их. Функции распределения возникают здесь как матричные элементы соответствующих композитных операторов в разложении T -произведений полей (глюонных или кварковых). Далее обычно отбираются члены разложения, дающие наиболее существенный вклад. В данном подходе можно четко проследить за определениями величин, входящих в вычисления.

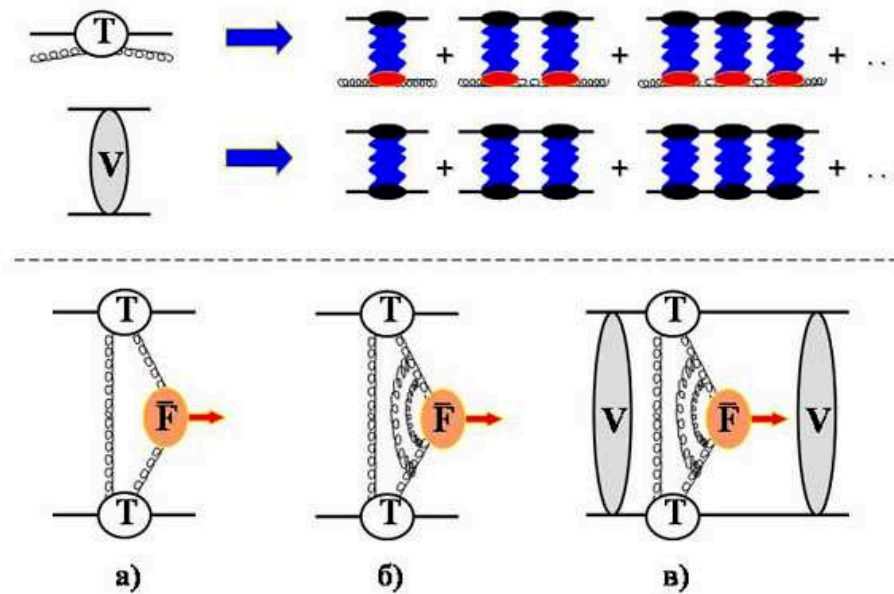


Рис. 1.11: Представление ЭДЦР. Протон-глюонные амплитуды T и перерасcеяния V вычисляются в эйкональном, либо в U -матричном представлении, либо с критическим Помероном; а) производится свертка амплитуд T с “жесткой” амплитудой \bar{F} ; б) учитываются виртуальные поправки к вершине (судаковский форм-фактор); в) вычисляются унитарные поправки в начальном и конечном(!) состоянии.

- через дифракционное представление протон-глюонных амплитуд в нефакторизованном и частично факторизованном (с “жестким” процессом) виде (т.н. k_t -факторизация). Эта модель, представленная на рис. 1.11, получает в настоящее время все более широкое распространение из-за ее большей универсальности, т.е. меньшего числа строительных блоков (2 вместо 3-х). Протон-глюонные амплитуды описываются в тех же терминах, что и “мягкие” унитарные поправки в начальном и **конечном(!)** состояниях. Можно использовать различные описания “мягких” процессов, например редже-эйкональный подход. Особняком стоит U -матричный подход [106]. Либо можно использовать т.н. унитаризованный Померон с интерсептом 1, то-

гда вычисления значительно проще. Проблема может возникнуть при внутреннем интегрировании, где возможны подавляющие факторы типа судаковского, которые, впрочем, можно считать поправками к “жесткому” процессу глюон-глюонного взаимодействия.

- с помощью лестничных диаграмм (BFKL [96], GLM [97]). рис. 1.12.

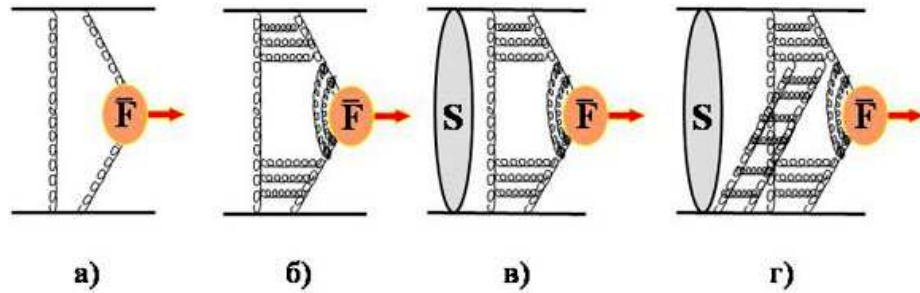


Рис. 1.12: Представление через лестничные диаграммы КХД. Схема GLM: а),б) расчет лестничных диаграмм; в) учет перерасеяний в начальном состоянии (унитарные поправки или “мягкий фактор выживания”); г) учет “усиленных” диаграмм, связанных с взаимодействием реджеонов (КХД-лестниц).

1.3 Процессы перезарядки и рождения лидирующих нейтронов

1.3.1 Основные свойства процесса

Еще один тип процессов, которые близки к дифракционным процессам, это процессы одиночной (ОП) и двойной (ДП) перезарядки. Их включают в процессы с рождением лидирующих нейтронов на протон-протонных и фотон-протонных коллайдерах. Основные процессы, которые рассмотрены в данной диссертационной работе, представлены на рисунке 1.13.

Данные процессы отличаются тем, что в них участвуют пионы, которые являются фундаментальными частицами для сильных взаимодействий. И так как процессы протон-протонного рассеяния изучены экспериментально достаточно хорошо, то часть амплитуды, которая обозначена S (перерасеяние, унитарные поправки), а также вершина протон-нейтрон-пион, могут быть оценены с очень хорошей точностью. Поэтому существует возможность рассмотреть чистый процесс пион-протонного рассеяния. В настоящий момент существует очень мало данных по рассеянию пионных пучков на протонах. И хотя в процессах перезарядки пион “виртуальный”, его квадрат массы близок к нулю (при рождении нейтронов с малыми поперечными импульсами). Так что можно исследовать сечения $\pi^+ p$ и $\pi^+ \pi^+$

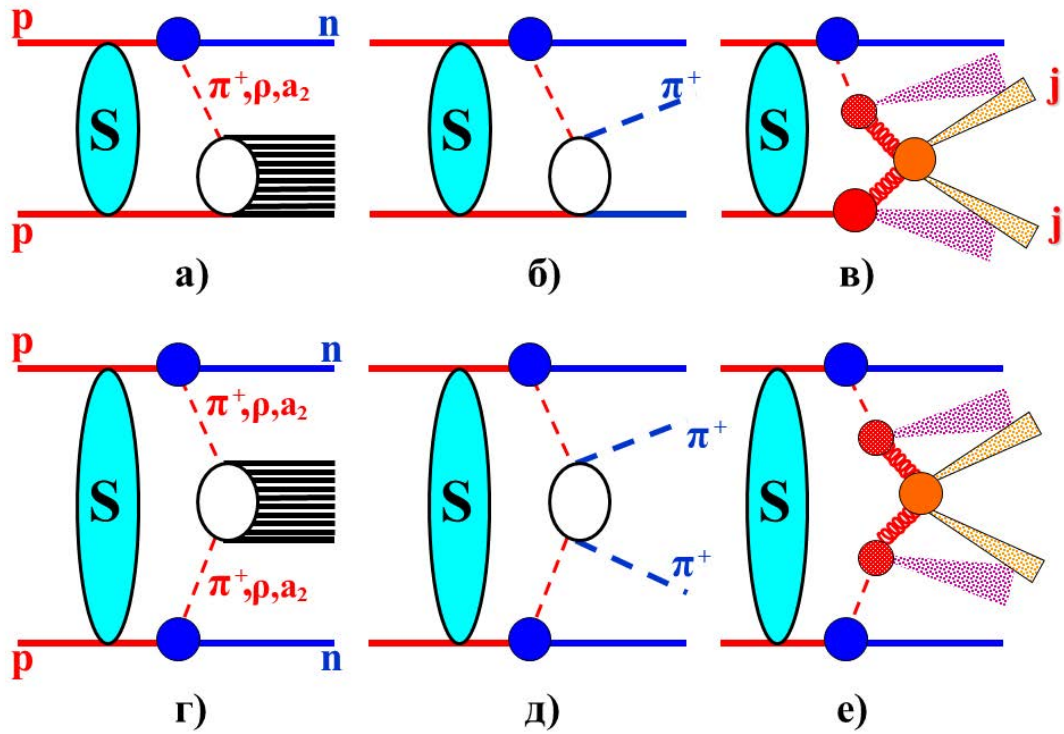


Рис. 1.13: Сигнальные процессы с рождением лидирующих нейтронов. Одиночный пионный (ρ , a_2) обмен с: а) полным $\pi^+(\rho, a_2) p$ рассеянием, б) упругим $\pi^+ p$ рассеянием, в) инклюзивным $\pi^+ p$ рождением двух струй. Двойной пионный (ρ , a_2) обмен с: д) полным $\pi^+(\rho, a_2) \pi^+(\rho, a_2)$ рассеянием, е) упругим $\pi^+ \pi^+$ рассеянием, ф) инклюзивным $\pi^+ \pi^+$ рождением двух струй.

рассеяния как при фиксированном квадрате массы пиона, так и в динамике. Это может помочь в проверке фундаментальной гипотезы универсального поведения адрон-адронных сечений при сверхвысоких энергиях, а также различных теоретических предположений о сечениях рассеяния виртуальных частиц (в контексте проблемы унитаризации).

Есть много других вопросов, которые необходимо решить. Например, насколько отличаются радиусы взаимодействия в pp , πp и $\pi\pi$ столкновениях? Свойства области взаимодействия могут быть получены из дифракционных моделей, которые различны для этих процессов при одинаковой энергии. Было бы интересно узнать зависимость этих взаимодействий от очень различного кварк-глюонного состава сталкивающихся частиц и так далее.

Кинематика процессов подробно рассмотрена в главе 3. Здесь же мы остановимся на современных подходах к теоретическому описанию данных процессов.

1.3.2 Некоторые распространенные представления амплитуды

В настоящий момент существует два основных подхода для описания процессов перезарядки.

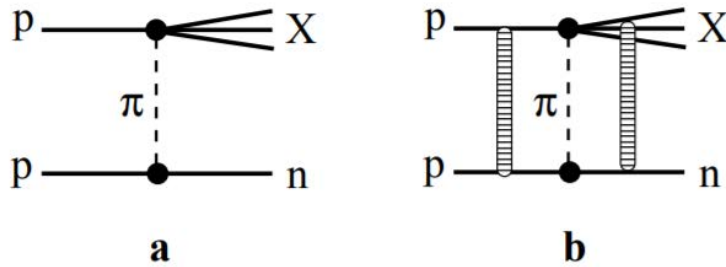


Рис. 1.14: а) борновская амплитуда с однопионным обменом; б) представление абсорбционных поправок и взаимодействия в конечном состоянии.

Первый подход [37] можно назвать “структурным”, так как он эксплуатирует “внутреннюю структуру” адронов в своих вычислениях, а именно: представляет (возбужденные, дифракционные) адроны как цветовые диполи. Амплитуда в этом подходе представлена так, как отображено на рисунке 1.14. Есть борновская амплитуда, связанная с пионным обменом. Дальше нужно учесть перерасеяния в начальном состоянии (унитарные поправки), и потом, в процессе “диссоциации протона” в возбужденном состоянии, добавляется конечное “цветовое” взаимодействие октет-октетного диполя (пяतिकваркового состояния) с нейтроном (см.рис. 1.15). Различные типы абсорбционных поправок представлены на рисунках 1.16,1.17.

Второй подход [35],[36] эксплуатирует редже-эйкональное приближение и технику Реджеонной Теории Поля (РТП). Метод построения амплитуды виден из рисунков 1.18-1.22. Нюансом является именно применение вычислений РТП, к примеру, в диаграммах на рисунке 1.21 («усиленных» абсорбционных поправок).

В данной диссертационной работе также используется редже-эйкональный подход, похожий на второй, но со своей спецификой, изложенной в главе 3.

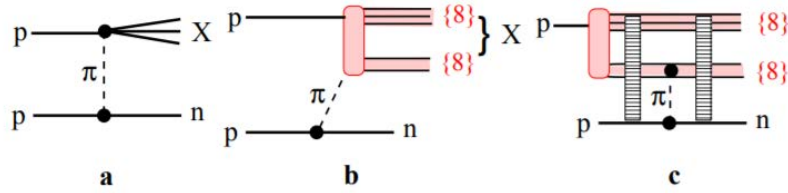


Рис. 1.15: а) борновский член с одиночным пионным обменом и возбуждением протона, $p + \pi \rightarrow X$; б) неупругое протон-пионное взаимодействие, $p + \pi \rightarrow X$, путем обмена цветом, что приводит к рождению двух цветных октетных диполей, которые дальше адронизируются в X ; в) представление фоковского состояния предыдущего механизма. Цветной октет-октетный диполь, который представляет собой пятикварковое фоковское состояние начального протона, взаимодействует с протоном-мишенью через π^+ -обмен. Это пятикварковое состояние может иметь начальное и конечное взаимодействия путем обмена вакуумом.

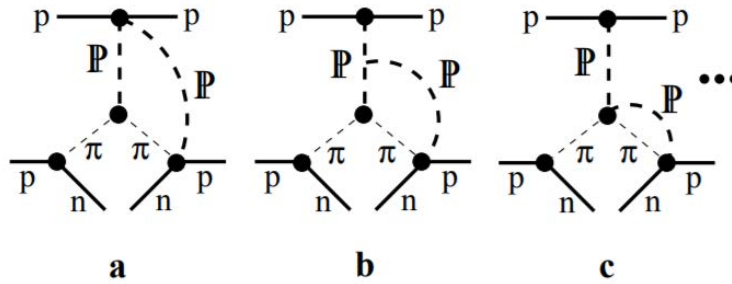


Рис. 1.16: Абсорбционные поправки из-за возможности неупругого взаимодействия, которые могут заполнить большой пробел по быстрой (LRG). а) Взаимодействие протона и его остатков (см. рис. 1.17) с мишенью; б) тройное взаимодействие Померона из-за взаимодействия рожденных частиц (например, излучаемых глюонов); в) взаимодействия, включающие остатки пиона (см. рис. 1.17). Показаны только некоторые интерференционные диаграммы.

1.4 Процессы дифракционной диссоциации

1.4.1 Основные свойства процесса

Реакции одиночной и двойной диссоциации (рис. 1.16)в), м)-п)-правые) являются, пожалуй, самыми сложными для исследований в области дифракционной физики. Одной из причин является некоторая “размытость” в определении данного процесса. Реакции $h_1 + h_2 \rightarrow X + h_2$ и $h_1 + h_2 \rightarrow X + Y$ ($M_{X,Y} \geq m_p + m_{\pi_0}$) обычно считаются дифракционными, если:

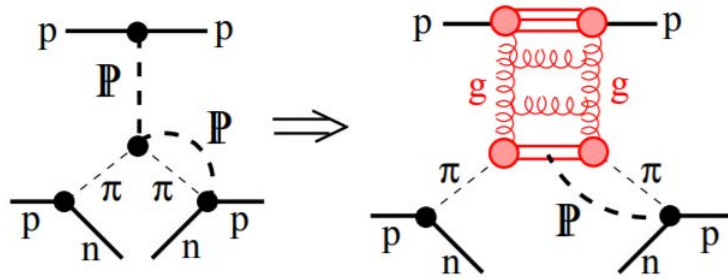


Рис. 1.17: Структура 4-реджеонной вершины $\pi\pi P P$.

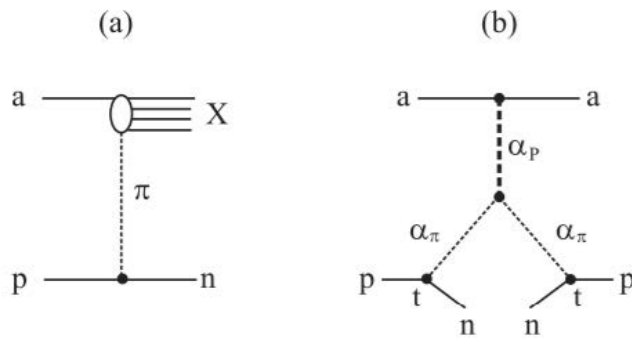


Рис. 1.18: а) амплитуда пионного обмена и б) соответствующий доминантный тройной реджеонный вклад в сечение инклюзивного рождения лидирующих нейтронов (процесс $a + p \rightarrow X + n$, $a = \gamma$ или p).

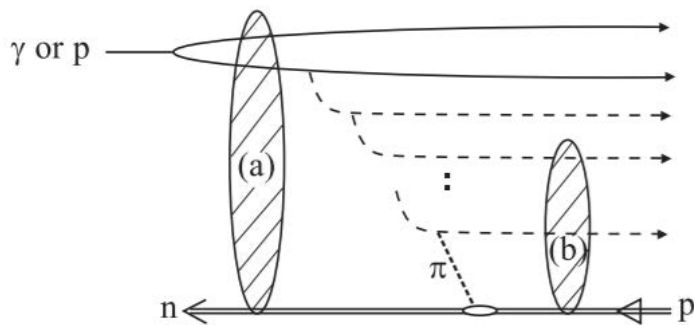


Рис. 1.19: Пространственно-временная диаграмма для амплитуды, описывающей лидирующие нейтроны, которые рождаются в инклюзивных процессах $\gamma + p \rightarrow X + n$ или $p + p \rightarrow X + n$. Два типа многопомеронных абсорбционных поправок обозначены символически заштрихованными областями (а) и (б). Соответствующие поправки к поперечному сечению показаны на рисунках 1.20 и 1.21 соответственно.

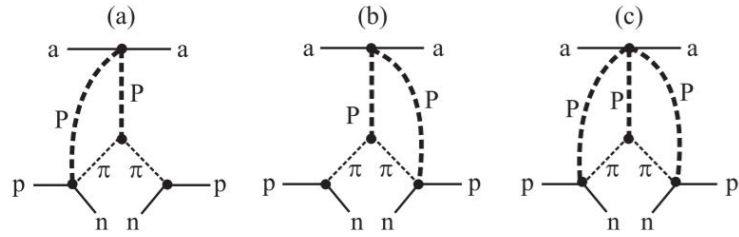


Рис. 1.20: Символические диаграммы эйкональных абсорбционных поправок к сечению инклюзивного процесса $a + p \rightarrow X + n$, $a = \gamma$ или p . Дополнительные линии, обозначенные P, которые окружают трехреджеонную вершину взаимодействия, представляют собой многопомеронные обмены между лидирующими адронами.

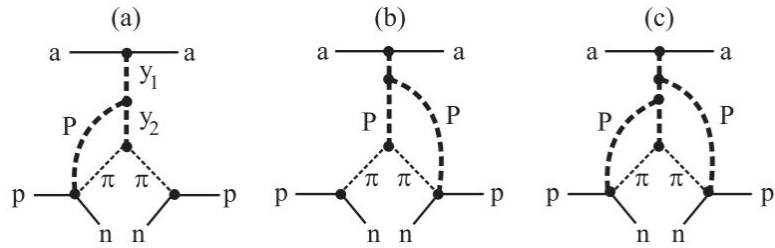


Рис. 1.21: Символические диаграммы для «усиленных» абсорбционных поправок к сечению инклюзивного процесса $a + p \rightarrow X + n$, $a = \gamma$ или p , которые становятся важными при очень высоких энергиях. Масса M рождающейся системы X считается достаточно большой для обоих интервалов по быстройте y_1 и y_2 для использования Померонного обмена. Дополнительные линии, обозначенные P, которые связаны непосредственно с входящим протоном или исходящим нейтроном, представляют собой мультипомеронные обмены.

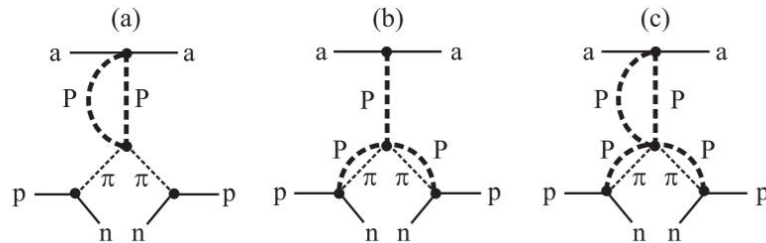


Рис. 1.22: Многопомеронные поправки к реджеонам в тройных вершинах (4-х, 5-ти, 6-тиреджеонные вершины и т.д.). Они не имеют или, самое большее, имеют слабую зависимость от энергии. Изогнутые линии, обозначаемые P, представляют собой мультипомеронные обмены.

- выполняется ограничение на массу диссоциировавшей системы

$$\xi_{X,Y} = (M_{X,Y}^2 - m_p^2)/s \leq 0.05 \quad (1.7)$$

(либо 0.1 для энергий меньше 1 ТэВ). Это условие коррелирует с условием LRG для дифракционных процессов любого типа. Цифра 0.05 подобрана, исходя чисто из теоретических предположений, и является достаточно условной. Просто где-то в этой области происходит плавный переход диссоциации в неупругие процессы (которые обычно пытаются описывать в рамках КХД).

- имеется типичная дифракционная картина по t .

Сечения диссоциативных процессов составляют больше 10% от полного сечения, поэтому еще их исследование так важно. Наряду с упругим рассеянием и центральной дифракцией, диссоциативные процессы позволяют получить информацию об области сильных взаимодействий, их структуре, о свойствах траекторий редже (особенно Померонной), о константах связи Померона и протона, о сечениях протон-Померонных взаимодействий, о кварк-глюонной структуре Померона.

1.4.2 Некоторые распространенные представления амплитуды

Масса диссоциации M_X может быть различной. Главное, чтобы выполнялось условие (1.7). Обычно разделяют два режима диссоциации: с малой ($M_X \sim 1 \rightarrow 3$ ГэВ) и большой ($M_X > 3$ ГэВ) массой. Подходы применяются разные.

В области малых масс один из самых распространённых подходов основан на представлении о так называемых “дифракционных возбужденных состояниях” адронов (см. [120],[40]). Они не являются собственными состояниями оператора массы, соответствующие адронам, а находятся в смешанных состояниях (адронные состояния недиагональны по отношению к матрице рассеяния сильных взаимодействий). Это, конечно, приближение, так как здесь сложно построить полную фоковскую систему таких состояний и их распадов на адроны (обычно нейтрон или протон плюс один или несколько пионов). Однако эту схему достаточно легко применить к расчетам, если ограничиться двумя-тремя состояниями. Процесс с малыми массами очень близок к упругому рассеянию. На этом подходе основаны многие феноменологические так называемые “многоканальные” эйкональные модели (см., например [90],[97]).

В области больших дифракционных масс применяются в основном различные комбинации Реджевских, редже-эйкональных и КХД-подобных (лестничных, типа БФКЛ) подходов. Часто эксплуатируются трехпомеронные вершины, реджеонная теория поля, ADS/QFT соответствие и так далее. Приведу список наиболее распространенных подходов:

- Модель группы из Дарема и Санкт-Петербургского ИЯФ НИЦ КИ [121], [122] (KMR): трехреджеонные вершины, реджеонная теория поля, БФКЛ, “многоканальный” редже-эйкональный подход к унитаризации.
- GLM-модель [97]: БФКЛ, трехпомеронные вершины, “многоканальный” редже-эйкональный подход к унитаризации.
- Аддитивная кварковая модель (АQM) [123]: кварковая модель и Реджевский подход.
- Трехпомеронное приближение [124],[125], [126]: чисто Реджевский подход.
- БФКЛ, Померонные петли, РТП [127].
- Модель цветowych диполей, трехреджеонные вершины и лестничные диаграммы типа БФКЛ [128].
- Модель типа струнной, РТП [129],[130].
- Трехреджеонная модель с унитарными поправками [131].
- Особняком стоит интересная модель “развала” диссоциирующего адрона (пиона или протона) на 2 [132] или 3 [133] кварковых струи: используется k_t -факторизация.
- Полная эйкональная унитаризованная модель (фруассароны) [91]: попытка провести учет всех унитарных поправок при вычислениях ОДД.

В рамках данной диссертационной работы рассматривается возможность извлечения информации о сечениях протон-Померонных взаимодействий из диссоциативных процессов. А также рассматриваются следствия ковариантного Реджевского подхода с унитарными (эйкональными) поправками. Все подробности можно найти в главе 4.

Глава 2

Эксклюзивное дифракционное центральное рождение

Впечатляющий прогресс экспериментов на БАК стимулирует новые исследования в разных областях физики высоких энергий. Открытие бозона Хиггса даёт нам основание для дальнейших экспериментов, поскольку мы должны точно определить природу этой частицы. Сегодня проблема состоит в том, чтобы иметь четкий инструмент для определения его квантовых чисел и связей с другими частицами. Кроме этой задачи относительно бозона Хиггса, мы должны продолжить изучение других фундаментальных объектов физики высоких энергий, таких как струи и частицы, рождаемых в разных процессах. Если мы рассмотрим огромное количество высокоэнергетических процессов, которые были изучены в течение длительного времени, мы найдем тот, которая может служить ясным источником информации о динамике высоких энергий. Это ЭДЦР (EDDE - Exclusive Double Diffractive Events), то есть процесс типа $h + h \rightarrow h^* + M + h^*$, где процесс $h \rightarrow h^*$ является квазидифракционным, M - частица или система частиц, рождаемая в центре, и “+” означает LRG. Если взять в качестве M отдельную частицу, то это первый “подлинно” неупругий процесс, который не только сохраняет много особенностей упругого рассеяния (дифракционную картину), но также ясно показывает, как начальная энергия превращается во вторичные частицы. Общие свойства таких амплитуд были рассмотрены в работах [134]-[136]. Теоретическое рассмотрение этих процессов на основе теории Редже было сделано еще в статьях [137]-[142]. Сегодняшний интерес связан с возможно хорошим сигналом центрального рождения бозона Хиггса, тяжелого кваркония, глюоболов, струй, калибровочных бозонов, систем адронов [143]-[160].

Экспериментальное изучение началось в 1970-х годах [161]. Поскольку Померон является движущей силой рассматриваемых процессов при высоких энергиях, естественно ожидать, что рождение глюбола будет благоприятным, если верить, что Помероны в основном являются глюонными объектами. Было сделано предположение, что центральное рождение глюбола является источником роста полного сечения [136]. Один из ранних проектов по экспериментальному исследованию рождения глюоболов в ЭДЦР был предложен в работе [162]. Первыми суще-

ственными результатами были данные эксперимента WA102 [163]-[167]. С ростом энергии мы можем исследовать центральные системы с большей массой [168], такие как двухструйные [169], двухфотонные [170],[171],[118], с рождением тяжелых кварков [172], двухадронные ([173] и ссылки в этой работе).

2.1 Преимущества процесса и современные эксперименты

ЭДЦР дает нам уникальные экспериментальные возможности для поиска частиц и исследования собственно дифракции. Это связано с несколькими преимуществами данного процесса:

- чёткая сигнатура процесса: центральная система отделена от конечных протонов большими промежутками по быстрой (LRG) (см., например, теоретическую работу [174], экспериментальную статью [175] и ссылки из неё);
- возможность использовать “метод недостающих масс” [176], который улучшает разрешение по массе центральной системы;
- сильное подавление фонов (например, в процессе с рождением бозона Хиггса и его последующим распадом на две струи b -кварков) из-за “правила отбора” $J_z = 0$ [177]-[179], которое является следствием закона сохранения углового момента;
- возможность спин-четностного анализа центральной частицы или системы с определением квантовых чисел (например, для определения четности бозона Хиггса или других открываемых частиц) [52],[180]-[185];
- возможность измерений, которые могут показать взаимовлияние “мягких” и “жестких” масштабов на картину взаимодействия (в частности, на угловые распределения): мы можем получить основные свойства области взаимодействия (форма и размер) из дифракционной картины (углового распределения) [5];

Существует несколько предложений по реализации вышеуказанных свойств на БАК [114] - [116]. Из-за сложной картины взаимодействий при высоких светимостях (много «грязных» событий), в настоящий момент у нас есть только возможность выбора центральной дифракции без обнаружения конечных протонов (ИДЦР) [117], [118]. Критерий LRG не является достаточным для наших исследований, поскольку мы теряем основные преимущества эксклюзивного процесса. Для экспериментов нам нужны специальные запуски БАК с низкой светимостью. Фактически, последние эксперименты на БАК показывают, что определение дифракции - довольно сложная задача [119], которая нуждается в дальнейших исследованиях (см. главу 1).

Была также запущена новая физическая программа в STAR/RHIC, основанная на поляризованных протонных пучках и детектировании передних протонов [186]-[189]. Эти эксперименты могут значительно улучшить наше понимание дифракционных механизмов и уменьшить неопределенности, которые могут быть иногда на порядок больше по величине.

Сейчас существует много теоретических групп, которые работают в этой области [143]-[160]. Все параметры этих моделей должны быть нормированы для предсказаний при энергиях БАК. Для этого мы можем использовать так называемые «стандартные свечи», т. е. события, которые имеют такие же теоретические компоненты для расчетов, как и исследуемые процессы. Обычно авторы используют следующие процессы:

для больших центральных масс ($M \gg 1$ ГэВ, преобладает пертурбативный механизм Померон-Померонных взаимодействий)

- $\gamma^* + p \rightarrow V + p$ (Эксклюзивное рождение векторных мезонов, ЭРВМ), $m_V \gg 1$ ГэВ [190]-[192];
- $p + p \rightarrow p + M + p$, $M = jj$ [169], $M = \gamma\gamma$ [170],[171],[118], $M = \{Q\bar{Q}\}$ (тяжелый кварконий), $\chi_{c,b}$ [172], $M = hh$ (система из двух адронов) [173];

для малых центральных масс ($M \sim 1$ ГэВ, непертурбативный механизм Померон-Померонных взаимодействий)

- $\gamma^* + p \rightarrow V + p$ (ЭРВМ), $m_V \sim 1$ ГэВ [193]-[194];
- $p + p \rightarrow p + M + p$, $M = \{q\bar{q}\}$ (лёгкий мезон) или “глюбол” [163]-[167], $M = hh$ (система из двух адронов) [173];

В случае с малой массой механизм Померон-Померонных взаимодействий существенно непертурбативен. Это учтено в расчетах.

В этой главе мы рассмотрим общую, независимую от модели, структуру для ЭДЦР. В качестве примера взята наша модель для дифракционных процессов.

2.2 Общая модель. Описание

Рассмотрим общее представление амплитуды ЭДЦР и его основные составляющие. Кинематические формулы можно найти в приложении П.2. Различные режимы представлены на рисунке 2.1.

В пертурбативном режиме мы должны использовать протон-глюонные амплитуды T , свёрнутые с амплитудой глюон-глюонного столкновения F (см. рис. П.2.1), затем учесть судаковское подавление, отсутствие “мягкого” излучения в области LRG (оно изображено загнутыми глюонными линиями на рис. 2.1а), и, после всего этого учесть еще абсорбтивные поправки (перерассеяние, унитарные поправки), обозначенные на рисунке как амплитуды V .

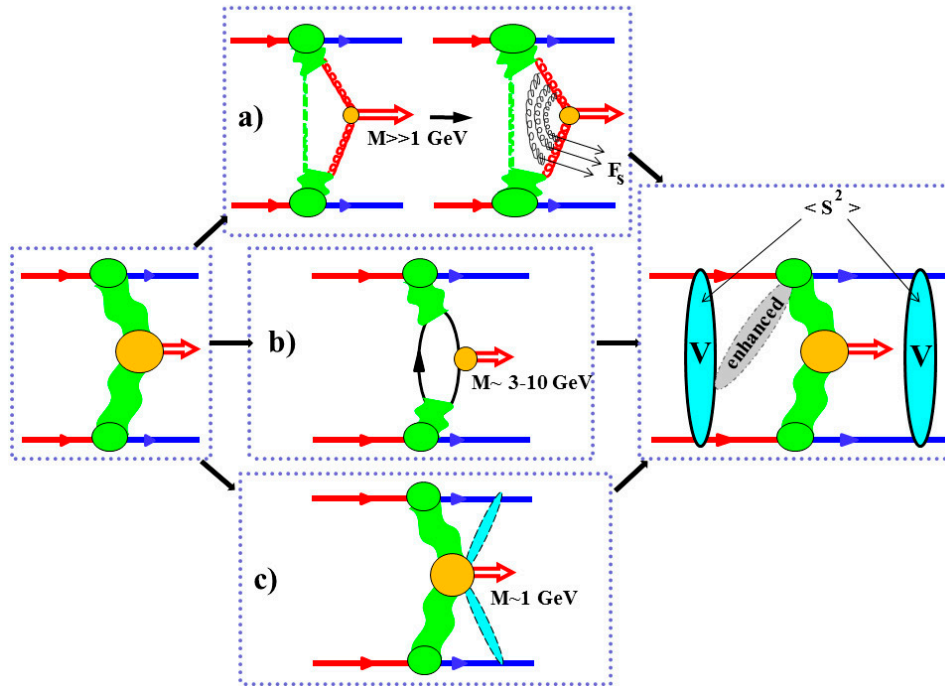


Рис. 2.1: Различные схемы вычислений полной амплитуды ЭДЦР для случаев большой (a), промежуточной (b) и малой (c) инвариантных масс центральной системы или частицы, то есть пертурбативный, промежуточный и непертурбативный режимы Померон-Померонных взаимодействий.

В непертурбативном случае некорректно рассматривать Померон как синглетное двухглюонное состояние. Здесь мы должны представлять его как целостный объект, реджеон. К тому же, мы должны учитывать взаимодействие между центральной частицей (или системой) с малой массой и конечными протонами (овалы, которые обведены штриховой линией на рисунке 2.1c). Абсорбция в начальном и конечном состоянии учитывается также как в пертурбативном случае. Недавно в работе [146] было показано, что так называемые “усиленные” диаграммы (дополнительные “мягкие” взаимодействия) могут играть значительную роль в вычислениях амплитуды ЭДЦР.

В промежуточном режиме, по видимому, нужно применять смешанный подход. Примером такого подхода может служить работа [195]. На рисунке 2.1b показана “кварковая структура” Померона при рождении кваркониев с массой от 3 до 10 ГэВ.

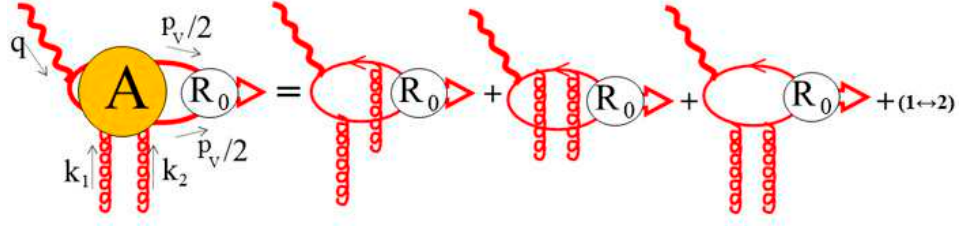


Рис. 2.2: ЭРВМ в рамках NRQCD. “Жесткая” амплитуда.

2.3 Модель для больших масс. ЭРВМ. Нормировка

В этом разделе рассмотрим ЭРВМ, то есть эксклюзивное фоторождение состояний $V = Q\bar{Q}_{1S}$, которое является первой “стандартной свечой” для нормировки параметров процесса ЭДЦР. Этот процесс был исследован в [53] в рамках трехмерной модели [7]. Здесь мы представляем более общую ситуацию и правильные формулы для параметров и интегралов. Основные компоненты теоретического подхода представлены на рисунке П.3.2 и в последующих разделах.

Ниже рассмотрен пертурбативный механизм ЭРВМ, то есть в этом случае масса векторного мезона много больше 1 ГэВ. Следуя схеме, представленной на рисунке П.3.2 из приложения П.3, где рассмотрена кинематика процесса, мы можем записать амплитуду ЭРВМ как свёртку дифракционной глюон-протонной амплитуды T и пертурбативной амплитуды A , которая рассматривается в каком-либо приближении.

2.3.1 “Мягкие” и “жесткие” амплитуды

“Жесткая” часть амплитуды в рамках NRQCD

Амплитуда A для процесса $\gamma(q) + g(k_1) \rightarrow V(p_V) + g(-k_2)$ (рис. 2.2) вычисляется в приближении нерелятивистской КХД (V - связанное состояние, см. [196]-[198] и ссылки в этих работах):

$$\begin{aligned}
 \tilde{O}_{\epsilon_\gamma, \epsilon_V}^{\alpha\beta} &= Sp \left[\hat{O}^{\alpha\beta} (\hat{p}_V - m_V) \hat{\epsilon}_V \right], \quad \mathcal{K}_V = \frac{8R_{V,0}\pi e_Q \sqrt{\alpha_e \alpha_s}}{\sqrt{3}m_V}, \\
 A^{\text{ab}, \alpha\beta} &= \frac{R_{V,0}}{4\sqrt{\pi}m_V} \times e_Q \sqrt{4\pi\alpha_e} \times 4\pi\alpha_s \times \left[t_{ij}^a t_{jk}^b \frac{\delta^{ik}}{\sqrt{3}} \right] \tilde{O}_{\epsilon_\gamma, \epsilon_V}^{\alpha\beta} \\
 &= \mathcal{K}_V \frac{\delta^{\text{ab}}}{8} \tilde{O}_{\epsilon_\gamma, \epsilon_V}^{\alpha\beta},
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

где e_Q - заряд тяжелого кварка Q , $R_{V,0}$ - модуль радиальной волновой функции векторного мезона в начале координат, $\left[t_{ij}^a t_{jk}^b \frac{\delta^{ik}}{\sqrt{3}} \right] = \frac{\delta^{ab}}{2\sqrt{3}}$ согласно правилам группы $SU(3)$ и

$$\begin{aligned} \hat{O}^{\alpha\beta} = & \left\{ \frac{\gamma^\alpha \left(-\hat{k}_1 + \frac{\hat{p}_V + m_V}{2} \right) \hat{\epsilon}_\gamma \left(\hat{k}_2 + \frac{-\hat{p}_V + m_V}{2} \right) \gamma^\beta}{(-p_V k_1 + k_1^2 + i 0) (-p_V k_2 + k_2^2 + i 0)} \right. \\ & + \frac{\epsilon_\gamma \left(\hat{k}_1 + \hat{k}_2 + \frac{-\hat{p}_V + m_V}{2} \right) \gamma^\alpha \left(\hat{k}_2 + \frac{-\hat{p}_V + m_V}{2} \right) \gamma^\beta}{(-p_V (k_1 + k_2) + (k_1 + k_2)^2 + i 0) (-p_V k_2 + k_2^2 + i 0)} \\ & \left. + \frac{\gamma^\alpha \left(-\hat{k}_1 + \frac{\hat{p}_V + m_V}{2} \right) \gamma^\beta \left(-\hat{k}_1 - \hat{k}_2 + \frac{\hat{p}_V + m_V}{2} \right) \hat{\epsilon}_\gamma}{(-p_V k_1 + k_1^2 + i 0) (-p_V (k_1 + k_2) + (k_1 + k_2)^2 + i 0)} \right\} \\ & + (1 \leftrightarrow 2). \end{aligned} \quad (2.2)$$

После вычислений имеем

$$\begin{aligned} \tilde{O}_{\epsilon_\gamma, \epsilon_V}^{\alpha\beta} = & -16m_V \left\{ k_1 k_2 \right. \\ & \times \left[p_V^\alpha \left(\epsilon_V^\beta k_2 \epsilon_\gamma - \epsilon_\gamma^\beta k_2 \epsilon_V \right) + p_V^\beta \left(\epsilon_V^\alpha k_1 \epsilon_\gamma - \epsilon_\gamma^\alpha k_1 \epsilon_V \right) \right] \\ & + \left(\epsilon_V^\alpha \epsilon_\gamma^\beta k_1 k_2 + g^{\alpha\beta} k_1 \epsilon_V k_2 \epsilon_\gamma \right) \left(k_1^2 - k_1 p_V + k_1 k_2 \right) \\ & + \left(\epsilon_V^\beta \epsilon_\gamma^\alpha k_1 k_2 + g^{\alpha\beta} k_2 \epsilon_V k_1 \epsilon_\gamma \right) \left(k_2^2 - k_2 p_V + k_1 k_2 \right) - \epsilon_V \epsilon_\gamma \\ & \times \left[g^{\alpha\beta} \left(k_1^2 - k_1 p_V + k_1 k_2 \right) \left(k_2^2 - k_2 p_V + k_1 k_2 \right) + p_V^\alpha p_V^\beta k_1 k_2 \right] \left. \right\} \\ & \times \left[\left(-p_V k_1 + k_1^2 + i 0 \right) \left(-p_V k_2 + k_2^2 + i 0 \right) \right. \\ & \left. \left(-p_V (k_1 + k_2) + (k_1 + k_2)^2 + i 0 \right) \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Дифракционная часть амплитуды

Дифракционная амплитуда глюон-протонного рассеяния может быть записана как

$$\begin{aligned} T^{\text{ab}, \alpha\beta} & \equiv T^{\text{ab}, \alpha\beta}(p, k_1, k_2) \\ & = \delta^{\text{ab}} \tilde{G}^{\alpha\beta}(p, k_1, k_2) T^D((p - k_1)^2, t, k_1 k_2), \end{aligned} \quad (2.4)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{G}^{\alpha\beta} & = G^{\alpha\beta} - \frac{P_1^\alpha P_2^\beta}{P_1 P_2}, \\ G^{\alpha\beta} & = g^{\alpha\beta} - \frac{k_2^\alpha k_1^\beta}{k_1 k_2}, \quad P_{1,2} = p - k_{2,1} \frac{p k_{1,2}}{k_1 k_2}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Строго говоря, в общем случае мы должны записать все тензорные структуры, но в большинстве случаев эти структуры удовлетворяют соотношениям типа Каллана-Гросса [199],[200]. Здесь мы пренебрегаем членами порядка $o(t)$ и $o(z_v^2)$. Далее мы учитываем соотношения

$$k_{1,\alpha} T^{\text{ab},\alpha\beta} = 0, \quad k_{2,\beta} T^{\text{ab},\alpha\beta} = 0, \quad (2.6)$$

которые позволяют заменить тензорную часть глюонных пропагаторов метрическими тензорами.

Обозначим

$$\mathcal{T}_{\epsilon_\gamma, \epsilon_V} = \tilde{O}_{\epsilon_\gamma, \epsilon_V}^{\alpha\beta} d_{\alpha\alpha'} d_{\beta\beta'} \tilde{G}^{\alpha'\beta'}, \quad (2.7)$$

где

$$\begin{aligned} d_{\alpha\alpha'} &= -g^{\alpha\alpha'} + \frac{1}{(k_1 k_2)^2 - k_1^2 k_2^2} \\ &\times [k_1 k_2 (k_{1,\alpha} k_{2,\alpha'} + k_{1,\alpha'} k_{2,\alpha}) \\ &\quad - k_1^2 k_{2,\alpha} k_{2,\alpha'} - k_2^2 k_{1,\alpha} k_{1,\alpha'}] \end{aligned} \quad (2.8)$$

является тензорной частью глюонного пропагатора в аксиальной калибровке с аксиальным вектором $n = k_1 + k_2 = \Delta$ и

$$\vec{\Delta} \rightarrow 0 \implies t \rightarrow 0 \implies n^2 \rightarrow 0.$$

Мы можем получить главный (диагональный) вклад для дальнейших вычислений, когда $\epsilon_\gamma = \epsilon_V = \epsilon_i$ ($i = 1, 2$)

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{(i,i)} &= \frac{8f_c(y, y_+, y_-)}{m_V (y_-^2 + z_m^2 y)} \\ &\times \frac{1}{(y_+ - \frac{z_v}{2}(1+y) + i0) (y_+ + \frac{z_v}{2}(1+y) - i0)}, \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} f_c(y, y_+, y_-) &= y^2 - 2z_v^2 y_-^2 (1 + (1 + 2c^2)y) \\ &\quad + 4y_- y_+ (y - 4c^2 z_v^2 y_-^2) + 8y_-^2 y_+^2. \end{aligned} \quad (2.10)$$

В соотношениях (2.10) c - соответствующая тригонометрическая функция $\cos \phi$ ($i = 1$) или $\sin \phi$ ($i = 2$). В следующей части вычисляется интеграл по ϕ , что эквивалентно замене $c^2 \rightarrow 1/2$. Поэтому удобно ввести следующую функцию

$$\begin{aligned} f(y, y_+, y_-) &= \int_0^\pi \frac{d\phi}{\pi} f_c(y, y_+, y_-) \\ &= y^2 - 2z_v^2 y_-^2 (1 + 2y) + 4y_- y_+ (y - 2z_v^2 y_-^2) + 8y_-^2 y_+^2. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Свертка и интегрирование. Извлечение параметров дифракционной амплитуды

После всех сверток диагональный элемент амплитуды процесса $\gamma + p \rightarrow V + p$ выглядит следующим образом

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{i,i} &= \int \frac{d^4\kappa}{(2\pi)^4} \frac{\mathcal{K}_V \mathcal{T}_{(i,i)} T^D((p - k_1)^2)}{(k_1^2 + i0)(k_2^2 + i0)} \\
&= \int dy dy_+ dy_- \int_0^\pi \frac{d\phi}{\pi} \frac{\pi m_V^4 \mathcal{K}_V \mathcal{T}_{(i,i)} T^D(z_v y - s)}{8 (2\pi)^4} \\
&\quad \times \left[\frac{4}{m_V^4 z_v^2 (y_-^2 - (\tilde{y}_- - i0)^2)} \right] \\
&= \bar{\mathcal{K}}_V \mathcal{I}_V
\end{aligned} \tag{2.12}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{I}_V &= \frac{1}{8} \int dy dy_+ dy_- \frac{f(y, y_+, y_-)}{z_v^2 (y_-^2 + z_m^2 y)} \\
&\quad \times \frac{T^D(z_v y - s)}{(y_-^2 - (\tilde{y}_- - i0)^2) (y_+^2 - (\tilde{y}_+ - i0)^2)},
\end{aligned} \tag{2.13}$$

$$\bar{\mathcal{K}}_V = \frac{16 R_{V,0} e_Q \sqrt{\alpha_e} \alpha_s}{\sqrt{3} m_V^{3/2} \pi^2}, \tag{2.14}$$

$$\tilde{y}_- = \left| \frac{y}{2z_v} \right|, \quad \tilde{y}_+ = \left| \frac{z_v}{2} (1 + y) \right|. \tag{2.15}$$

Интеграл (2.13) может быть представлен в форме

$$\mathcal{I}_V \simeq \frac{1}{8} \int_0^1 dy \left\{ \tilde{f}_+ \hat{\mathcal{I}}_+ + \tilde{f}_- \hat{\mathcal{I}}_- \right\}, \tag{2.16}$$

$$\begin{aligned}
\tilde{f}_\tau &= f(\tilde{y}_+, \tilde{y}_-, y) = \frac{y^2}{2} [2 + y^2 + \tau |1 + y|(2 - y)], \\
\tau &= \text{sign}(y_+ y - y), \quad \tilde{f}_\pm \equiv \tilde{f}_{\pm 1},
\end{aligned} \tag{2.17}$$

$$\begin{aligned}
\hat{\mathcal{I}}_\pm &\simeq \int_0^\infty \frac{dy_+}{(y_+^2 - (\tilde{y}_+ - i0)^2)} \int_0^\infty \frac{dy_-}{(y_-^2 - (\tilde{y}_- - i0)^2)} \\
&\quad \times \frac{T^D(z_v y - s) + T^D(-z_v y - s)}{z_v^2 y_-^2} \theta(y \pm 4y_+ y_-),
\end{aligned} \tag{2.18}$$

где $1/z_v$ заменены бесконечными верхними пределами, а z_m положена равной нулю в знаменателе $(y_-^2 + z_m^2 y)$. Все замены не влияют сильно на конечный результат,

но сильно упрощают последующие вычисления. Вклад в вычеты в (2.18) является лидирующим, если мы учитываем только мнимую часть амплитуды T^D (что является достаточно хорошим приближением в большинстве интересных случаев), и мы можем записать в данном случае

$$\mathcal{I}_V \simeq -\frac{\pi^2}{2} \int_0^1 \frac{dy}{y(1+y)} (y+4) T^D\left(\frac{y}{2}\right). \quad (2.19)$$

Что касается знаменателя, есть простые аргументы в пользу того, чтобы положить z_m равной нулю. Так как $T^D(0) = 0$, и вклад области $s \approx y/2 > m^2$ (т.е. $y > 2z_m^2$) является лидирующим, мы имеем

$$\begin{aligned} y_-^2 + y z_m^2 &\simeq y \left(\frac{y}{4z_v^2} + z_m^2 \right), \\ \frac{y}{4z_v^2} &> \frac{z_m^2}{2z_v^2} \gg z_m^2. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Теперь мы можем извлечь параметры амплитуды T^D процесса $g + p \rightarrow g + p$. Если использовать модель векторной доминантности, амплитуда фоторождения выглядит следующим образом

$$\mathcal{M}_{i,i}^{\gamma+p \rightarrow V+p} = \frac{3\pi^2}{8\alpha_s(m_V^2)} \bar{\mathcal{K}}_V \mathcal{M}_{i,i}^{V^*+p \rightarrow V+p}. \quad (2.21)$$

Мы можем получить параметры модели для мезон-протонного рассеяния путем подгонки данных по фоторождению. Затем мы используем выражение (2.12) и сравниваем его с (2.21). В конечном итоге мы можем получить амплитуду глюон-протонного рассеяния из равенства

$$\mathcal{I}_V = \frac{3\pi^2}{8\alpha_s(m_V^2)} \mathcal{M}_{i,i}^{V^*+p \rightarrow V+p}. \quad (2.22)$$

В предыдущих соотношениях мы не учитывали зависимость \mathcal{I}_V от t , так как она достаточно слабая и возникает из дифракционной амплитуды $T^D \equiv T^D(s, t)$. Это означает, что (2.12), (2.13), (2.18), (2.19) и (2.22) берутся при каком-то фиксированном значении переменной t . Если взять данные по полным сечениям, то нужно использовать следующее равенство:

$$\begin{aligned} &\int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt |\mathcal{I}_V(s, t)|^2 \\ &= \left(\frac{3\pi^2}{8\alpha_s(m_V^2)} \right)^2 \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt \left| \mathcal{M}_{i,i}^{V^*+p \rightarrow V+p}(s, t) \right|^2. \end{aligned} \quad (2.23)$$

2.3.2 Модель с тремя типами Померонов как пример для вычислений

Нужно подчеркнуть, что вычисления интегралов в данной главе не зависят от формы глюон-протонной амплитуды рассеяния T^D . В принципе мы можем использовать любой подход. К примеру, в случае обычных непроинтегрированного глюонного распределения получаем

$$T^D\left(\frac{y s}{2}\right) \simeq T^D\left(\frac{\vec{\kappa}^2}{x}\right) \implies f_g(x, \vec{\kappa}^2, \mu^2), \quad x = \frac{m_V^2}{s}, \quad (2.24)$$

а интеграл (2.19) может быть переписан как

$$\mathcal{I}_V \sim -2\pi^2 \int_{\kappa_0^2}^{s/2} \frac{d\vec{\kappa}^2}{\vec{\kappa}^2} f_g(x, \vec{\kappa}^2, \mu^2), \quad (2.25)$$

и, в конечном итоге, выражается через проинтегрированное распределение партонов $f_g(x, \mu^2)$.

Извлечение параметров в модели с тремя Померонами

Как пример количественных оценок, в этой части рассмотрим случай модифицированной Редже-эйкональной модели с тремя Померонами [7]. Параметры модели с ошибками и результаты подгонки данных по фоторождению J/Ψ можно найти в [53]. Из [53] ясно, что главный вклад в амплитуду дает борновский член так называемого “жесткого” (“3-го”) Померона используемой модели. Запишем соответствующие амплитуды и используем (2.22), чтобы извлечь константу для глюон-протонной амплитуды T^D :

$$T^D \simeq \eta_{P_3} c_{gp}^{(3)} e^{B_0^{(3)} t} \left(\frac{2p\kappa}{s_0 - \kappa^2} \right)^{\alpha_{P_3}(t)}, \quad (2.26)$$

$$\mathcal{I}_V = I_V c_{gp}^{(3)} \eta_{P_3} e^{B_0^{(3)} t} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_{P_3}(t)}, \quad (2.27)$$

$$\mathcal{M}_{i,i}^{V^*+p \rightarrow V+p} = c_{Vp}^{(3)} \eta_{P_3} e^{B_0^{(3)} t} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_{P_3}(t)} \quad (2.28)$$

$$B_0^{(3)} = \frac{1}{4} \left(\frac{r_{pP_3}^2}{2} + r_{gP_3}^2 \right), \quad (2.29)$$

$$\alpha_{P_3}(t) = 1 + \Delta + \alpha' t, \quad \Delta = 0.2032 \pm 0.0041, \quad (2.30)$$

$$\alpha' = 0.0937 \pm 0.0029 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad (2.30)$$

$$r_{pP_3}^2 = (2.4771 \pm 0.0964) \text{ ГэВ}^{-2}, \quad (2.31)$$

$$r_{gP_3}^2 = (2.54 \pm 0.41) \text{ ГэВ}^{-2}, \quad (2.31)$$

$$c_{J/\Psi p}^{(3)} = 1.11 \pm 0.07, \quad \chi^2/dof = 1.48. \quad (2.32)$$

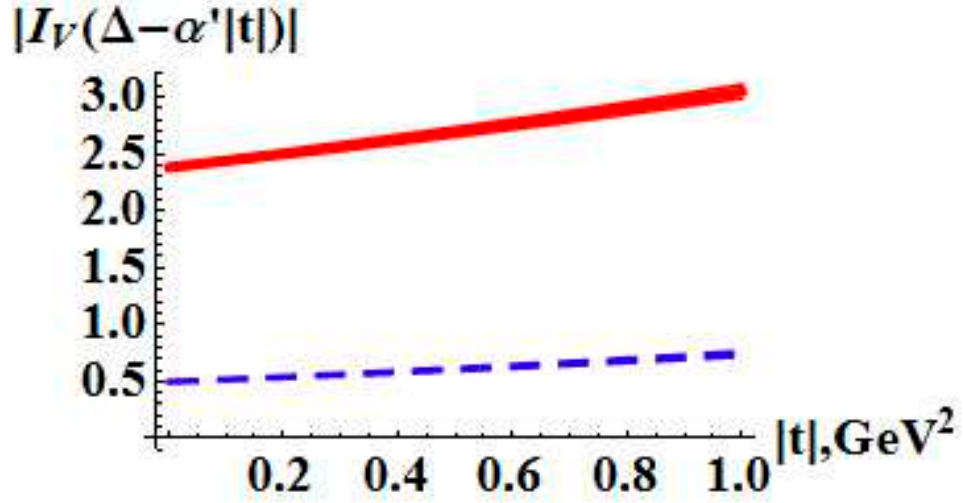


Рис. 2.3: Функция $|I_V(\Delta - \alpha'|t|)|$ в зависимости от $|t|$ для $m_V = m_{J/\Psi} = 3.1$ ГэВ (сплошная линия) и $m_V = m_\Upsilon = 9.46$ ГэВ (штриховая линия).

Из (2.22) имеем

$$c_{gp}^{(3)} = \frac{3\pi^2}{8\alpha_s(m_V^2)} |I_V| c_{Vp}^{(3)}. \quad (2.33)$$

С достаточно хорошей точностью около 1% можно вычислить $|I_V|$:

$$|I_V| \simeq \frac{\pi^2}{2^{2+\Delta}} \int_0^1 \frac{dy y^\Delta (4+y)}{(1+y)(1+y/y_0)^{\Delta+1}}, \quad (2.34)$$

где $\Delta = \alpha_{P_3}(t) - 1$. $|I_V|$ как функция $|t|$ представлена на рисунке 2.3.

Так как в [53] процедура подгонки данных проводилась в интервале $0 < |t| < 1$ ГэВ², необходимо использовать более общее соотношение (2.23), которое приводит к замене

$$|I_V| \implies \langle I_V \rangle = \sqrt{\frac{\int_0^1 d|t| e^{-2B|t|} |I_V|^2}{\int_0^1 d|t| e^{-2B|t|}}}, \quad (2.35)$$

в (2.33), где $B = B_0^{(3)} + \alpha' \ln(s/s_0)$. В результате получаем значение константы связи

$$c_{gp}^{(3)} = 6.535 \pm 0.418. \quad (2.36)$$

Здесь использованы другие обозначения и процедуры вычислений в сравнении с работой [53], поэтому значение c_{gp} отличается. Оно более точное, чем в [53], и дальше будем использовать определения и формулы данной диссертационной

работы для удобства. Ошибки c_{gp} оцениваются из ошибок всех параметров в (2.33) с заменой (2.35).

2.4 Модель для больших масс. ЭРВМ. Предсказания

2.4.1 Отношение сечений процессов рождения J/Ψ и Υ .

Константа связи $c_{gp}^{(3)}$ должна быть одной и той же для любого рождающегося векторного мезона. Можно использовать этот факт при проверке предсказаний модели для рождения мезонов J/Ψ и Υ . Для отношения полных сечений данных процессов можно записать

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{th.} &= \frac{\sigma_{\gamma p \rightarrow \Upsilon p}(W_\Upsilon)}{\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\Psi p}(W_{J/\Psi})} \\ &\simeq \left(\frac{\alpha_s(m_\Upsilon)^2 \langle I_\Upsilon \rangle (m_\Upsilon, W_\Upsilon) W_\Upsilon^\Delta}{\alpha_s(m_{J/\Psi}^2) \langle I_{J/\Psi} \rangle (m_{J/\Psi}, W_{J/\Psi}) W_{J/\Psi}^\Delta} \right)^2 \\ &\times \frac{\frac{\Gamma_{\Upsilon \rightarrow e^+e^-}}{m_\Upsilon}}{\frac{\Gamma_{J/\Psi \rightarrow e^+e^-}}{m_{J/\Psi}}}, \end{aligned} \quad (2.37)$$

где

$$\begin{aligned} m_{J/\Psi} &= 3.1 \text{ ГэВ}, \quad \alpha_s(m_{J/\Psi}^2) = 0.25, \\ \Gamma_{J/\Psi \rightarrow e^+e^-} &= 5.52 \pm 0.18 \text{ кэВ}, \end{aligned} \quad (2.38)$$

$$\begin{aligned} m_\Upsilon &= 9.46 \text{ ГэВ}, \quad \alpha_s(m_\Upsilon^2) = 0.182, \\ \Gamma_{\Upsilon \rightarrow e^+e^-} &= 1.34 \pm 0.05 \text{ кэВ}. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Результаты сравнения основаны на экспериментальных данных [190]-[192] и представлены в таблице 2.1. Можно увидеть, что модель адекватно описывает экспериментальные данные.

2.5 Модель для больших масс. ЭДЦР. Амплитуда

Здесь мы рассмотрим подробно основные составляющие подхода к описанию амплитуд ЭДЦР для больших масс центральной системы.

2.5.1 Протон-глюонное рассеяние

Дифракционная часть T амплитуды вычисляется аналогично (2.4):

$$T_1^{\alpha\mu} \equiv T^{\alpha\mu}(p_1, -q, q_1), \quad T_2^{\alpha\nu} \equiv T^{\alpha\nu}(p_2, q, q_2) \quad (2.40)$$

Таблица 2.1: Теоретические предсказания и экспериментальные результаты для отношения \mathcal{R} при различных значениях энергии столкновения фоторождения J/Ψ и Υ . Экспериментальные данные взяты из [190]-[192].

$W_{J/\Psi}$, ГэВ	W_{Υ} , ГэВ	$\mathcal{R}_{exp.} \times 10^3$	$\mathcal{R}_{th.} \times 10^3$
20-30	60-130	4.91 ± 2.23	3.49 ± 0.64
20-30	130-220	9.85 ± 4.37	4.43 ± 0.66
20-30	60-220	7.21 ± 2.45	4.06 ± 1.03
30-50	60-130	3.86 ± 1.55	2.89 ± 0.56
30-50	130-220	7.73 ± 3.0	3.68 ± 0.59
30-50	60-220	5.66 ± 1.49	3.37 ± 0.88
50-70	60-130	2.87 ± 1.15	2.47 ± 0.44
50-70	130-220	5.75 ± 2.24	3.13 ± 0.44
50-70	60-220	4.21 ± 1.12	2.87 ± 0.72
70-90	60-130	2.4 ± 0.99	2.2 ± 0.38
70-90	130-220	4.82 ± 1.9	2.79 ± 0.37
70-90	60-220	3.53 ± 0.96	2.56 ± 0.63
90-110	60-130	2.18 ± 0.88	2.01 ± 0.34
90-110	130-220	4.37 ± 1.7	2.56 ± 0.33
90-110	60-220	3.2 ± 0.85	2.34 ± 0.57
110-130	60-130	1.85 ± 0.74	1.87 ± 0.31
110-130	130-220	3.7 ± 1.44	2.38 ± 0.3
110-130	60-220	2.71 ± 0.71	2.18 ± 0.53
130-150	60-130	1.54 ± 0.63	1.76 ± 0.29
130-150	130-220	3.09 ± 1.23	2.24 ± 0.28
130-150	60-220	2.26 ± 0.63	2.05 ± 0.5
150-170	60-130	1.46 ± 0.61	1.67 ± 0.28
150-170	130-220	2.92 ± 1.19	2.12 ± 0.27
150-170	60-220	2.14 ± 0.62	1.94 ± 0.47

Здесь не показаны цветовые дельта-функции во всех амплитудах. Они дают общий фактор 8 после всех сверток. Также пренебрегаем членами порядка $o(\xi_i)$, $o(t_i/m^2)$. Соотношения (2.6) используются для упрощения вычислений.

2.5.2 Глюон-глюонное слияние

Главный вклад в тензор глюон-глюонного взаимодействия может быть представлен как

$$F_{\mu\nu} = G_{\mu\nu} F_{gg \rightarrow M}, \quad G_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \frac{q_{2,\mu} q_{1,\nu}}{q_1 q_2}, \quad (2.41)$$

где фактор $F_{gg \rightarrow M}$ связан с дифференциальным сечением

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}_{gg \rightarrow M}}{d\hat{t}} &= \frac{1}{(2s_g^{(1)} + 1)(2s_g^{(2)} + 1)N_g^2} N_g \\ &\times |F_{gg \rightarrow M}|^2 \frac{\sum_{i=1}^2 |G_{\mu\nu} \epsilon_i^\mu \epsilon_i^\nu|^2}{16\pi M^4}, \end{aligned} \quad (2.42)$$

где

$$\begin{aligned} N_g &= N_c^2 - 1 = 8, \quad 2s_g^{(i)} + 1 = 2 \quad (q_i^2 = 0), \\ |F_{gg \rightarrow M}|^2 &= 256\pi M^4 \frac{d\hat{\sigma}_{gg \rightarrow M}}{d\hat{t}}, \end{aligned}$$

и $M = gg, Q\bar{Q}, \gamma\gamma, W^+W^-, ZZ$ или другая двухчастичная система с конечными импульсами $k_{1,2}$ и $\hat{t} = (q_1 - k_1)^2$. Для рождения одной частицы или резонанса ($M = H, G(\text{graviton}), \chi_{b,c}$) $F_{gg \rightarrow M}$ можно выразить через адронную ширину распада резонанса

$$|F_{gg \rightarrow M}|^2 = 64\pi^2 \frac{\Gamma_{M \rightarrow gg}}{M}. \quad (2.43)$$

Здесь мы пренебрегаем другими поперечными структурами в $F_{\mu\nu}$, которые пропорциональны $q_{1,\mu}q_{2,\nu}$, так как они дают малый вклад в конечный результат.

2.5.3 Судаковское подавление

В пертурбативном случае нужно учитывать дополнительный фактор для вершины столкновения глюонов, который изображен как виртуальные поправки на рисунке 2.1а. Если учесть излучение виртуальных “мягких” глюонов и запретить излучение реальных, в результате получим фактор типа судаковского подавления [201]:

$$\begin{aligned} F_s(l^2, \mu^2) &= \exp \left[- \int_{l^2}^{\mu^2} \frac{dp_T^2}{p_T^2} \frac{\alpha_s(p_T^2)}{2\pi} \int_{\Delta(\mu)}^{1-\Delta(\mu)} z P_{gg}(z) dz \right. \\ &\quad \left. + \int_0^1 \sum_q P_{qg}(z) dz \right]. \end{aligned} \quad (2.44)$$

Здесь

$$\begin{aligned} P_{gg}(z) &= 6 \frac{(1 - z(1 - z))^2}{z(1 - z)}, \\ \Delta_{(\mu)} &= \frac{p_T}{p_T + \mu}, \quad l^2 = -q^2, \quad \mu = M/2, \end{aligned} \quad (2.45)$$

и q - петлевой импульс на рисунке П.2.1.

2.5.4 “Мягкое” перерасеяние

Нужно учесть также адрон-адронное “мягкое” взаимодействие в начальном и конечном состояниях (унитарные поправки или перерасеяние). Оно обозначено как V на рисунке 2.1 и дается следующими аналитическими выражениями:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^U(p_1, p_2, \Delta_1, \Delta_2) &= \int \frac{d^2 \vec{q}_T}{(2\pi)^2} \frac{d^2 \vec{q}'_T}{(2\pi)^2} V(s, \vec{q}_T) \\ &\times \mathcal{M}(p_1 - q_T, p_2 + q_T, \Delta_{1T}, \Delta_{2T}) V(s', \vec{q}'_T), \end{aligned} \quad (2.46)$$

$$V(s, \vec{q}_T) = \int d^2 \vec{b} e^{i\vec{q}_T \vec{b}} \sqrt{1 + 2i T_{pp \rightarrow pp}^{el}(s, \vec{b})}, \quad (2.47)$$

где $\Delta_{1T} = \Delta_1 - q_T - q'_T$, $\Delta_{2T} = \Delta_2 + q_T + q'_T$, \mathcal{M} - “раздетая” амплитуда процесса $p + p \rightarrow p + M + p$. В случае эйконального представления упругой амплитуды $T_{pp \rightarrow pp}^{el}$ получаем

$$V(s, \vec{q}_T) = \int d^2 \vec{b} e^{i\vec{q}_T \vec{b}} e^{i\delta_{pp \rightarrow pp}(s, \vec{b})}, \quad (2.48)$$

где $\delta_{pp \rightarrow pp}$ - эйкональная функция. Как было показано в [52], эти “внешние” унитарные поправки сильно уменьшают значение соответствующих сечений и изменяют также азимутальные зависимости. Отношение

$$\langle S^2 \rangle = \frac{\int \int d^2 \vec{\Delta}_1 d^2 \vec{\Delta}_2 |\mathcal{M}^U|^2}{\int \int d^2 \vec{\Delta}_1 d^2 \vec{\Delta}_2 |\mathcal{M}|^2} \quad (2.49)$$

обычно называют “мягкой вероятностью выживания” (“soft survival probability”).

2.5.5 Полное выражение. Свертка и интегрирование. Светимость ЭДЦР

Теперь соберем все составные части данного подхода. Для начала вычислим петлевой интеграл

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_q &= 2\pi \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{f(q_+, q_-, \vec{q}^2, \dots)}{(q^2 + i0)(q_1^2 + i0)(q_2^2 + i0)}, \\ q_1^2 + i0 &\simeq \pm \sqrt{2s} \xi_1 \left(q_{\mp} \pm \left(\frac{\vec{q}_1^2}{\sqrt{2s} \xi_1} - i0 \right) \right), \end{aligned} \quad (2.50)$$

фактор 2π перед интегралом взят для удобства. В работе [202] было показано, что лидирующий вклад возникает из области интегрирования, где импульс q является “глауберовым то есть порядка $(k_+ m^2 / \sqrt{s}, k_- m^2 / \sqrt{s}, \mathbf{k}m)$ ”, где k_{\pm} порядка

1. Детальное рассмотрение петлевого интеграла показывает, что главный вклад дают полюса при $q_i^2 = 0$

$$\mathcal{I}_q = \frac{1}{2^4 M^2} \int_0^{\frac{M^2}{4}} d\vec{q}^2 \frac{f\left(-\frac{\vec{q}_2^2}{\sqrt{2s}\xi_2}, \frac{\vec{q}_1^2}{\sqrt{2s}\xi_1}, \vec{q}^2, \dots\right)}{\left(\vec{q}^2 + \frac{\vec{q}_1^2 \vec{q}_2^2}{M^2}\right)},$$

$$\vec{q}_{1,2}^2 = \vec{q}^2 + \vec{\Delta}_{1,2}^2 \pm 2|\vec{q}||\vec{\Delta}_{1,2}| \cos\left(\phi \pm \frac{\phi_0}{2}\right). \quad (2.51)$$

Что касается нижнего предела в интеграле (2.51), полагаем его равным нулю, так как $f|_{\vec{q}^2=0} = 0$, и главный вклад возникает из области $\vec{q}_i^2/\xi_i > m^2$, что дает $\vec{q}^2 > \langle |t_i| \rangle \sim 0$.

В нашем случае необходимо заменить функцию f в (2.51) на

$$\begin{aligned} \tilde{f} &= 8F_{\mu\nu} T_1^{\alpha\mu} T_2^{\alpha\nu} F_s\left(-q^2, \frac{M^2}{4}\right) \\ &\simeq 8 \frac{2M^2 \vec{q}_1 \vec{q}_2}{\vec{q}_1^2 \vec{q}_2^2} F_s\left(\vec{q}^2, \frac{M^2}{4}\right) T_1^D T_2^D F_{gg \rightarrow M}, \\ T_{\frac{1}{2}}^D &\equiv T^D \left(\frac{\sqrt{s}}{M} e^{\mp y} \vec{q}_{\frac{1}{2}}^2 \sqrt{1 - \frac{M}{\sqrt{s}} e^{\pm y}} \right) \end{aligned} \quad (2.52)$$

Как и в случае ЭРВМ мы можем использовать любую модель для T^D . К примеру,

$$T^D\left(\frac{\vec{q}^2}{\xi} \sqrt{1 - \xi}\right) \implies f_g(\xi, \vec{q}^2, \mu^2). \quad (2.53)$$

В результате для получения сечения ЭДЦР мы можем ввести функцию светимости

$$\hat{\mathcal{L}}_{\text{эдцр}} = \frac{1}{2^9 \pi^6} \left(\frac{M^2}{s}\right)^2 |\mathcal{I}_q|^2 \langle S^2 \rangle, \quad (2.54)$$

где для малых значений $\vec{\Delta}_{1,2}$ заменяем $\vec{q}_{1,2}$ на \vec{q} in \mathcal{I}_q . Теперь можно записать

$$M^2 \frac{d\sigma_{\text{эдцр}}}{dM^2 dy d\Phi_{gg \rightarrow M}} = \hat{\mathcal{L}}_{\text{эдцр}} \frac{d\hat{\sigma}_{gg \rightarrow M}^{J_z=0}}{d\Phi_{gg \rightarrow M}}. \quad (2.55)$$

Для рождения резонанса выражение (2.55) можно упростить

$$\frac{d\sigma_{\text{эдцр}}^{\text{Res}}}{dy} = \hat{\mathcal{L}}_{\text{эдцр}} \frac{2\pi^2 \Gamma_{M \rightarrow gg}}{M^3}, \quad (2.56)$$

где $\Gamma_{M \rightarrow gg}$ - ширина резонанса.

Функции глюон-глюонного взаимодействия можно найти в приложении П.4.

Удобные выражения для сечений в общем виде без специфики режима процесса (имеются в виду режимы для различных значений центральной инвариантной массы) можно записать как

$$\frac{d\sigma_R^{\text{ЭДЦР}}}{d\vec{\Delta}_1^2 d\vec{\Delta}_2^2 d\phi_0 dy_c} \simeq \frac{|\mathcal{M}_R^U|^2}{2^8 \pi^4 s s'}, \quad (2.57)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{ab}^{\text{ЭДЦР}}}{d\vec{\Delta}_1^2 d\vec{\Delta}_2^2 d\phi_0 dy_c dM^2 d\Phi_{ab}} &\simeq \frac{|\mathcal{M}_{ab}^U|^2}{2^9 \pi^5 s s'}, \\ d\Phi_{ab} &= \frac{d^4 k_a}{(2\pi)^2} \delta(k_a^2 - m_0^2) \delta(k_b^2 - m_0^2) \\ &= \frac{d\vec{k}^2}{8\pi M^2 \sqrt{1 - \frac{4(\vec{k}^2 + m_0^2)}{M^2}}} = \frac{d\Delta y}{16\pi \cosh^2 \Delta y}. \end{aligned} \quad (2.58)$$

2.5.6 Модель с тремя Померонами как пример

В модели с тремя Померонами дифракционная протон-глюонная амплитуда строится аналогично (2.26)

$$T_i^D \simeq \eta_{P_3} c_{gp}^{(3)} e^{B_0^{(3)} t_i} \left(\frac{s_i - m^2 - qq_i}{s_0 - qq_i} \right)^{\alpha_{P_3}(t_i)}, \quad (2.59)$$

и для светимости ЭДЦР мы получаем

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{L}}_{\text{ЭДЦР}} &= \frac{|\eta_{P_3} c_{gp}^{(3)}|^4}{2^9 \pi^6} \frac{1}{4B^2} \left(\frac{s}{M^2} \right)^{2\Delta} \\ &\times \left(1 - \frac{2M}{\sqrt{s}} \cosh y + \frac{M^2}{s} \right)^\Delta |I_q|^2 < S^2 >, \end{aligned} \quad (2.60)$$

где

$$\begin{aligned} I_q &= \int_{\langle |t_i| \rangle}^{\frac{M^2}{4}} \frac{d\vec{q}^2}{\vec{q}^2} (\vec{q}_1 \vec{q}_2) \\ &\times \frac{(\vec{q}_1^2)^{\alpha_{P_3}(t_1)-1} (\vec{q}_2^2)^{\alpha_{P_3}(t_2)-1}}{(s_0 + \vec{q}^2/2)^{\alpha_{P_3}(t_1) + \alpha_{P_3}(t_2)}} F_s(\vec{q}^2, \frac{M^2}{4}) \\ &\simeq - \int_0^{\frac{M^2}{4}} d\vec{q}^2 \frac{(\vec{q}^2)^{2\Delta}}{(s_0 + \vec{q}^2/2)^{2(1+\Delta)}} F_s(\vec{q}^2, \frac{M^2}{4}), \end{aligned} \quad (2.61)$$

и “мягкая вероятность выживания” может быть представлена в простой форме (см. приложение П.5):

$$\langle S^2 \rangle \simeq \frac{1}{4B} \int_0^\infty |h(\tau)|^2 d\tau^2, \quad (2.62)$$

$$h(\tau) = \int_0^\infty b db J_0(b\tau) e^{-\Omega(s,b) - \Omega(s',b) - b^2/(8B)}, \quad (2.63)$$

где $B = B_0^{(3)} + \alpha' \ln(\sqrt{s}/M)$, $\Omega \equiv i\delta_{pp \rightarrow pp}$, и $\delta_{pp \rightarrow pp}$ можно найти в [7]. Функции $\langle S^2 \rangle$, $|I_q|^2$ и $\hat{\mathcal{L}}_{\text{эДЦР}}$ представлены на рисунках 2.4, 2.5, 2.6.

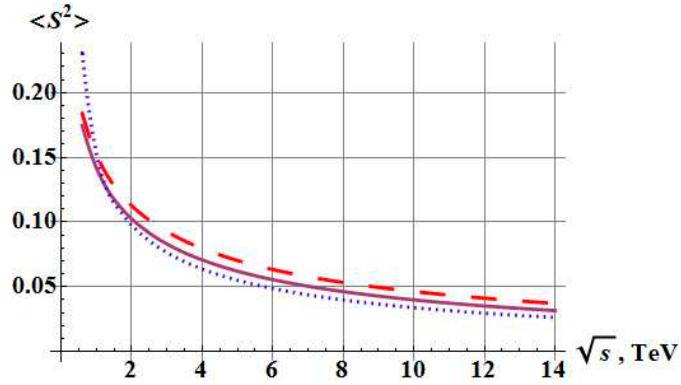


Рис. 2.4: “Мягкая вероятность выживания” в случае модели с тремя Померонами для различных значений инвариантной массы: $M = 30$ ГэВ (штриховая), $M = 125$ ГэВ (сплошная) и $M = 600$ ГэВ (пунктирная).

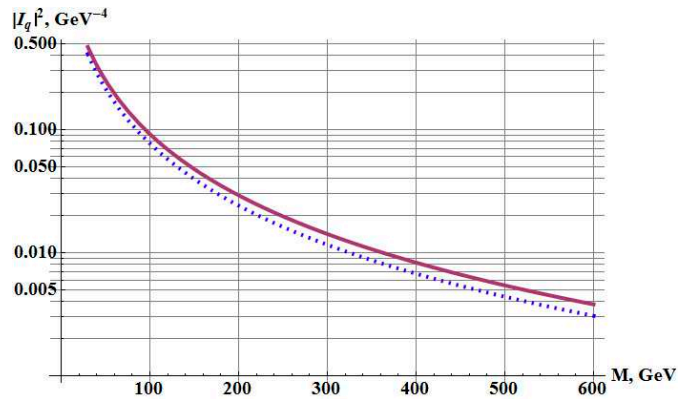


Рис. 2.5: Функция $|I_q|^2$ в зависимости от M для различных значений параметра Δ в случае модели с тремя Померонами. $\Delta = \alpha_{P_3}(0) - 1$ (сплошная) и $\Delta = \alpha_{P_3}(1) - 1$ (пунктирная).

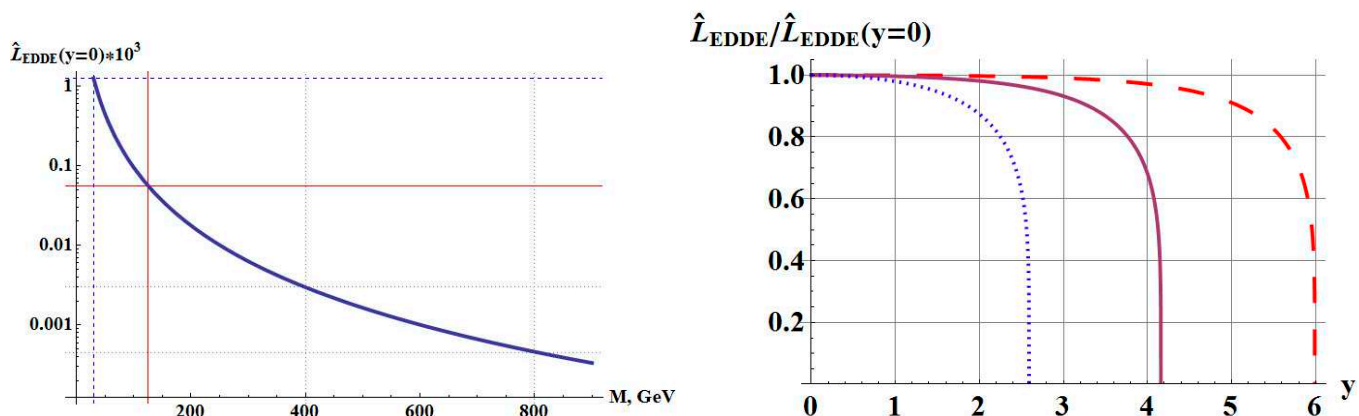


Рис. 2.6: Померон-Померонная светимость $\hat{\mathcal{L}}_{\text{ЭДЦР}}$ при $y = 0$ (верхняя картинка) и как функция y для различных фиксированных значений инвариантной массы (нижняя картинка) for different fixed invariant masses (bottom picture) в случае модели с тремя Померонами. На левом рисунке две пересекающиеся сплошные линии указывают на значение при $M = 125$ ГэВ, а штриховые указывают на значение $M = 30$ ГэВ. На правом рисунке кривые соответствуют $M = 20$ ГэВ (штриховая), $M = 125$ ГэВ (сплошная) и $M = 600$ ГэВ (пунктирная).

2.6 Модель для больших масс. ЭДЦР. Предсказания

2.6.1 “Стандартные свечи” для больших инвариантных масс

Одной из основных задач сейчас является получение предсказаний для ЭДЦР с рождением фундаментальных объектов, таких, как бозон Хиггса. Но для начала нужно проверить любую теоретическую модель при помощи экспериментальных данных, в первую очередь с Тэватрона [168]-[172]. “Стандартными свечами” в случае больших инвариантных масс являются ЭДЦР с рождением двух струй или двух фотонов. Мы можем использовать также и рождение $\chi_{c,0}$, но $m_{\chi_{c,0}} = 3.5$ ГэВ, и в этом случае необходимо учитывать также непертурбативные механизмы Померон-Померонных взаимодействий.

Проанализируем данные коллаборации CDF в рамках модели с тремя Померонами. На рисунке 2.7 показаны предсказания, основанные на данных с HERA (верхняя пунктирная кривая) со значением константы $c_{pp}^{(3)}$ из (2.36). Как было сказано в [144],[145], неопределенность на адронном уровне должна быть также учтена перемасштабированием поперечной энергии струй E_T . После применения данной процедуры к нашему результату с $E_{T,jet} = 0.75E_{T,g}$ мы получаем нижнюю штриховую кривую на рисунке 2.7, которая находится в хорошем согласии с данными CDF.

Предсказание для ЭДЦР с рождением двух гамма квантов показано на рисун-

ке 2.8. Значение предсказанного сечения после применения обрезаний CDF

$$E_T > 5 \text{ ГэВ}, |\eta_\gamma| < 1 \implies \sigma_{\gamma\gamma}^{excl, th} = 28 \pm 8 \text{ фб}, \quad (2.64)$$

$$E_T > 2.5 \text{ ГэВ}, |\eta_\gamma| < 1 \implies \sigma_{\gamma\gamma}^{excl, th} = 0.29 \pm 0.08 \text{ пб}, \quad (2.65)$$

что близко к предсказаниям в [146]. Как было показано в [146], неопределенности в глюонных распределениях могут привести к фактору порядка $\frac{\times 3}{\div 3}$ (верхняя и нижняя кривые показаны для иллюстрации этого факта на рисунке 2.8) в теоретических предсказаниях. Если учесть этот факт, то результаты CDF [170],[171]

$$E_T > 5 \text{ ГэВ}, |\eta_\gamma| < 1 \implies \sigma_{\gamma\gamma}^{excl, CDF} < 410 \text{ фб}, \quad (2.66)$$

$$E_T > 2.5 \text{ ГэВ}, |\eta_\gamma| < 1 \implies \sigma_{\gamma\gamma}^{excl, CDF} = 2.48 \begin{matrix} +0.40 \\ -0.35 \end{matrix} (stat) \begin{matrix} +0.40 \\ -0.51 \end{matrix} (syst) \text{ пб} \quad (2.67)$$

находятся в хорошем согласии с предсказаниями.

Предсказания для рождения $\chi_{c,0}$ в ЭДЦР

$$\left. \frac{d\sigma_{\chi_{c,0}}^{excl, th}}{dy} \right|_{y=0} = 15.9 \pm 4.1 \text{ нб}, \quad (2.68)$$

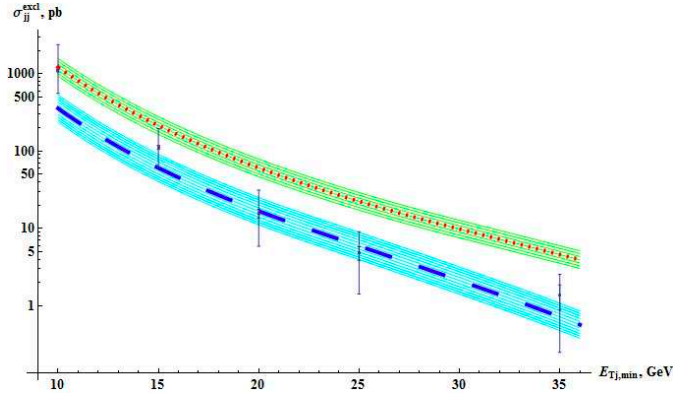


Рис. 2.7: Данные CDF по рождению двух струй в ЭДЦР [169] в зависимости от нижнего обрезания по поперечной энергии струи $E_{T,jet}$ и предсказания модели с тремя Померонами. Верхняя пунктирная кривая соответствует значению константы $c_{gp}^{(3)}$ из (2.36) и получена путем фитирования данных с HERA по ЭРВМ. Нижняя штриховая кривая получена при помощи перемасштабирования $E_{T,jet} = 0.75 E_{T,g}$ как было показано в [144],[145]. Заштрихованные области обозначают ошибки в вычислении $c_{gp}^{(3)}$.

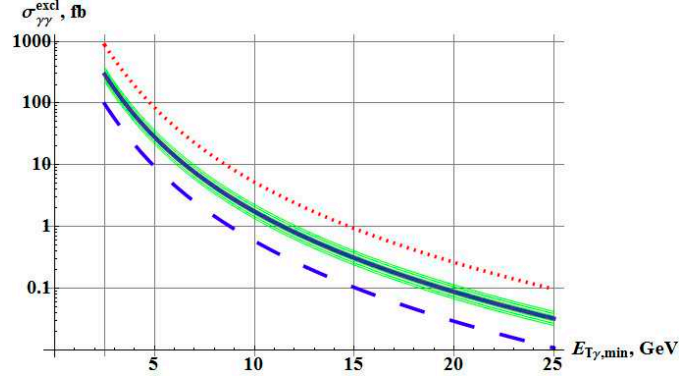


Рис. 2.8: Данные CDF по сечению ЭДЦР с рождением двух фотонов [170],[171] в зависимости от нижнего обрезания по поперечной энергии фотона $E_{T,\gamma}$ и предсказания модели с тремя Померонами. Сплошная кривая соответствует значению $c_{gp}^{(3)}$ из (2.36) и получена путем фитирования данных с HERA по ЭРВМ. Заштрихованные области обозначают ошибки в вычислении $c_{gp}^{(3)}$. Показаны также значения результатов, умноженных на 3 (пунктирная кривая) и деленных на 3 (штриховая кривая).

а данные CDF дают [172]

$$\left. \frac{d\sigma_{\chi_{c,0}}^{excl, CDF}}{dy} \right|_{y=0} = 76 \pm 10 (stat) \pm 10 (syst) \text{ нб.} \quad (2.69)$$

Теоретические предсказания в $3 \div 5$ раз ниже. Как было указано выше, непертурбативные эффекты в столкновении Померонов в этом случае могут играть существенную роль, так как инвариантная масса не достаточно большая. К примеру, в [195],[203] было показано, что непертурбативный вклад может быть того же порядка, что и пертурбативный. Для более точных оценок нужно провести такие же вычисления в рамках нашей модели.

Наша модель может быть проверена еще одним способом на процессе эксклюзивного рождения J/Ψ , $p + \bar{p} \rightarrow p + J/\Psi + \bar{p}$, на CDF, который напоминает фотон-Померонное рассеяние в ЭРВМ. Мы можем получить соответствующее сечение как

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\sigma_{J/\Psi}^{excl, th}}{dy} \right|_{y=0} &= \mathcal{C}_{CDF} \times \sigma_{\gamma+p \rightarrow J/\Psi+p}(W_0) \\ &= 3.51 \pm 0.45 \text{ нб,} \end{aligned} \quad (2.70)$$

где

$$W_0 = \sqrt{m_{J/\Psi} \sqrt{s_{CDF}}} \simeq 78 \text{ ГэВ, } \mathcal{C}_{CDF} \simeq 5.3 \times 10^{-5}$$

(см., например, работу [204] с деталями вычислений). Результат CDF [172]

$$\left. \frac{d\sigma_{J/\Psi}^{excl, CDF}}{dy} \right|_{y=0} = 3.92 \pm 0.25 (stat) \pm 0.52 (syst) \text{ нб}, \quad (2.71)$$

находится в хорошем согласии с предсказаниями. Предсказание (2.70) не зависит от модели (так как энергия столкновения W лежит в интервале энергий, используемых на HERA), поэтому оно показано лишь как иллюстрация.

Другая “стандартная свеча” - это рождение двух адронов в ЭДЦР. Этот процесс не является предметом данной диссертационной работы, но некоторые результаты можно найти, к примеру, в [173],[205].

2.6.2 Предсказания для БАК в модели с тремя Померонами

В этой части собраны некоторые предсказания в модели с тремя Померонами для БАК.

Первое предсказание посвящается рождению бозона Хиггса в ЭДЦР

$$\sigma_{p+p \rightarrow p+H+p}(M_H = 125 \text{ ГэВ}) \simeq 0.55 \pm 0.15 \text{ фб}, \quad (2.72)$$

$$10^{-4} < \xi_{1,2} < 0.1, \quad 0.001 \text{ ГэВ}^2 < |t_{1,2}| < 1 \text{ ГэВ}^2. \quad (2.73)$$

Это предсказание основано на данных ЭРВМ с HERA, но, как указано в [206], неопределенность в нормировке “стандартных свечей” может быть больше и достигать фактора типа $\frac{\times 3}{\div 3}$.

Далее мы получаем предсказания для рождения двух струй и двух фотонов в ЭДЦР. Результаты представлены на рисунках 2.9,2.10. Для случая рождения двух фотонов мы можем предположить более высокие значения сечений (как в CDF) из-за непертурбативных эффектов. Последние результаты с БАК [118] дают верхний предел для процесса с рождением двух фотонов при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$

$$\begin{aligned} \sigma_{p+p \rightarrow p^* + \gamma\gamma + p^*} &< 1.18 \text{ пб}, \\ E_{T,\gamma} > 5.5 \text{ ГэВ}, \quad |\eta_\gamma| &< 2.5, \end{aligned} \quad (2.74)$$

при отсутствии частиц в области $|\eta_\gamma| < 5.2$.

Здесь же рассмотрим предварительные результаты коллаборации LHCb по эксклюзивному рождению $\chi_{c,0}$ и J/Ψ при 7 ТэВ [207]:

$$\sigma_{\chi_{c,0}}^{excl, LHCb} = 160.9 \pm 78.8 \text{ нб}, \quad (2.75)$$

$$\sigma_{J/\Psi}^{excl, LHCb} = 81.9 \pm 18.3 \text{ нб}, \quad (2.76)$$

Предсказания в модели с тремя Померонами:

$$\left. \frac{d\sigma_{\chi_{c,0}}^{excl, th}}{dy} \right|_{y=0} = 20 \pm 5 \text{ нб}, \quad (2.77)$$

$$\sigma_{\chi_{c,0}}^{excl, th} = 212 \pm 53 \text{ нб}, \quad (2.78)$$

$$\left. \frac{d\sigma_{J/\Psi}^{excl, th}}{dy} \right|_{y=0} = C_{LHC} \times \sigma_{\gamma+p \rightarrow J/\Psi+p}(W_0) = 7.06 \pm 0.91 \text{ нб}, \quad (2.79)$$

$$\sigma_{J/\Psi}^{excl, th} = 76.3 \pm 19.1 \text{ нб}, \quad (2.80)$$

где

$$W_0 = \sqrt{m_{J/\Psi} \sqrt{7000 \text{ ГэВ}}} \simeq 147 \text{ ГэВ}, \quad C_{LHC} \simeq 6.6 \times 10^{-5}.$$

Эти результаты лежат близко к экспериментальным данным.

Результаты для других интересных процессов могут быть получены при использовании основных формул (2.55), (2.56).

Отметим, что в данной диссертационной работе модель с тремя Померонами использовалась лишь как достаточно хороший пример, описывающий экспериментальные данные в нужной нам области исследований. После сравнения с последними данными коллаборации TOTEM [208], [209] было выявлено расхождение с данными в области по $|t|$ больше 0.5 ГэВ^2 (как и в других популярных моделях [2]), и нужно будет сделать пересчет, учитывая дополнительные поправки к модели. Однако, для целей данного исследования, модель с тремя Померонами вполне применима.

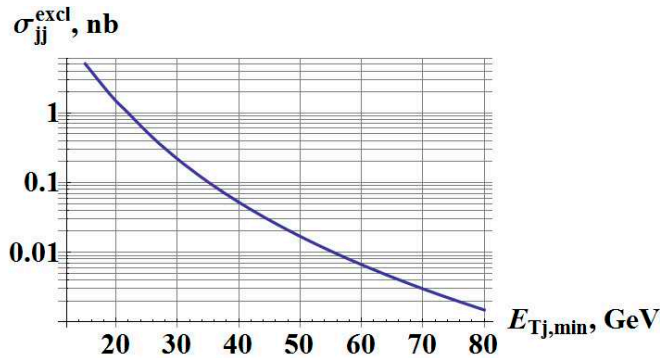


Рис. 2.9: Сечения ЭДЦР с рождением двух струй на БАК в зависимости от нижнего обрезания по поперечной энергии струи при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$, $|\eta_{jet}| < 2.5$ с обрезаниями (2.73).

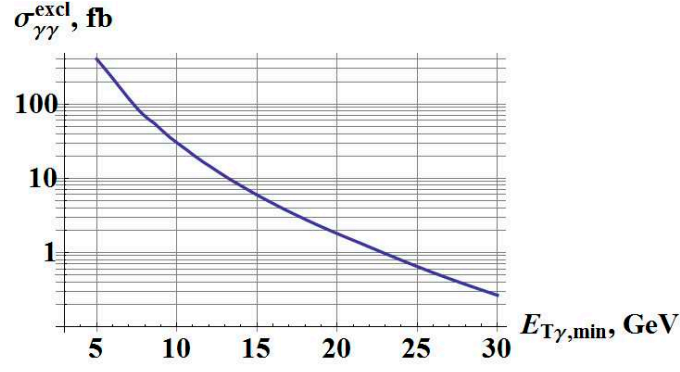


Рис. 2.10: Сечения ЭДЦР с рождением двух фотонов на БАК в зависимости от нижнего обрезания по поперечной энергии фотона при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, $|\eta_\gamma| < 2.5$ с обрезаниями (2.73).

2.6.3 Исследование эффектов квантовой гравитации в ЭДЦР

Массивные гравитоны и радион в модели RS1

Нет сомнений в том, что открытие частиц, таких как бозон Хиггса, являются фундаментальными. Однако это не может решить очень важную проблему иерархии между электрослабым (246 ГэВ) и планковским ($2.4 \cdot 10^{18}$ ГэВ) масштабами. Недавно были предложены некоторые модели, которые решают данную проблему без, к примеру, введения суперсимметрии, а с использованием пространства-времени с дополнительными измерениями. Например, так называемая модель ADD [210] “объясняет” большое значение планковского масштаба большим размером компактных дополнительных измерений. Такие теории открывают пути для многих новых экспериментальных исследований.

В частности, модель Рэндалл и Сундрума (RS) [211, 212] кажется наиболее экономичной в том смысле, что вводится только одно дополнительное измерение, которое не обязательно должно быть большим. Она основана на точном решении для гравитации в пятимерном пространстве-времени, где пятое измерение - “свернутый” круг. Пусть $\{z^M\} = \{(x^\mu, y)\}$, $M = 0, 1, 2, 3, 4$ являются координатами в пятимерном пространстве-времени. А именно, y - координата вдоль пятого измерения, а $\{x^\mu\}$, $\mu = 0, 1, 2, 3$ - координаты в четырехмерном пространстве. Фоновая метрика модели представляется в форме (вкладом тензора энергии-импульса материи пренебрегаем)

$$ds^2 = \gamma_{MN}(z) dz^M dz^N = e^{2\kappa|y|} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dy^2. \quad (2.81)$$

Здесь $y = r_c \theta$ ($-\pi \leq \theta \leq \pi$), r_c - “радиус” дополнительного измерения, и параметр κ определяет скалярную кривизну пятимерного пространства-времени. Точки (x^μ, y) и $(x^\mu, -y)$ отождествляются, и вводится условие периодичности $(x^\mu, y) = (x^\mu, y + 2\pi r_c)$. В формуле (2.81) $\eta_{\mu\nu}$ - метрика Минковского.

Мы рассматриваем так называемую модель RS1 [211], которая имеет две четырехмерные браны с одинаковым и противоположным натяжением, расположенные соответственно в точках $y = 0$ (*ТЭВная брана*, или *видимая брана*) и $y = \pi r_c$ (называемая *Планковская брана*). Все поля Стандартной модели сосредоточены на ТЭВной бране, а гравитация распространяется во всех пяти измерениях (во всем объеме).

Так как фактор деформации $e^{2\kappa|y|}$ равен 1 на ТЭВной бране, четырехмерные координаты $\{x^\mu\}$ являются Галилеевыми, и мы имеем корректное определение гравитационных полей на этой бране. Для сектора нулевой моды эффективной теории можно получить соотношение между (уменьшенной) массой Планка и (уменьшенным) фундаментальным гравитационным масштабом в пяти измерениях, \bar{M}_5 :

$$\bar{M}_{Pl}^2 = \frac{\bar{M}_5^3}{\kappa} (e^{2\pi\kappa r_c} - 1). \quad (2.82)$$

В линейном приближении можно параметризовать метрику g_{MN} как

$$g_{MN}(z) = \gamma_{MN}(z) + \frac{2}{\bar{M}_5^{3/2}} h_{MN}(z). \quad (2.83)$$

Инвариантность гравитационного действия при общих преобразованиях координат означает, что Лагранжиан является инвариантом при калибровочных преобразованиях поля $h_{MN}(z)$ (детали см. в [213, 214]). Если наложить так называемую унитарную калибровку [214], получим:

$$h_{\mu 4}(x, y) = 0, \quad h_{44}(x, y) = \phi(x), \quad (2.84)$$

где $\phi(x)$ - безмассовое скалярное поле, которое зависит только от четырехмерных координат. Эта новая степень свободы называется **радион** и соответствует колебаниям расстояния между бранами.

Это безмассовое скалярное поле могло бы привести к таким изменениям обычных гравитационных взаимодействий на видимой бране, которые полностью исключены экспериментальными исследованиями. Однако, если радион приобретает массу порядка 100 ГэВ [215], это не противоречит экспериментальным данным, то есть радион мог бы быть самым легким скалярным возбуждением в RS модели.

Поле $h_{\mu\nu}(x, y)$ (с выделенным отдельно вкладом радиона) раскладывается на безмассовую моду $h_{\mu\nu}^{(0)}(x)$ (“классический” гравитон) и моды “Калуцы-Кляйна” (КК) $h_{\mu\nu}^{(n)}(x)$, которые описывают **массивные гравитоны**. Массовый спектр КК-гравитонов на видимой бране следующий:

$$m_n = x_n \kappa, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (2.85)$$

где x_n нули функции Бесселя $J_1(x)$, с $x_n \simeq \pi n$ при больших n . Лагранжиан

взаимодействия на видимой бране выглядит как

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{1}{\bar{M}_{Pl}} T^{\mu\nu} h_{\mu\nu}^{(0)} - \frac{1}{\Lambda_\pi} T^{\mu\nu} \sum_{n=1}^{\infty} h_{\mu\nu}^{(n)} + \frac{1}{\sqrt{3}\Lambda_\pi} T^\mu_\mu \phi. \quad (2.86)$$

Здесь $T^{\mu\nu}$ - тензор энергии-импульса материи на бране, $h_{\mu\nu}^{(n)}$ - поле гравитона с КК-номером n и массой m_n (2.85). Параметр

$$\Lambda_\pi = \left(\frac{\bar{M}_5^3}{\kappa} \right)^{1/2} \quad (2.87)$$

является физическим масштабом на ТЭВной бране. Как можно видеть из (2.86), поле радиона связано со следом тензора энергии-импульса.

Рассмотрим две возможности удовлетворить уравнению (2.82). Одна возможность (назовем ее “*опция с большой кривизной*”) - положить

$$\kappa \simeq \bar{M}_5 \sim 1 \text{ ТЭВ}, \quad (2.88)$$

что соответствует $\kappa r_c = 11.3$ в (2.82). Существует последовательность массивных КК-гравитонов, самый легкий из которых имеет массу порядка 1 ТЭВ. Что касается радиона, он связан достаточно сильно с полями Стандартной модели (в основном с глюонами), так как $\Lambda_\pi \sim 1$ ТЭВ.

Другая возможность (назовем ее “*опция с малой кривизной*”) [216, 217]) - положить

$$\kappa \ll \bar{M}_5 \sim 1 \text{ ТЭВ}. \quad (2.89)$$

В этом случае массовая щель $\Delta m \simeq \pi\kappa$ может быть выбрана меньше, чем разрешающая способность детекторов БАК. К примеру, для $\kappa r_c = 9.7$ мы получаем $\pi\kappa = 50$ МэВ, и масса самого легкого КК-возбуждения $m_1 = 60.5$ МэВ. Этот случай не подходит для исследований рождения радиона, так как константа связи определяется величиной $\Lambda_\pi = (\bar{M}_5/1\text{ТЭВ})^{3/2} 140$ ТЭВ, что на два порядка меньше, чем в предыдущем случае.

Рождение радиона в ЭДЦР

Рассмотрим рождение радиона в ЭДЦР в случае “опции с большой кривизной” (2.88), учитывая эффект смешивания между радионом и бозоном Хиггса Стандартной модели.¹

Так как радион обладает теми же квантовыми числами, что и стандартный бозон Хиггса h , возможно смешивание между ними, которое приводит к значительным изменениям в сечении рождения обоих [219]. Эта проблема и ее феноменологические следствия изучались многими авторами (см., например, [220]).

¹Аналогичная задача для инклюзивного рождения была рассмотрена в [218].

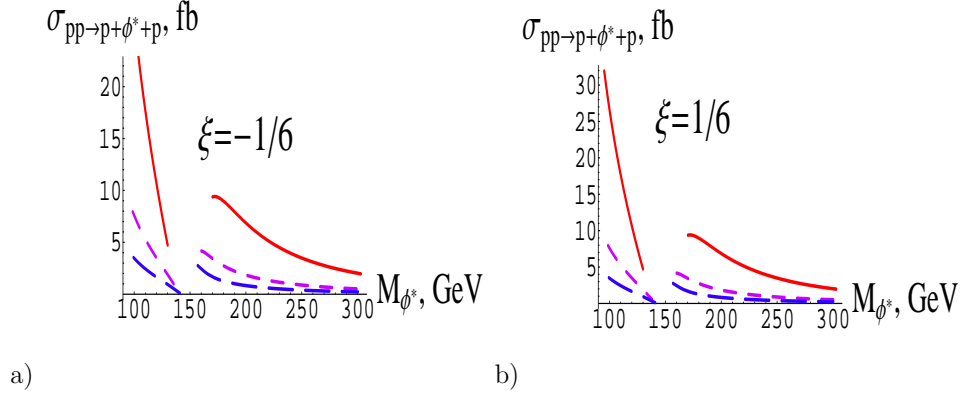


Рис. 2.11: Сечение рождения радиона в ЭДЦР в зависимости от массы наблюдаемого собственного состояния ϕ^* . Массовый параметр бозона Хиггса $M(h) = 150$ ГэВ. Три кривые соответствуют (снизу вверх) значениям $\Lambda_\phi = 1$ ТэВ, 2 ТэВ, 4 ТэВ. а) $\xi = -1/6$; б) $\xi = 1/6$.

Следующий Лагранжиан описывает взаимодействие бозона Хиггса и радиона:

$$\mathcal{L}_{h-\phi} = -\frac{6\xi v}{\Lambda_\phi} \phi \square h. \quad (2.90)$$

Здесь $v = 246$ ГэВ и $\Lambda_\phi = \sqrt{3}\Lambda_\pi$ - значения вакуумных ожиданий полей Хиггса и радиона соответственно. Величина ξ - параметр смешивания. Для $\xi = 0$, радион не взаимодействует с бозоном Хиггса. Если $\xi \neq 0$, радион и бозон Хиггса смешиваются в два новых собственных (наблюдаемых) состояния. Вероятности распада для преобразования в состояния Стандартной модели могут быть достаточно различными в зависимости от ξ и Λ_ϕ .

Результаты вычислений полных сечений представлены на рисунках 2.11а и 2.11б для разных значений параметра смешивания ξ и Λ_ϕ . Как видно из этих рисунков, из-за смешивания бозона Хиггса и радиона сечения одиночного рождения радиона в ЭДЦР могут быть больше, чем для бозона Хиггса. Оцениваемое количество событий в год при интегральной светимости 30 фб^{-1} и эффективности регистрации 10% дано в таблице 2.2.

На рисунках 2.12 и 2.13 показана величина $\sigma(\phi^*) \cdot Br$ для разных мод распада. Значения параметров $\xi = 1/6$, $-1/6$ и $\Lambda_\phi = 2$ ТэВ, $M(h) = 150$ ГэВ. Значимость события оценивается больше, чем в 3σ в области $M_{\phi^*} < 140$ ГэВ ($b\bar{b}$ мода распада) и $\Lambda_\phi < 5$ ТэВ. Для больших масс радиона (ZZ и W^+W^- моды распада) мы получаем близкую по величине значимость для интегральной светимости 100 фб^{-1} .

Таблица 2.2: Предполагаемое количество событий ЭДЦР с рождением радиона для различных значений Λ_ϕ , и $\xi = 1/6$ ($-1/6$). Массовый параметр Хиггса $M(h)$ установлен 150 ГэВ. Реалистичное значение полной эффективности регистрации события предполагается равной 10% (как было оценено из быстрого Монте-Карло моделирования для стандартного бозона Хиггса), а интегральная светимость полагается равной 30 фб $^{-1}$.

Λ_ϕ , ТэВ	M_{ϕ^*} , ГэВ		
	100	120	130
1	116 (78)	64 (31)	48 (13)
2	31 (22)	20 (10)	17 (4)
4	8 (5)	6 (3)	5 (1)

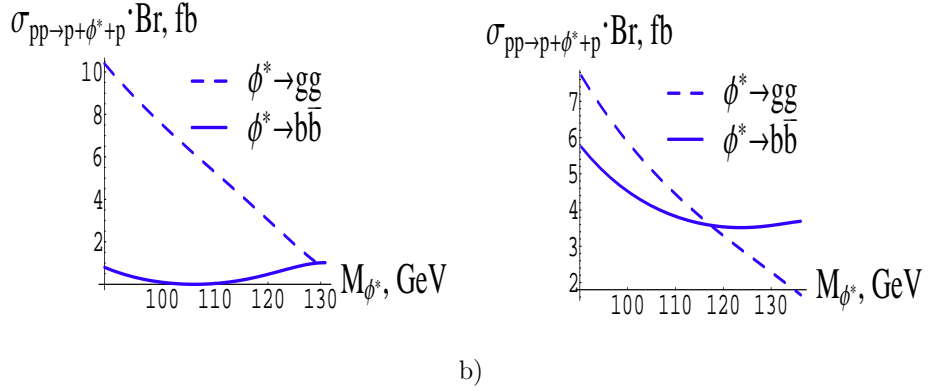


Рис. 2.12: Сечение рождения радиона в ЭДЦР, умноженное на вероятность распада в зависимости от массы наблюдаемого собственного состояния ϕ^* . Кривые соответствуют моде распада в gg (штриховая) и в $b\bar{b}$ (сплошная). Параметры модели: а) $\Lambda_\phi = 2$ ТэВ, $M(h) = 150$ ГэВ, $\xi = -1/6$; б) $\Lambda_\phi = 2$ ТэВ, $M(h) = 150$ ГэВ, $\xi = 1/6$.

Рождение КК-гравитонов в ЭДЦР

Как было показано в [217], “опция с малой кривизной” в модели RS аналогична модели ADD в плоском пространстве-времени с одним компактным дополнительным измерением [210] при следующей формальной замене в секторе КК:

$$\bar{M}_{Pl} \rightarrow \Lambda_\pi, \quad R_c \rightarrow \frac{1}{\pi\kappa}. \quad (2.91)$$

Здесь R_c - радиус дополнительного измерения в плоском пространстве-времени.

Этот режим, как было показано ранее, не подходит для рождения радиона в ЭДЦР из-за большого значения масштаба Λ_π (который определяет константу связи радиона и полей Стандартной модели, см. последний член в (2.86)). Наоборот,

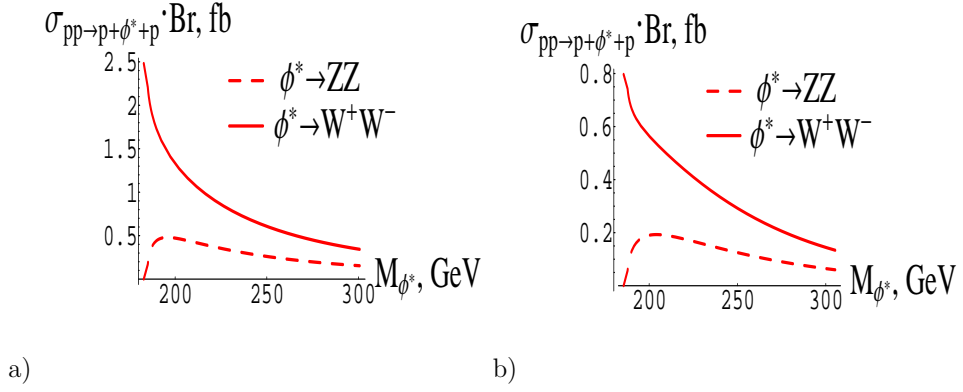


Рис. 2.13: Сечение рождения радиона в ЭДЦР, умноженное на вероятность распада в зависимости от массы наблюдаемого собственного состояния ϕ^* . Кривые соответствуют моде распада в ZZ (штриховая) и в W^+W^- (сплошная). Параметры модели: а) $\Lambda_\phi = 2$ ТэВ, $M(h) = 150$ ГэВ, $\xi = -1/6$; б) $\Lambda_\phi = 2$ ТэВ, $M(h) = 150$ ГэВ, $\xi = 1/6$.

рождение КК-гравитонов не зависит от Λ_π , но оно определяется только пятимерным Планковским масштабом \bar{M}_5 , как будет показано ниже.

В случае малого значения параметра кривизны κ (2.89) мы имеем спектр КК-гравитонов с маленькой массовой щелью. Так как ширины массивных гравитонов, Γ_n , очень малы [51],

$$\frac{\Gamma_n}{m_n} \simeq \left(0.31 \frac{m_n}{\Lambda_\pi}\right)^2, \quad (2.92)$$

КК-гравитоны ведут себя как *очень узкие массивные резонансы со спином 2*. Исходя из этого, типичной сигнатурой рождения КК-гравитонов является *недостающая масса в финальном состоянии с непрерывным распределением масс*, которая может быть обнаружена в процессе ЭДЦР типа

$$p + p \rightarrow p + \text{“пусто”} + p. \quad (2.93)$$

Другими словами, нужно искать ЭДЦР с недостающей массой M_{miss} и “отсутствием частиц” в центральной области.

Можно показать, что распределение по M_{miss} пропорционально

$$\frac{d\sigma_{gr}}{dM_{miss}} \sim \frac{1}{\kappa \Lambda_\pi^2} \sim \frac{1}{\bar{M}_5^3}. \quad (2.94)$$

Другими словами, и распределение по M_{miss} , и полное сечение σ_{gr} определяются только фундаментальным Планковским масштабом в пяти измерениях, но не отдельно значениями κ и Λ_π . Так как $\bar{M}_5 \sim 1$ ТэВ, можно предположить, что соответствующие сечения будут достаточно большими в общем эксперименте CMS и TOTEM на БАК [221].

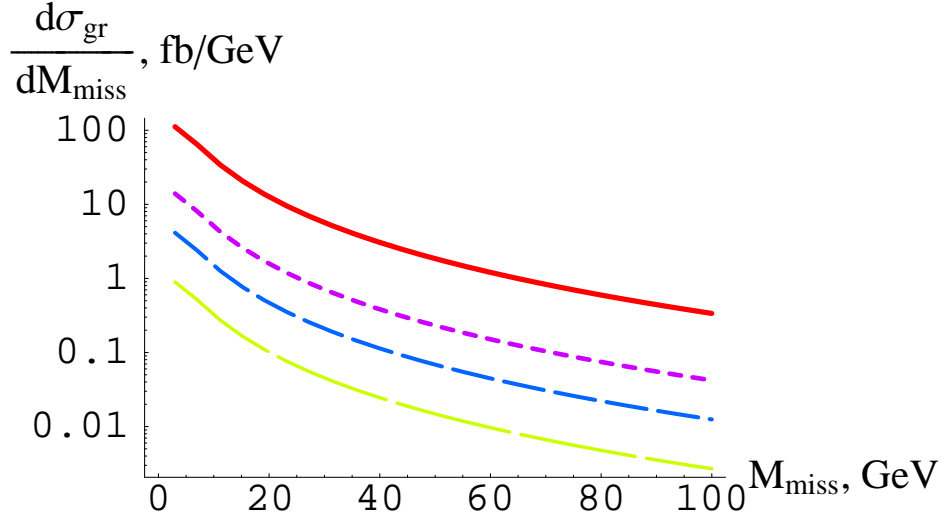


Рис. 2.14: Распределение по недостающей массе в ЭДЦР с рождением КК-гравитонов в модели RS с малой кривизной. Кривые соответствуют (сверху вниз) $\bar{M}_5 = 1$ ТэВ, 2 ТэВ, 3 ТэВ, и 5 ТэВ.

Чтобы оценить $d\sigma_{gr}/dM_{miss}$ и полное сечение рождения гравитонов в ЭДЦР, σ_{gr} , численно, используем модель ЭДЦР, описанную в части 2.5. Результаты вычислений представлены на рисунках 2.14, 2.15 и в таблице 2.4. Распределение по недостающей массе $d\sigma_{gr}/dM_{miss}$ показано на рисунке 2.14. На рисунке 2.15 можно увидеть σ_{gr} как функцию \bar{M}_5 . Кривые на рисунке 2.15 соответствуют различным значениям M_0 , нижнему обрезанию по M_{miss} , которое призвано уменьшить вклады мягких фотонов/гравитонов, и обеспечить применимость нашего механизма ЭДЦР. Обрезание по M_0 выбрано равным 3, 14 и 30 ГэВ. Верхнее обрезание по M_{miss} выбрано 90 ГэВ для того, чтобы уменьшить вклад возможного фона от процесса $p + p \rightarrow p + \text{neutrinos} + p$. Отметим, что это верхнее обрезание не сильно уменьшает сигнал из-за быстрого падения $d\sigma_{gr}/dM_{miss}$ по M_{miss} (см. рисунок 2.14).

Подчеркнем, что результаты, представленные в этой части, не зависят от физического масштаба Λ_π (или параметра кривизны κ), а зависят только от фундаментального гравитационного масштаба в пяти измерениях, \bar{M}_5 .

2.7 Модель для малых масс

В этой части представлены свойства ЭДЦР с малыми инвариантными массами (меньше 3 ГэВ).

В дополнение к главным преимуществам ЭДЦР, таким как четкая сигнатура с двумя LRG [174, 175] и возможность использовать “метод недостающих

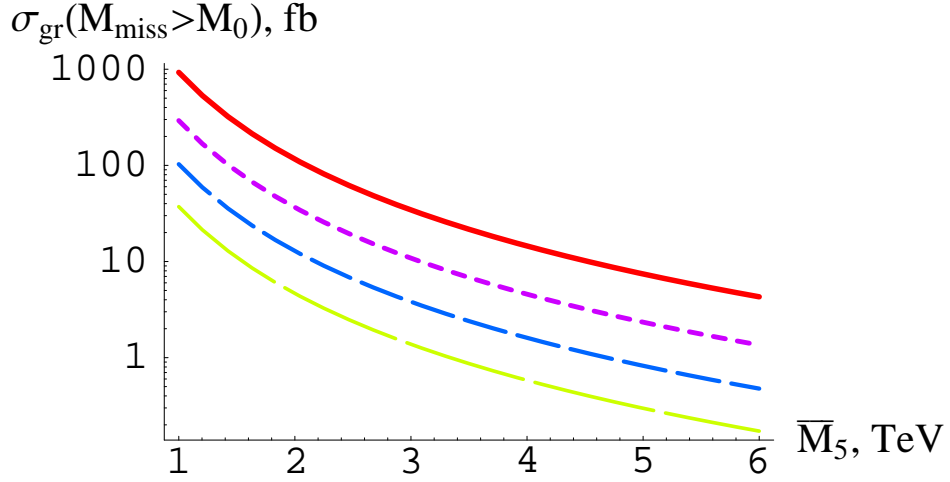


Рис. 2.15: Сечение рождения КК-гравитонов в ЭДЦР с массами больше, чем M_0 как функция пятимерного Планковского масштаба \bar{M}_5 . Кривые соответствуют (сверху вниз) $M_0 = 3$ ГэВ, 14 ГэВ, 30 ГэВ и 50 ГэВ.

Таблица 2.3: Интегральная светимость, которая относится к M_0 , возможный экспериментальный предел для измерений недостающей массы [221]. Здесь полная эффективность полагается равной 100%. Для более точных оценок нужно полное Монте-Карло моделирование.

M_0 , ГэВ	3	14	30	50
\mathcal{L} , фб $^{-1}$	0.3	0.3 - 30	30 - 300	30 - 300

Таблица 2.4: Предполагаемое количество событий ЭДЦР с рождением КК-гравитонов для разных значений фундаментального гравитационного масштаба \bar{M}_5 и параметра M_0 . Интегральная светимость взята из таблицы 2.3.

\bar{M}_5 , ТэВ	M_0 , ГэВ			
	3	14	30	50
1	280	$87 - 8.7 \cdot 10^3$	$3.0 \cdot 10^3 - 3.0 \cdot 10^4$	$1.11 \cdot 10^3 - 1.11 \cdot 10^4$
2	36	$11 - 1.1 \cdot 10^2$	$390 - 3.9 \cdot 10^3$	$138 - 1.38 \cdot 10^3$
3	9	3 - 300	$114 - 1.14 \cdot 10^3$	42 - 420
5	3	0.7 - 70	24 - 240	9 - 90

масс” [176], существуют несколько специфических преимуществ для случая малых инвариантных масс:

- Первое - достаточно большие сечения. Это важно, так как расписание для дифракционной физики на БАК очень ограничено в связи с тем, что нужны специальные запуски с малой светимостью, чтобы уменьшить pile-up события.
- Второе - возможность использовать различные дифракционные картины (дифференциальные сечения по переменным типа квадрата переданного импульса, азимутального угла и их комбинаций) как уникальный инструмент исследования картины pp взаимодействия и фальсификации теоретических моделей.

2.7.1 “Стандартные свечи” для малых инвариантных масс

Как видно из предыдущих разделов, для малых инвариантных масс порядка нескольких ГэВ (промежуточный режим) наша модель дает результаты систематически ниже, чем экспериментальные данные. Естественно предположить, что необходим учет непертурбативных вкладов в Померон-Померонное взаимодействие. Мы можем, к примеру, использовать NRQCD как в случае ЭРВМ, или метод, рассмотренный в [203], где авторы представляют Померон-Померонное столкновение таким же способом, как это делается в фотон-фотонном взаимодействии, только с отличающимися константами связи (см. рисунок 2.1b). Мы можем использовать похожее представление в ЭРВМ, как показано на рисунке 2.16а, чтобы получить параметры модели.

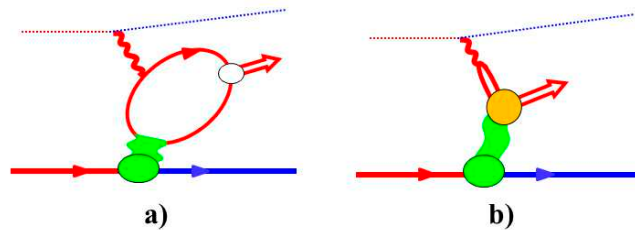


Рис. 2.16: Представления для процесса ЭРВМ с промежуточной (а) $M \sim 3 - 10$ ГэВ) и малой (b) $M \sim 1$ ГэВ) массой векторного мезона.

Случай $M \sim 1$ ГэВ более сложный, потому что мы не можем использовать любой (даже полу-пертурбативный, NRQCD) механизм для вычислений. Мы только можем ограничить себя общими представлениями для амплитуд, такими как (2.95)-(2.98) и описать данные [163]-[167] при помощи этих распределений. Рождение резонансов с малыми массами в ЭДЦР было рассмотрено в [52]. Мы

можем использовать эту “стандартную свечу” и также процесс ЭРВМ с рождением легких векторных мезонов, изображенный на рисунке 2.16b, чтобы получить параметры непертурбативного приближения. Этот случай более удобен с экспериментальной точки зрения, так как сечения много больше, чем при больших инвариантных массах. Это мощное средство поиска новых состояний типа “глюболов”, используя азимутальные распределения [183],[184].

2.7.2 Непертурбативный механизм Померон-Померонного взаимодействия

Если центральная масса ЭДЦР мала (порядка нескольких ГэВ), невозможно использовать пертурбативные представления (см. рисунки П.2.1 и 2.1а) для амплитуды процесса, и нам необходимо использовать более общее “непертурбативное” представление (см. рисунок 2.1с). В этом случае нужно как-то получить вершину Померон-Померонного взаимодействия (детали см. в работах [48, 52, 181]). Схема вычислений показаны на рисунке 2.17. Первый шаг - вычисление “раздетой” реджеон-реджеонной амплитуды \mathcal{M} , которая состоит из дифракционных форм-факторов T и вершины взаимодействия F . Если энергии в каждом “плече” $\sqrt{s_{1,2}}$ достаточно велики (скажем, больше 100 ГэВ), мы должны учесть поправки перерасеяния в этих каналах (обозначены как $V_{1,2}$). Например, при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в кинематической области (П.2.12) мы получаем $1 \text{ ГэВ} < \sqrt{s_{1,2}} < 2 \text{ ТэВ}$. Затем нужно вычислить поправки перерасеяния в pp канале, которые обозначены как V . В некоторых работах [146] эти поправки называют “мягкая вероятность перерасеяния” (“soft survival probability”). Недавно было показано [146], что так называемые “усиленные” диаграммы (дополнительные “мягкие” взаимодействия) могут играть существенную роль.

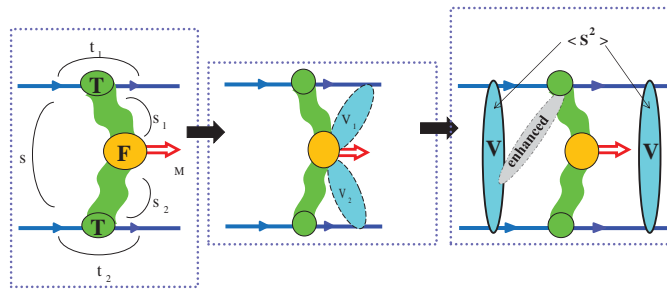


Рис. 2.17: Схема вычисления полной амплитуды ЭДЦР в случае малых инвариантных масс ($M < 3$ ГэВ), то есть непертурбативное Померон-Померонное взаимодействие.

Для малых центральных масс в качестве “стандартных свечей” мы можем использовать процессы

- $\gamma^* + p \rightarrow V + p$ (ЭРВМ), $m_V < 3$ ГэВ [193]-[194];
- $p + p \rightarrow p + M + p$, $M = \{q\bar{q}\}$ (легкий мезон) или “глюбол” [163]-[167], $M = hh$ (система двух адронов) [222].

Из первичных принципов мы можем записать общую структуру вершины для различных случаев. Основные теоретические выкладки по ковариантной реджезации вынесены в приложения П.9, П.10.

Например, для рождения системы с J^P (спин-четность) мы имеем (в упрощенной форме)

$$\left| \mathcal{M}^{0+} \right|^2 \sim (M_{\perp}^2)^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)} (f_0 M_{\perp}^2 + 2f_1)^2, \quad (2.95)$$

$$\left| \mathcal{M}^{0-} \right|^2 \sim (M_{\perp}^2)^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)} f_0 t_1 t_2 \sin^2 \phi_0, \quad (2.96)$$

$$\left| \mathcal{M}^{1+} \right|^2 \sim (M_{\perp}^2)^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)} (\mathcal{F}_0 M_{\perp}^4 + \mathcal{F}_1 t_1 t_2 \sin^2 \phi_0 + \mathcal{F}_2),$$

$$\mathcal{F}_{0,2} \sim o(t_i), \quad (2.97)$$

$$\left| \mathcal{M}^{2+} \right|^2 \sim (M_{\perp}^2)^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)} (\mathcal{F}_0 M_{\perp}^4 + \mathcal{F}_1 M_{\perp}^2 + \mathcal{F}_2), \quad (2.98)$$

с обозначениями (П.2.8), (П.2.9) и функциями, определенными в приложениях П.9, П.10. Общая структура спиральных амплитуд из простого Реджевского поведения была рассмотрена в [181], [182]. Экспериментальные данные в хорошем согласии с этими предсказаниями.

Здесь сделаем несколько комментариев по поводу амплитуд в подходе ковариантной реджезации (Приложения П.9, П.10).

Для рождения систем с малыми инвариантными массами с J^P (спин-четность), когда $s_i \sqrt{-t_i} \gg \sim 1$ ГэВ³ и вклады вторичных реджеонов малы, мы получаем квадраты “раздетых” амплитуд

$$F_{\mathbb{P}\mathbb{P}}^{0\pm} = \left| \prod_{i=1,2} \tilde{T}_0(t_i) \left(\frac{s_i}{M^2} \right)^{\alpha_i} \sum_{k=0}^{\infty} \tilde{f}_{0\pm}^k \left(\frac{2\sqrt{t_1 t_2} \cos \phi}{M^2} \right)^k \right|^2,$$

$$\tilde{T}_0(t_i) = \frac{\alpha'_{\mathbb{P}}}{2} T_0(t_i) \left(\frac{\sqrt{-t_i}}{m} \right)^{\alpha_i}, \quad (2.99)$$

$$\tilde{f}^k = f^k [\eta_1 \eta_{21} \Gamma(k - \alpha_1) \Gamma(\alpha_1 - \alpha_2 - k) + \eta_2 \eta_{12} \Gamma(k - \alpha_2) \Gamma(\alpha_2 - \alpha_1 - k)], \quad (2.100)$$

$$\left| \mathcal{M}^{0+} \right|^2 \simeq F_{\mathbb{P}\mathbb{P}}^{0+}, \quad (2.101)$$

$$\left| \mathcal{M}^{0-} \right|^2 \simeq F_{\mathbb{P}\mathbb{P}}^{0-} \sin^2 \phi, \quad (2.102)$$

$$\begin{aligned} \eta_i &= (-1)^{\sigma_i} + e^{-i\pi\alpha_i}, \\ \eta_{ij} &= (-1)^{\sigma_i}(-1)^{\sigma_j} + e^{-i\pi(\alpha_i - \alpha_j)}, \end{aligned} \quad (2.103)$$

$$\alpha_i = \alpha_{\mathbb{P}}(t_i), \quad \sigma_i = 0, \quad (2.104)$$

с функциями, определенными в приложении П.9 (\tilde{f}^k не имеют сингулярностей при $t_i \rightarrow 0$, $\tilde{T}_0(t)$ обычно представляется в экспоненциальной форме e^{Bt_i} или как $1/(1 - t_i/B)$). Преобразование от целых спинов к траекториям (реджезация) была сделана как в работе [223].

Как видно из приложения П.9, в классической Реджевской схеме фактор $(-t_i)^{\alpha_i/2}$ включен в неизвестный вычет полюса Редже. Но для фиксированного целого J этот фактор всегда присутствует в t -канальном косинусе. В статьях [183, 184] результаты были получены из предположения, что Померон действует как 1^+ сохраняющийся или несохраняющийся ток. В частности, было показано, что сечение пропорционально $t_1 t_2$, когда мы заменяем Померон на сохраняющийся векторный ток. Чтобы убрать эти нули функции авторы [183] предложили использовать сингулярные функции (несохраняющийся Померонный ток).

Строго говоря, в реальных сечениях унитарные поправки при достаточно высоких энергиях могут естественным образом убрать нули в дифференциальных сечениях (см. типичную ситуацию на рисунке 2.18) без введения сингулярных функций.

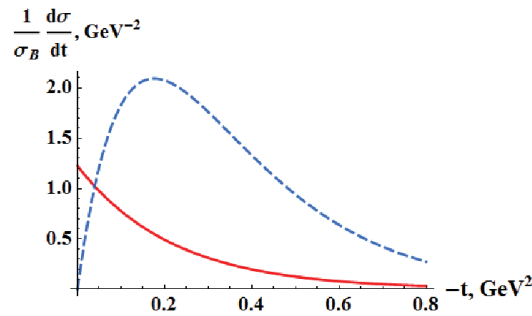


Рис. 2.18: Унитаризация сечения $|t|e^{-2B|t|}$ ($B \simeq 2.85 \text{ ГэВ}^{-2}$, $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$), соответствующего амплитуде (П.12.11). Штриховая кривая представляет “раздетый” вклад, а сплошная кривая показывает унитаризованный результат. σ_B - интегральное “раздетое” сечение. Ноль в точке $t = 0$ исчезает в унитаризованном сечении.

Предпринимались некоторые попытки получить вершину взаимодействия в специальных моделях. Отметим в первую очередь работу [223], где вершина реджеон-

реджеон-частица была точно вычислена в ковариантном формализме, и двухреджеонная амплитуда имеет форму

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &\simeq \sum_{i \neq j=1}^2 \frac{\alpha'_i \alpha'_j}{4} \left(\frac{s_i}{M^2} \right)^{\alpha_i} \left(\frac{s_j}{s_0} \right)^{\alpha_j} \eta_i \eta_{ji} \mathcal{F}_{ij}, \\ \mathcal{F}_{ij} &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \left(\frac{M_{\perp}^2}{s_0} \right)^k \Gamma(k - \alpha_i) \Gamma(\alpha_i - \alpha_j - k) = \\ &\Gamma(-\alpha_i) \Gamma(\alpha_i - \alpha_j) {}_1F_1(-\alpha_i, 1 - \alpha_i + \alpha_j; -\frac{M_{\perp}^2}{s_0}), \\ \alpha_i &= \alpha'_i(0)t_i + \alpha_i(0), \end{aligned} \quad (2.105)$$

где $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$ и σ_i - четность реджеона. Для двойного Померонного обмена (ДПО) $\alpha_{1,2} = \alpha'_{\mathbb{P}}(0)t_{1,2} + \alpha_{\mathbb{P}}(0)$. Это близко к представлению (2.99) с точно вычисленными константами связи.

Существуют некоторые другие попытки получить точную вершину в специальных моделях Померона. Померон-Померонное взаимодействие, основанное на динамике “инстантона” или “глобола”, рассматривалось в [11],[102],[151],[152]. Также есть работы [153],[154], посвященные вычислению Померон-Померонной вершины в непертурбативном режиме.

2.7.3 Дифракционные картины.

Так как ЭДЦР является дифракционным процессом, он сохраняет практически все свойства классической оптической дифракции, а именно дифракционную картину или распределение по углу рассеяния. Оно содержит дифракционный максимум при малых углах и различные структуры (максимумы и минимумы) при больших углах. Некоторые рассуждения о значении этих свойств могут быть найдены в [5] и во введении данной диссертационной работы. Здесь отметим следующее:

- Из дифракционной картины мы извлекаем модельно независимые параметры области взаимодействия, такие как t -наклон, который равен $R^2/2$, где R - поперечный размер области взаимодействия.
- Мы можем также оценить продольный размер области взаимодействия [6]:

$$\Delta x_L > \frac{\sqrt{s}}{2\sqrt{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2}} \quad (2.106)$$

Продольный размер “скрыт” в амплитуде, а этот размер отвечает за “силу поглощения”. Грубый аналог - известное выражение для поглощения радиации в веществе, которое критически зависит от толщины поглотителя.

- Каждое присутствие минимумов и максимумов является сигналом интерференции адронных волн.
- Глубина минимумов определяется реальной частью амплитуды рассеяния.

Что еще можно извлечь из дифракционных распределений? Каков физический смысл положения минимумов, их количества и так далее? Эти вопросы стимулируют наши дальнейшие исследования.

2.7.4 Распределения по квадрату переданного импульса и другим переменным

В этом разделе представлены дифракционные картины по переменным типа t для различных физических ситуаций. С экспериментальной точки зрения было бы более удобно иметь более четко различимые структуры в распределениях, так как их положение может показать динамику взаимодействия и может помочь извлечь параметры с лучшей точностью.

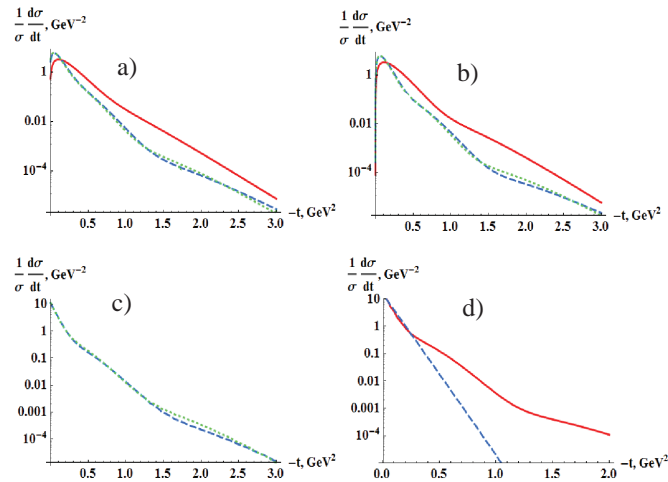


Рис. 2.19: Дифракционные t -распределения для различных конечных состояний (соответствующие амплитуды указаны): а) подобные “глоболам” (П.12.11); б) η' (П.12.10); в) $\pi^+\pi^-$ (П.11.2). Сплошные кривые в а), б) даны для $\sqrt{s} = 30$ ГэВ, штриховые и точечные кривые в а), б), в) представляют $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и $\sqrt{s} = 14$ ТэВ соответственно. Рисунок д) показывает простое e^{2Bt} сечение (штриховая кривая) и унитаризованный результат (сплошная кривая) при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

На рисунке 2.19 показаны распределения по t одного из конечных протонов, проинтегрированные по другим переменным. Картинки соответствуют “раздетым” амплитудам для 0^- (П.12.10), “глоболов” (П.12.11) и для рождения двух пионов (П.11.2). Для простой амплитуды $e^{B(t_1+t_2)}$ (П.12.9) картинка 2.19д) показывает значимость унитарных поправок.

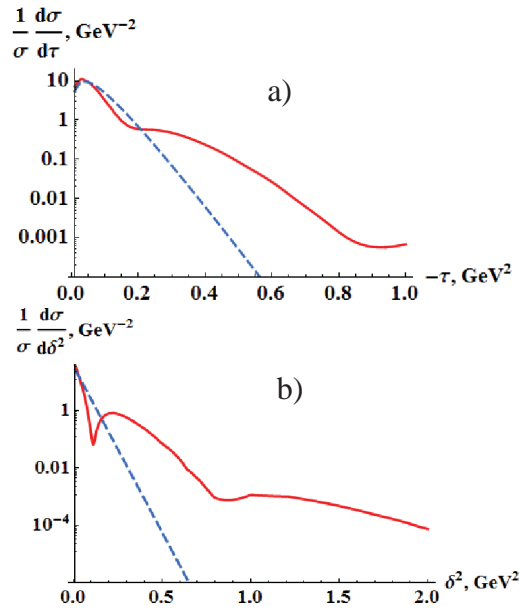


Рис. 2.20: Дифракционные картины по различным t -подобным переменным: а) $\tau = (t_1 + t_2)/2$; б) $\vec{\delta}^2 = (\vec{\Delta}_1 - \vec{\Delta}_2)^2/4$. Борновская амплитуда (штриховая кривая) и унитаризованный результат (сплошная кривая) показаны при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

Проиллюстрируем, как изменится ситуация, когда мы используем другие переменные, которые кажутся более естественными, чтобы изучать дифракционные структуры. На рисунке 2.20 представлены распределения по $\tau = (t_1 + t_2)/2$ и $\vec{\delta}^2 = (\vec{\Delta}_1 - \vec{\Delta}_2)^2/4$ для случая, когда “раздетая” амплитуда представлена простой экспонентой (П.12.9) без дополнительных структур. Для этих переменных ситуация меняется более сильно после учета унитарных поправок.

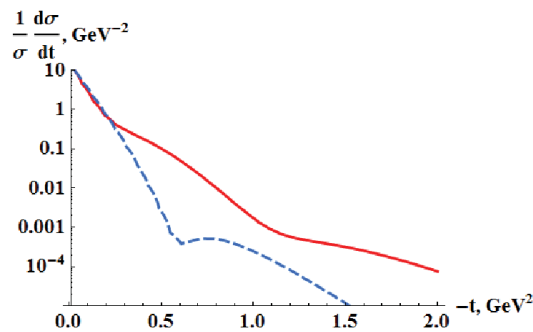


Рис. 2.21: Ситуация после унитаризации (сплошная кривая), когда “раздетая” амплитуда имеет более сложную структуру (штриховая линия).

С другой стороны, как видно из рисунка 2.21, эффект может быть противоположным. “Раздетая” амплитуда содержит минимум, который исчезает в уни-

таризованном распределении, и возникают более сложные структуры. Здесь мы используем “игрушечную” модель, основанную на параметрах третьего Померона из [7]:

$$\mathcal{M} \sim e^{\tilde{B}(t_1+t_2)/2} \left(e^{\tilde{B}t_1/2} - \tilde{A} \right) \left(e^{\tilde{B}t_2/2} - \tilde{A} \right), \quad (2.107)$$

$$\tilde{B} = 1.2046 + 0.5912 (\ln [s(M_{\perp}^2)]) - i\pi / 2, \quad (2.108)$$

$$\tilde{A} = 49.138 (-i\sqrt{s}M_{\perp})^{0.0703} / (32\pi\tilde{B}), \quad (2.109)$$

$$M_{\perp}^2 = M^2 - t_1 - t_2 + 2\sqrt{t_1 t_2} \cos \phi, \quad (2.110)$$

$$M = 1.5 \text{ ГэВ}, \quad \sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}. \quad (2.111)$$

2.7.5 Спин-чётностный анализ. Азимутальные распределения

Как было показано ранее в [181],[182], так и позднее в [52] и [173],[224], распределение по азимутальному углу между конечными протонами может служить мощным инструментом для определения квантовых чисел центральных частиц.

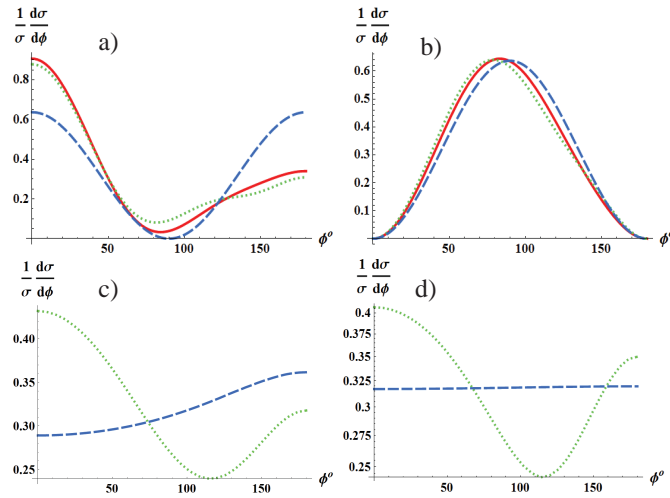


Рис. 2.22: Азимутальные распределения для разных конечных состояний: а) подобные “глюболам” (П.12.11); б) η' (П.12.10); в) $\pi^+\pi^-$ (П.11.2). Сплошные (красные) кривые в а), б) даны для $\sqrt{s} = 30$ ГэВ, точечные кривые на а),б),с),д) представляют унитаризованные результаты при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Штриховые кривые показывают поведение борновских сечений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ: а) $\cos^2 \phi$, б) $\sin^2 \phi$, в) $\pi^+\pi^-$, д) “плоское”.

На рисунках 2.22а)-с) показаны дифракционные азимутальные картины для $0^-, 0^+$ (“глюбол”), 0^+ (пион+пион). Формы распределений очень отличаются и могут быть использованы как своеобразный фильтр. Более того, ϕ -распределения

также сильно зависят от модели, которая используется для дифракционных процессов. Эффект унитаризации для “плоского” распределения показан на рисунке 2.22d).

2.7.6 Нормировка модели и предсказания

Что касается последних экспериментальных исследований, нужно отметить серию результатов эксперимента WA102 [163]-[165].

В статье [225] было предположено, что процесс рождения одиночных резонансов в ЭДЦР может служить фильтром для сепарации состояний $q\bar{q}$ от “глоболов” из-за специальной формы зависимости от азимутального угла.

Важно подчеркнуть тот факт, что при энергиях WA102 абсорбционные эффекты не настолько значительны, и азимутальные распределения выглядят как для “раздетых” распределений. Мы можем использовать этот факт, чтобы упростить процедуру подгонки, что было уже сделано в коллаборации WA102. Только при больших значениях переменной $dP_{\perp} = |\Delta_1 - \Delta_2|$ процесс “мягкого” перерассеяния может значительно изменить картину (см. рисунок 2.23d).

На рисунках 2.23, 2.24 показаны данные WA102 [163] и теоретические кривые для “раздетых” и унитаризованных амплитуд. Можно видеть, что все свойства усредненных ϕ_0 -зависимостей согласуются с данными. Это дает возможность предсказать азимутальные зависимости при высоких энергиях и использовать эти предсказания как спин-четностный анализатор.

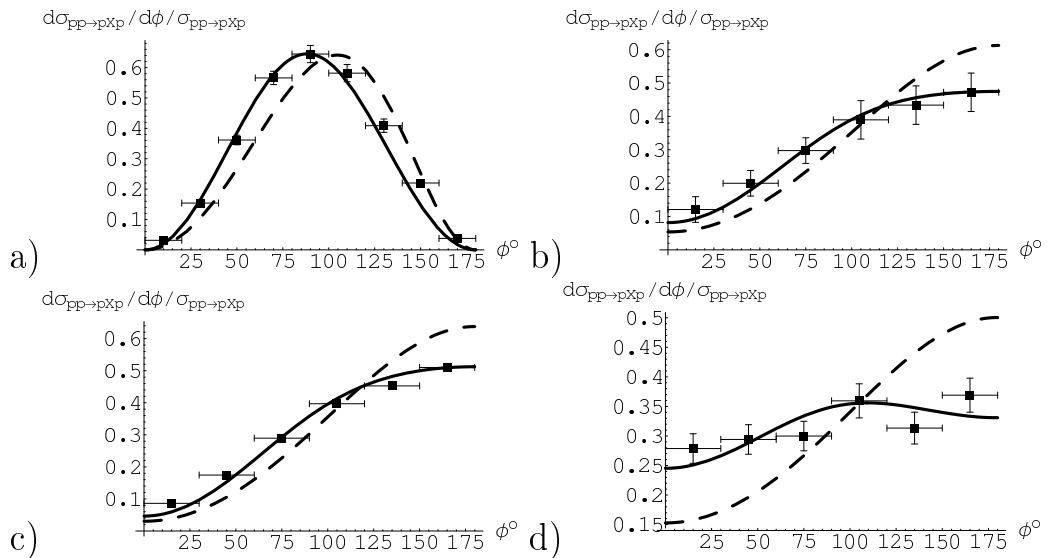


Рис. 2.23: Экспериментальные данные WA102. Штриховая кривая представляет “раздетое” сечение, а сплошная - унитаризованный результат. а) η' , 0^{-+} ; б) $f_1(1285)$, 1^{++} , all t_i ; в) $f_1(1285)$, $|t_1 - t_2| < 0.2 \text{ GeV}^2$; д) $f_1(1285)$, $|t_1 - t_2| > 0.4 \text{ GeV}^2$;

Главным свойством является то, что унитаризация приводит к искажению (смещению) “раздетого” сечения в сторону малых углов и к уменьшению его зна-

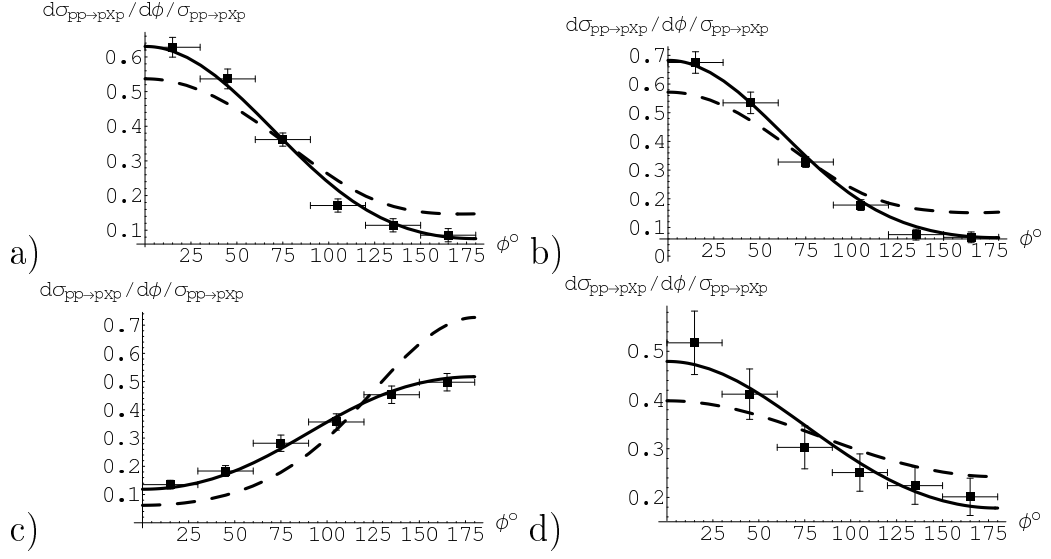


Рис. 2.24: Экспериментальные данные WA102, усредненные по всем измеренным значениям t_i . Штриховая кривая представляет “раздетое” сечение, а сплошная - унитаризованный результат. а) $f_0(980)$, 0^{++} ; б) $f_0(1500)$, 0^{++} ; в) $f_2(1270)$, 2^{++} ; д) $f_2(1950)$, 2^{++} ;

чения. Различие тем больше, чем больше энергия, и проявляется на БАК более сильно, чем в эксперименте WA102, поэтому учитывать унитаризацию на БАК обязательно. “Мягкая” вероятность выживания порядка $0.25 \rightarrow 0.3$ для WA102 и $0.05 \rightarrow 0.1$ для БАК. Она зависит от массы M_X и кинематических обрезаний.

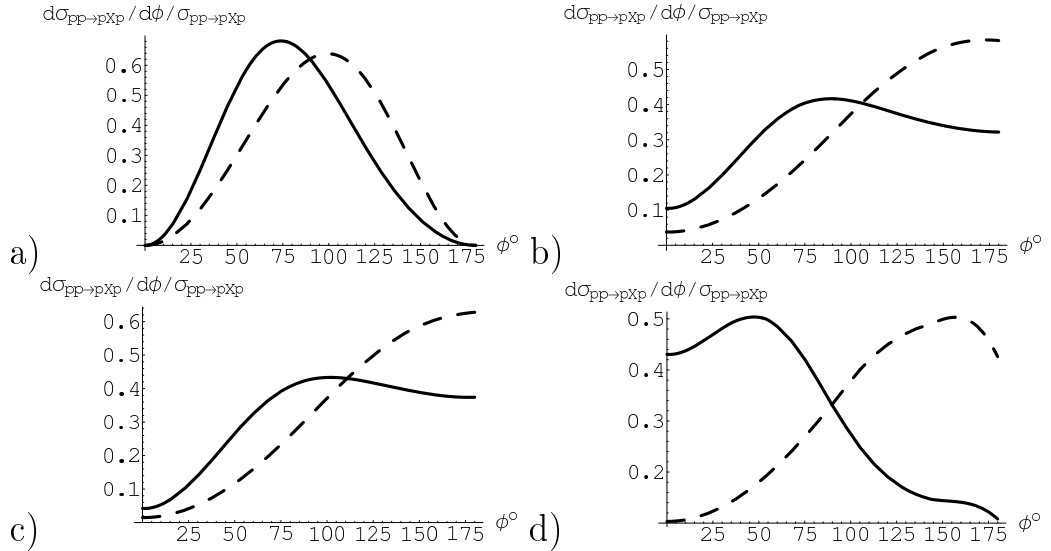


Рис. 2.25: Результаты для энергии БАК. а) η' , 0^{-+} ; б) $f_1(1285)$, 1^{++} , all t_i ; в) $f_1(1285)$, $|t_1 - t_2| < 0.1$ ГэВ²; д) $f_1(1285)$, $|t_1 - t_2| > 0.2$ ГэВ²;

Свойства, касающиеся каждой частицы, такие же как было указано в [183],[184]:

- для η' мезонов есть кинематическое искажение из-за разных систем отсчета

полностью скомпенсировано унитаризацией при энергиях WA102 (рис. 2.23a), а для БАК пик в распределении сдвинут в точку 65° (рис. 2.25a).

- для $f_1(1285)$ мы имеем практически “плоское” распределение при больших значениях $|t_1 - t_2|$ (рис. 2.23d), так как в простейшем случае его сечение пропорционально $dP_\perp^2 = (\Delta_1 - \Delta_2)^2$. Для БАК мы получаем более сильное подавление при больших углах (рис. 2.25d).
- разница между $0^{++} q\bar{q}$ и не- $q\bar{q}$ состояниями в WA102 (рисунки 2.24a,b соответственно) изменяется из-за эффектов унитаризации. Для $q\bar{q}$ азимутальная зависимость становится практически “плоской” (рис. 2.26b), а для не- $q\bar{q}$ мезонов мы видим сдвиг пика в сторону $\phi_0 = 0^\circ$. То же самое справедливо и для 2^{++} мезонов.

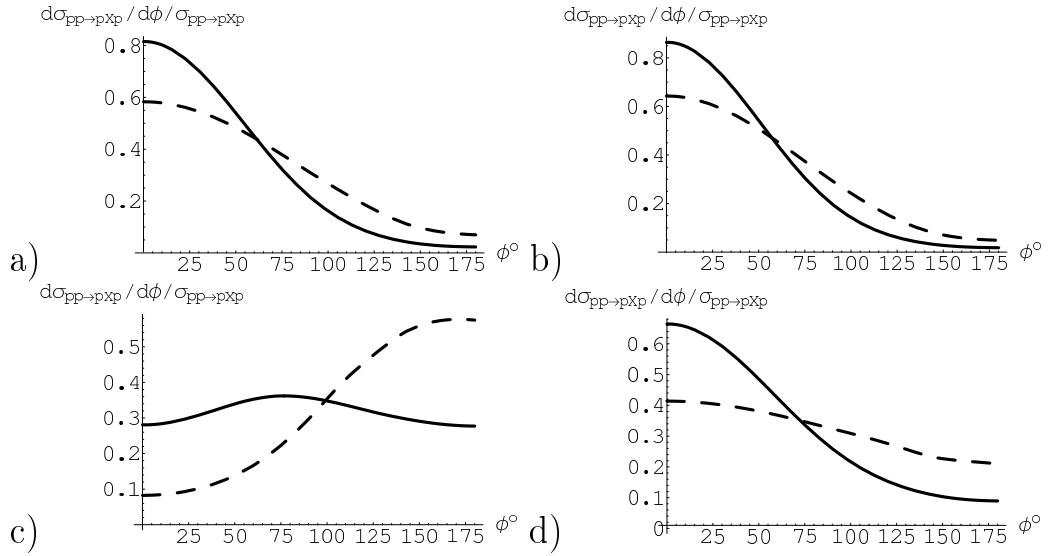


Рис. 2.26: Результаты для энергий БАК. а) $f_0(980)$, 0^{++} ; б) $f_0(1500)$, 0^{++} ; в) $f_2(1270)$, 2^{++} ; д) $f_2(1950)$, 2^{++} ;

Для частиц с малой массой, которые рождаются в ЭДЦР, полные сечения оказываются порядка $1 \div 30$ мкб на БАК. Сечения для кандидатов в “глоболы” $f_0(1500)$ и $f_2(1950)$ порядка 30 мкб (зависит от кинематики БАК и может быть больше), а эффективный наклон 10. Типичные значения $\xi = M_X/\sqrt{s} \sim 10^{-4}$.

Можно применить метод и к частицам с большой массой. В [226] было показано, что может существовать тяжелый глобол (“узел”) 1^{--} с массой около 50 ГэВ. Можно увидеть из (П.10.26)-(П.10.34), что в данном случае зависимость от ϕ_0 определяется только унитаризацией, так как $M_\perp^2 \simeq M_X^2 = const$. В этом случае мы имеем хороший инструмент для проверки дифракционных моделей. Примеры изображены на рисунке 2.27.

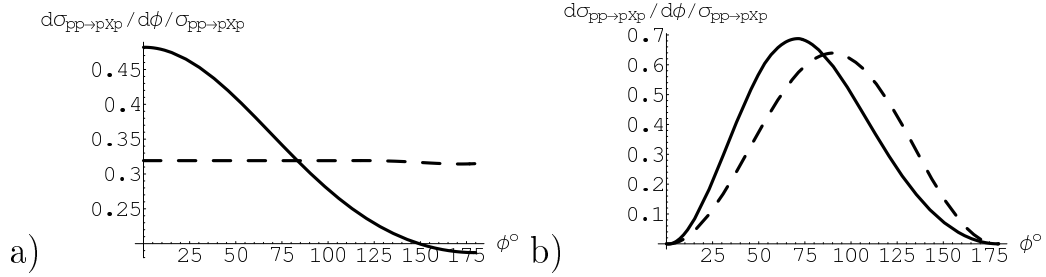


Рис. 2.27: Примеры азимутальных зависимостей для частиц с большими массами. а) 1^{--} , $M_X = 50$ ГэВ; б) 0^{-+} , $M_X = 50$ ГэВ;

2.8 Краткое резюме

2.8.1 Величины, используемые при расчетах и исследованиях ЭДЦР

- вероятность перерасеяния (“soft survival probability” или “мягкий фактор выживания”). Эта чисто теоретическая величина вводится как отношение сечения с учетом унитарных поправок к сечению, вычисленному без унитаризации (то есть борновский член в эйкональном и т.п. разложении). Используя эту величину, можно проследить влияние на процесс унитарных поправок.
- судаковский формфактор. Теоретическая величина, связанная с вероятностью эксклюзивного процесса при отсутствии излучения “мягких” калибровочных бозонов (изначально фотонов, в КХД - глюонов). Расчет данного фактора в КХД-подпроцессах в настоящее время все еще имеет теоретические неопределенности, связанные с эффектами типа конфайнмента, а также с различными методами определения (непроинтегрированных) функций распределения и процедур перенормировок.
- стандартные сечения “жестких” процессов в 1-м порядке теории возмущений (см. главу 2).
- t -распределения $d\sigma/dt$. Это типичная наблюдаемая дифракционная картина, которая включает дифракционный максимум при малых t и возможные экстремумы при больших t . Исходя из t -распределения можно определить размеры области взаимодействия, в частности, из наклона кривой при малых t определяется поперечный радиус взаимодействия.
- распределения по азимутальному углу между конечными протонами или dP_T - фильтр. Данные распределения могут быть использованы для определения квантовых чисел рождающейся системы J^{PC} . dP_T - фильтр используется для выделения систем с большой глюонной компонентой (“глоболы”).

- распределение по массе центральной системы или по поперечному импульсу струй различных величин (сечений, наклонов t -распределений и т.д.) зависит от “жесткого” масштаба процесса. Оно может быть использовано как источник информации о глубинной КХД-структуре процесса (судаковское подавление, влияние поправок теории возмущений и непертурбативные эффекты).
- амплитуды протон-глюонного рассеяния (непроинтегрированные функции распределения глюонов в протоне).
- вершина Померон-Померонных и реджеон-реджеонных взаимодействий.

2.8.2 Перспективы дальнейших исследований ЭДЦР. Адронные сечения и дифракционные картины.

Детальные исследования полярных и азимутальных угловых зависимостей в различных процессах ЭДЦР могут помочь решить несколько важных задач:

- проверить разные модели “мягких” процессов путем точных измерений;
- изучить реальную картину взаимодействия (форму и размеры области взаимодействия), используя угловые распределения по различным переменным (дифракционные картины);
- понять различие в динамике рождения $q\bar{q}$ и не- $q\bar{q}$ состояний и их возможного разделения;
- определить квантовые числа новых рождаемых состояний (массу, спин, четность).
- извлечь Померон-Померонные, фотон-Померонные сечения.

Глава 3

Процессы перезарядки

Как мы видим из предыдущей части диссертации, БАК открывает новые возможности для дифракционной физики, особенно в измерениях полного и упругого сечений pp рассеяния. Это позволит различать многие модели высокоэнергетического дифракционного рассеяния. Однако этого недостаточно, и для более четкого разделения жизнеспособных моделей нам крайне нужна информация о сечениях высоких энергий для других начальных состояний. Существуют также довольно общие соображения, например, универсальное высокоэнергетическое поведение любого полного сечения независимо от начального состояния. К сожалению, другие процессы остались далеко позади исследований pp и $\bar{p}p$ взаимодействий. К примеру, полное сечение π^+p взаимодействия известно только до энергий порядка 25 ГэВ.

В настоящее время нет планов получить высокоэнергетические вторичные пучки, чтобы заполнить этот пробел. Тем не менее мы могли бы, используя старые идеи Гобеля и Чу-Лоу [15],[16], попытаться использовать непрямые методы. Ранее уже были попытки это сделать. Например, в статьях [17],[18] полные и упругие сечения $\pi\pi$ рассеяния были извлечены в интервале энергий 1.5-4.0 ГэВ из сечений эксклюзивных процессов перезарядки. Более поздние извлечения сечений πp рассеяния из данных по $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ были сделаны в [19] с (модельно зависимым [20],[21]) результатом: $\sigma_{\pi p}(50 \text{ ГэВ}) = 31 \pm 2(\text{stat.}) \pm 3(\text{syst.}) \text{ мб}$.

Конечно, на БАК было бы труднее измерить эксклюзивные каналы, но вместо этого можно использовать инклюзивные спектры быстрых лидирующих нейтронов. Они дают отличный повод для получения сечений пиона при невообразимых энергиях 1-5 ТэВ.

Процесс рождения лидирующих нейтронов исследовался в разных экспериментах на фотон-адронных [22]-[27] и адрон-адронных [28]-[34] коллайдерах. В этой главе рассматриваются процессы типа $p + p \rightarrow n + X$ и $p + p \rightarrow n + X + n$. Недавно были сделаны некоторые вычисления [35]-[38]. В этих работах авторы уделяли внимание в основном фотон-протонной реакции, а ситуация для адрон-адронных столкновений казалась не столь ясной (см. [37],[38]).

Лидирующее рождение нейтронов связано в основном с пионным обменом [35]-[38], и у нас есть шанс извлечь разные типы π^+p и $\pi^+\pi^+$ сечений. Это хорошая

мотивация для экспериментальных исследований [227].

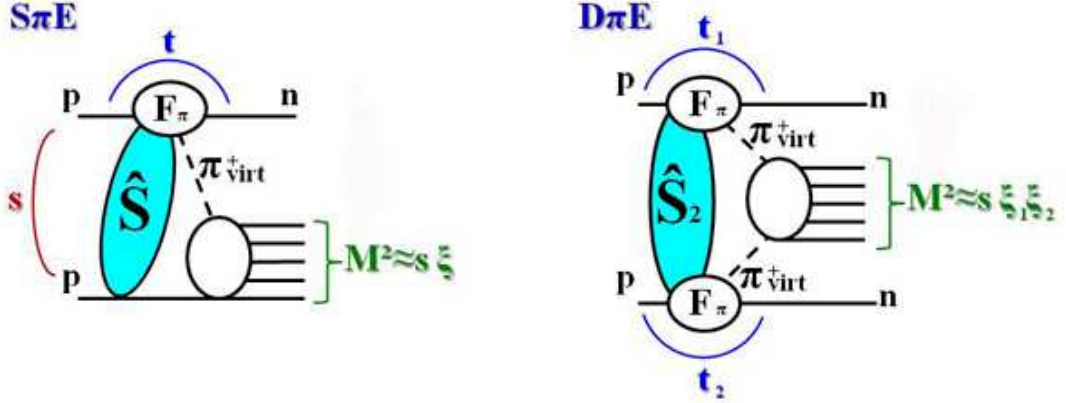


Рис. 3.1: Диаграммы одиночного ($S\pi E$) и двойного ($D\pi E$) пионного обмена. Соответствующая кинематика представлена в приложении П.7.

3.1 Модель

3.1.1 Одиночная перезарядка

Как Борновское приближение к пионному обмену мы используем обычную трехреджеонную формулу (см. рисунок 3.3), которая может быть переписана следующим образом

$$\frac{d\sigma_0(p + p \rightarrow n + X)}{d\xi dt} = \frac{G_{\pi^+pn}^2}{16\pi^2} \frac{-t}{(t - m_\pi^2)^2} F^2(t) \xi^{1-2\alpha_\pi(t)} \sigma_{\pi^+p}(\xi s), \quad (3.1)$$

где $\alpha_\pi(t) = \alpha'_\pi(t - m_\pi^2)$ - пионная траектория с производной $\alpha' \simeq 0.9 \text{ ГэВ}^{-2}$, и $G_{\pi^0pp}^2/(4\pi) = G_{\pi^+pn}^2/(8\pi) = 13.75$ [228]. $\xi = 1 - x_L$, где x_L - доля продольного импульса начального протона, уносимого нейтроном. Форм-фактор $F(t)$ обычно берется в экспоненциальной форме

$$F(t) = \exp(bt), \quad (3.2)$$

где, исходя из последних данных [24],[229], мы полагаем $b \simeq 0.3 \text{ ГэВ}^{-2}$. Нас интересует кинематическая область $0.01 \text{ ГэВ}^2 < |t| < 0.5 \text{ ГэВ}^2$, $\xi < 0.4$, где главный вклад дает формула (3.1) [230],[231]. Чтобы делать оценки для высоких энергий, мы можем использовать любую адекватную параметризацию для полных сечений π^+p рассеяния.

В дополнение мы должны учесть другие возможные процессы с рождением нейтронов. Мы также должны включить вклады от ρ , a_2 обменов (рисунок 3.4b), и

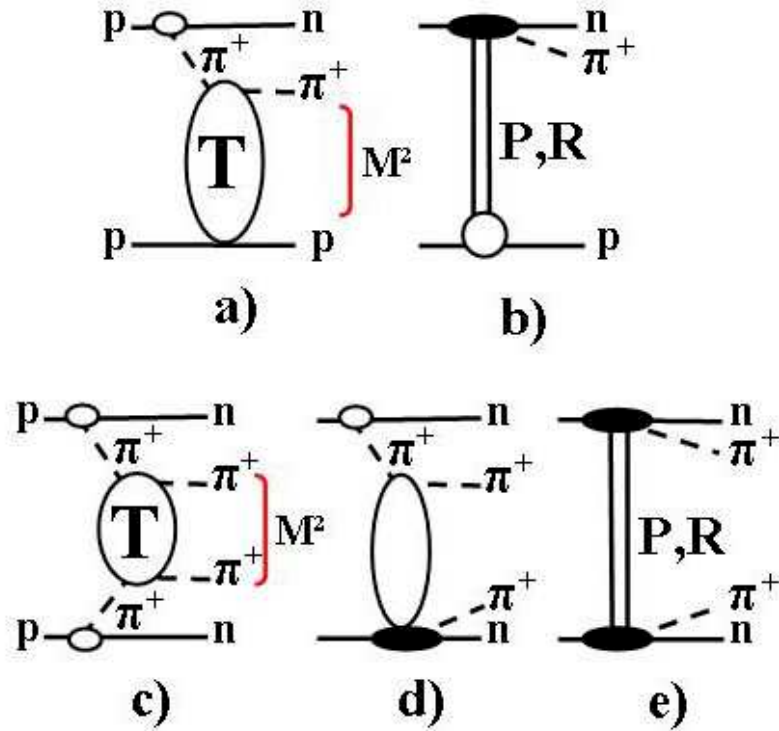


Рис. 3.2: Диаграммы эксклюзивных процессов для сигнала и фона в рождении лидирующих нейтронов. Соответствующая кинематика представлена в приложении П.7. (начальные поправки перерасеяния не показаны). а) сигнальный процес для упругого π^+p рассеяния: процесс с одиночным однопионным обменом ($S\pi E$) $p + p \rightarrow n + \pi^+ + p$, M - масса системы π^+p ; б) фон для упругого π^+p рассеяния: одиночная диссоциация с малой массой с обменами Помероном и реджеонами; в) сигнал для упругого $\pi^+\pi^+$ рассеяния: процесс с эксклюзивным двойным пионным обменом ($D\pi E$) $p + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^+ + n$, M - масса системы $\pi^+\pi^+$; д) фон для упругого $\pi^+\pi^+$ рассеяния: $S\pi E$ с одиночной диссоциацией с малой массой в π^+p канале; е) фон для упругого $\pi^+\pi^+$ рассеяния: двойная диссоциация с малой массой с обменами Помероном и реджеонами.

от распадов резонансов, таких как Δ и N^* в процессах, показанных на рисунках 3.4с,d. Вычисление спектра нейтронов [229]-[231] показывает, что вклад, изображенный на рисунке 3.4а является лидирующим, а вклады, соответствующие рисунку 3.4б составляют 20%. Другие реджеоны дают также малые вклады из-за спиновых эффектов [229]. Главный фон может возникать из событий “minimum bias” и процесса на рисунке 3.4с, вклад которого оценивается как $0.06 \cdot \sigma(p+p \rightarrow p+X)$ [232] при низких энергиях. Он имеет, однако, обратную зависимость от массы и подавлен при промежуточных значениях ξ (см. рисунок 3.5). Этот факт используется для уменьшения фона.

Другой важный фактор подавления возникает из абсоптивных поправок. Все

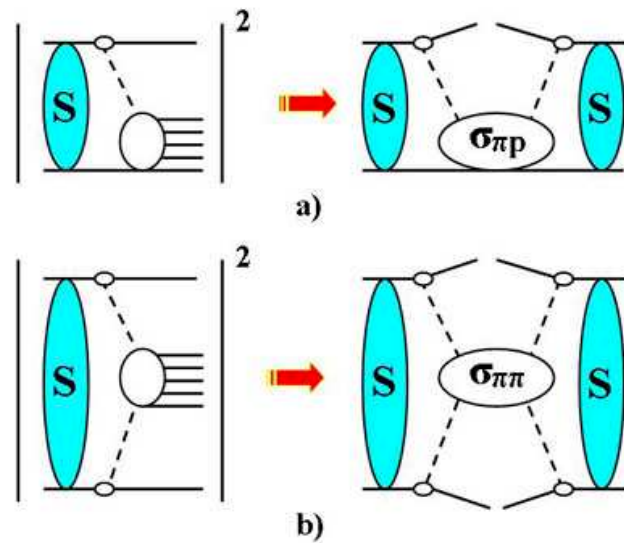


Рис. 3.3: Квадраты амплитуд и полные сечения процессов а) $p + p \rightarrow n + X$ ($S\pi E$), б) $p + p \rightarrow n + X + n$ ($D\pi E$). S представляет мягкие поправки перерассеяния.

возможные поправки обсуждались в [35]. Мы оценим только абсорбцию в начальном состоянии, так как она дает максимальный вклад. Для этих целей будем ис-

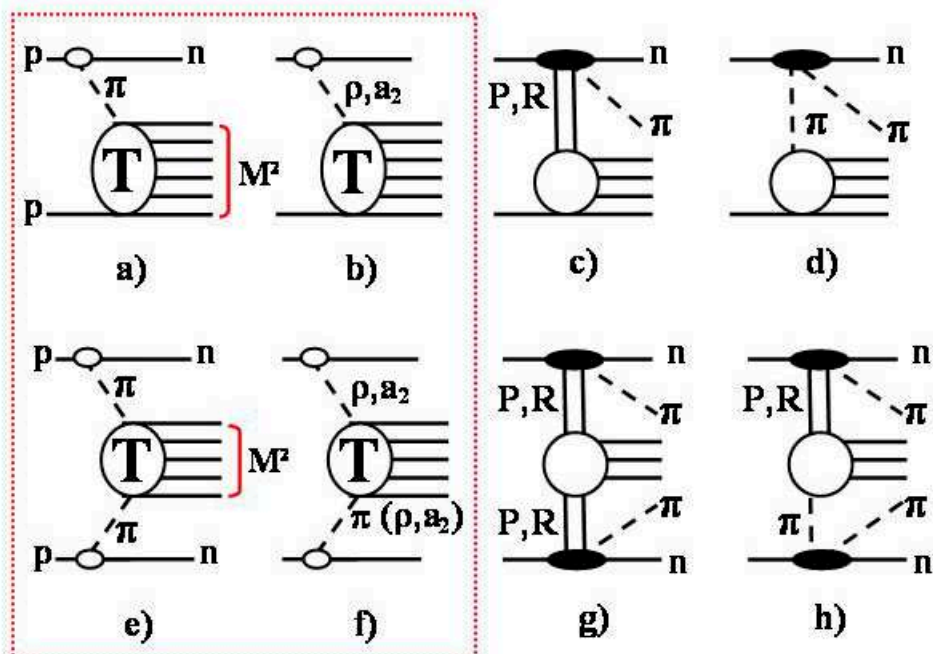


Рис. 3.4: Сигнальные и фоновые процессы: а) $S\pi E$ сигнал; б) SRE (одиночный реджеонный обмен) фон; с)д) фон от Двойной Диссоциации; е) $D\pi E$ сигнал; ф) DRE фон, двойной реджеонный обмен (вклады $\pi \rho$ и πa_2 столкновений доминируют); г)h) фон от центральной дифракции.

пользовать модель с тремя Померонами [7], как в предыдущей главе. Параметры модели следующие:

$$\begin{aligned}\alpha_{IP_1}(t) - 1 &= (0.0578 \pm 0.002) + (0.5596 \pm 0.0078)t, \\ \alpha_{IP_2}(t) - 1 &= (0.1669 \pm 0.0012) + (0.2733 \pm 0.0056)t, \\ \alpha_{IP_3}(t) - 1 &= (0.2032 \pm 0.0041) + (0.0937 \pm 0.0029)t,\end{aligned}\quad (3.3)$$

и являются результатом 20-параметрического фита полных и дифференциальных сечений в области $0.01 \text{ ГэВ}^2 < |t| < 14 \text{ ГэВ}^2$ и $8 \text{ ГэВ} < \sqrt{s} < 1800 \text{ ГэВ}$, $\chi^2/d.o.f. = 2.74$. Хотя $\chi^2/d.o.f.$ является достаточно большим, модель дает очень хорошие предсказания для упругих сечений (особенно в области малых t , где $\chi^2/d.o.f. \sim 1$). В [7] также было отмечено, что данное приближение может оказаться артефактом более общей модели с Реджевскими разрезами или нелинейной траекторией.

Следуя процедуре, описанной в [37],[38], мы можем оценить абсорбтивные поправки. В конечном итоге, мы получаем (эффективная факторизованная форма выражения (3.5 используется только для удобства, на самом деле факторизации нет):

$$\frac{d\sigma_0(\xi, \vec{q}^2)}{d\xi d\vec{q}^2} = (m_p^2 \xi^2 + \vec{q}^2) |\Phi_B(\xi, \vec{q}^2)|^2 \frac{\xi}{(1-\xi)^2} \sigma_{\pi+p}(\xi, s), \quad (3.4)$$

$$\frac{d\sigma(s/s_0, \xi, \vec{q}^2)}{d\xi d\vec{q}^2} = S(s/s_0, \xi, \vec{q}^2) \frac{d\sigma_0(\xi, \vec{q}^2)}{d\xi d\vec{q}^2}, \quad (3.5)$$

$$S = \frac{m_p^2 \xi^2 |\Phi_0(s/s_0, \xi, \vec{q}^2)|^2 + \vec{q}^2 |\Phi_s(s/s_0, \xi, \vec{q}^2)|^2}{(m_p^2 \xi^2 + \vec{q}^2) |\Phi_B(\xi, \vec{q}^2)|^2}, \quad (3.6)$$

где функции Φ_0 и Φ_s возникают из разных спиновых вкладов в амплитуду

$$A_{p \rightarrow n} = \frac{1}{\sqrt{1-\xi}} \bar{\Psi}_n \left(m_p \xi \hat{\sigma}_3 \cdot \Phi_0 + \vec{q} \hat{\vec{\sigma}} \cdot \Phi_s \right) \Psi_p \quad (3.7)$$

и обе эквивалентны Φ_B в Борновском приближении. Здесь $\hat{\sigma}_i$ - матрицы Паули и $\bar{\Psi}_n, \Psi_p$ - спиноры нейтрона и протона. Все указанные выше функции могут быть вычислены по следующим формулам:

$$\begin{aligned}\Phi_B(\xi, \vec{q}^2) &= \frac{N(\xi)}{2\pi} \left(\frac{1}{\vec{q}^2 + \epsilon^2} + i \frac{\pi \alpha'_\pi}{2(1-\xi)} \right) \exp(-\beta^2 \vec{q}^2) \simeq \\ &\simeq \frac{N(\xi)}{2\pi} \frac{1}{\vec{q}^2 + \epsilon^2} \frac{1}{1 + \beta^2 \vec{q}^2}, \quad \vec{q} \rightarrow 0,\end{aligned}\quad (3.8)$$

$$N(\xi) = (1-\xi) \frac{G_{\pi+pn}}{2} \xi^{\frac{\alpha'_\pi \epsilon^2}{1-\xi}} \exp \left[-b \frac{m_p^2 \xi^2}{1-\xi} \right], \quad (3.9)$$

$$\beta^2 = \frac{b + \alpha'_\pi \ln \frac{1}{\xi}}{1-\xi}, \quad \epsilon^2 = m_p^2 \xi^2 + m_\pi^2 (1-\xi), \quad (3.10)$$

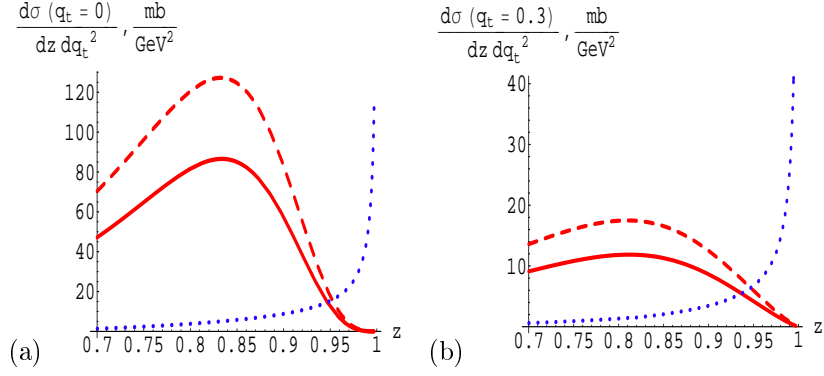


Рис. 3.5: Дифференциальные сечения процесса $p + p \rightarrow n + X$ (параметризация (3.18, сплошная), и (3.19) (штриховая) и процесс двойной диссоциации $p + p \rightarrow N^*(\rightarrow n + \pi) + X$ (пунктирная) при разных значениях передачи импульса в зависимости от $z = 1 - \xi$.

$$\Theta_0(b, \xi, |\vec{q}|) = \frac{b J_0(b|\vec{q}|) \left(K_0(\epsilon b) - K_0\left(\frac{b}{\beta}\right) \right)}{1 - \beta^2 \epsilon^2}, \quad (3.11)$$

$$\Theta_s(b, \xi, |\vec{q}|) = \frac{b J_1(b|\vec{q}|) \left(\epsilon K_1(\epsilon b) - \frac{1}{\beta} K_1\left(\frac{b}{\beta}\right) \right)}{1 - \beta^2 \epsilon^2}, \quad (3.12)$$

$$\Phi_0 = \frac{N(\xi)}{2\pi} \int_0^\infty db \Theta_0(b, \xi, |\vec{q}|) V(b), \quad (3.13)$$

$$|\vec{q}| \Phi_s = \frac{N(\xi)}{2\pi} \int_0^\infty db \Theta_s(b, \xi, |\vec{q}|) V(b), \quad (3.14)$$

$$V(b) = \exp(-\Omega_{el}(s/s_0, b)), \quad (3.15)$$

$$\Omega_{el} = \sum_{i=1}^3 \Omega_i, \quad \Omega_i = \frac{2c_i}{16\pi B_i} \left(\frac{s}{s_0} e^{-i\frac{\pi}{2}} \right)^{\alpha_{IP_i}(0)-1} \exp\left[-\frac{b^2}{4B_i}\right], \quad (3.16)$$

$$B_i = \alpha'_{IP_i} \ln\left(\frac{s}{s_0} e^{-i\frac{\pi}{2}}\right) + \frac{r_i^2}{4}, \quad (3.17)$$

значения параметров могут быть найдены в (3.3) и в таблице 3.1.

Для π^+p взаимодействия мы используем, например, параметризации Доннаки-Ландсхофа [233]

$$\sigma_{\pi^+p}(s) = 13.63 s^{0.0808} + 25.56 s^{-0.4525}, \quad (\text{мб}). \quad (3.18)$$

Таблица 3.1: Параметры модели.

i	1	2	3
c_i	53.0 ± 0.8	9.68 ± 0.16	1.67 ± 0.07
r_i^2 (ГэВ $^{-2}$)	6.3096 ± 0.2522	3.1097 ± 0.1817	2.4771 ± 0.0964

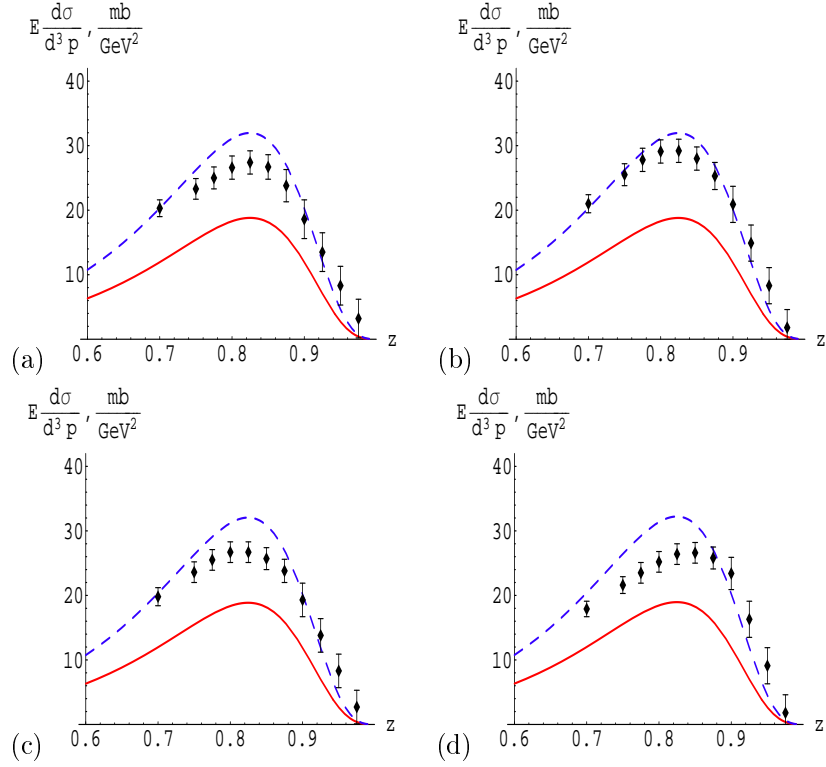


Рис. 3.6: Теоретическое дифференциальное сечение $E d\sigma/d^3p$, мб/ГэВ 2 и данные ISR [28]: а) $\sqrt{s} = 30.6$ ГэВ, б) $\sqrt{s} = 44.9$ ГэВ, в) $\sqrt{s} = 52.8$ ГэВ, д) $\sqrt{s} = 62.7$ ГэВ. Нижние кривые - это теоретические предсказания, а верхние кривые - предсказания, умноженные на 1.7.

и COMPETE [234]

$$\sigma_{\pi^+p}(s) = Z_{\pi p} + B \ln^2 \left(\frac{s}{s_0} \right) + (Y_+ s^{\alpha_+} - Y_- s^{\alpha_-}) / s, \quad (\text{мб}). \quad (3.19)$$

$$Z_{\pi p} = 21.23 \pm 0.33 \text{ мб}, \quad B = 0.3152 \pm 0.0095 \text{ мб}, \quad (3.20)$$

$$s_0 = 34 \pm 5.4 \text{ ГэВ}^2, \quad (3.21)$$

$$Y_+ = 17.8 \pm 1.1, \quad \alpha_+ = 0.533 \pm 0.015, \quad (3.22)$$

$$Y_- = 5.72 \pm 0.16, \quad \alpha_- = 0.4602 \pm 0.0064. \quad (3.23)$$

чтобы сделать предсказания для ISR [28] и PHENIX [34].

Результаты показаны на рисунке 3.6 для параметризаций (3.18) и (3.19). Из

рисунков понятно, что вычисленное сечение где-то в 1.7 раз меньше экспериментального. Это противоречие обсуждалось в [37]. Оно может отражать неправильную нормировку данных ISR, так как новые данные [33],[34] ниже и ближе к предсказаниям модели, как отображено на рисунке 3.7. Мы можем использовать любую адекватную параметризацию.

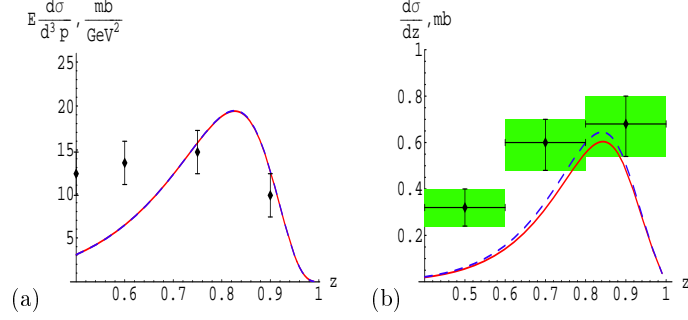


Рис. 3.7: Теоретические дифференциальные сечения: а) $E d\sigma/d^3p$, мб/ГэВ² и данные NA49 [33] при $\sqrt{s} = 17.2$ ГэВ; б) $d\sigma/dz$, мб и данные RHENIX [34] при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Используются параметризации (3.18) (сплошная) и (3.19) (штриховая). Две кривые совпадают на а).

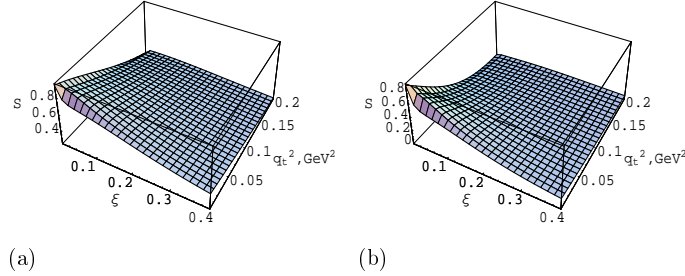


Рис. 3.8: Функция $S(s/s_0, \xi, q_t)$ при а) $\sqrt{s} = 62.7$ ГэВ и б) $\sqrt{s} = 10$ ТэВ.

В реальной ситуации фактор S является модельно зависимой функцией, представленной на рисунке 3.8, однако при $t \rightarrow 0$ она стремится к единице, и мы можем получить сечения $\sigma_{\pi+p}$, которые практически не зависят от модели.

Дифференциальные сечения процесса $p + p \rightarrow n + X$ при $\sqrt{s} = 10$ ТэВ изображены на рисунках 3.9,3.10. Полное сечение достаточно большое, чтобы делать предлагаемые исследования (см. таблицу 3.2), а полные абсорбтивные поправки порядка 0.35 для $\xi_{max} < 0.15$.

При низких энергиях ($\sqrt{s} < 70$ ГэВ) область применимости представленной модели обычно дается неравенствами

$$0.01 \text{ ГэВ}^2 < |t| < 0.5 \text{ ГэВ}^2, \quad 10^{-6} < \xi < 0.4, \quad (3.24)$$

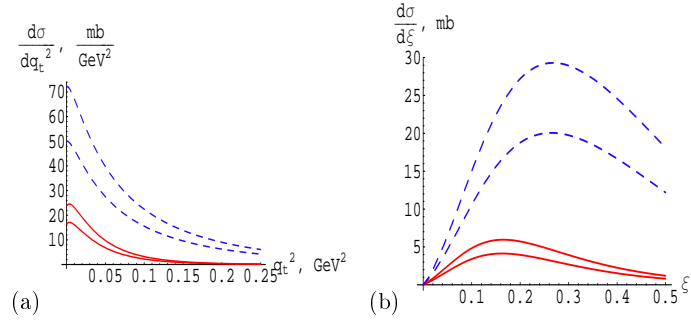


Рис. 3.9: Сечения при $\sqrt{s} = 10$ ТэВ: а) $d\sigma/d\vec{q}^2$ и б) $d\sigma/d\xi$ для различных параметризаций. Борновские сечения показаны как штриховые кривые, а унитаризованные сечения как сплошные. Из каждой пары кривых нижние соответствуют параметризации Доннаки-Ландсхофа (3.18), а верхние - параметризации СОМРЕТЕ (3.19).

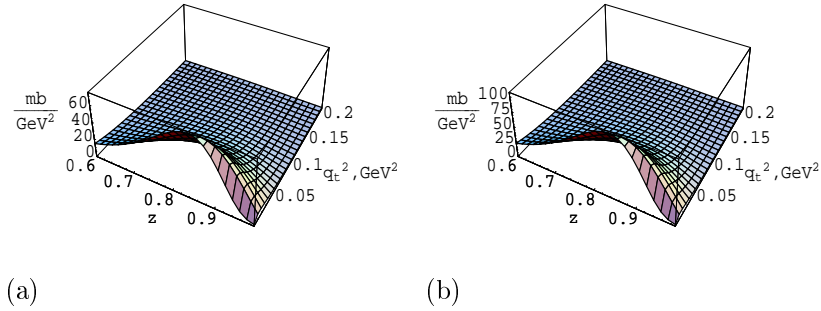


Рис. 3.10: Сечения $d\sigma/d\xi d\vec{q}^2$ при $\sqrt{s} = 10$ ТэВ для двух параметризаций: а) Доннаки-Ландсхофа (3.18) и б) СОМРЕТЕ (3.19).

но для высоких энергий эта область может быть меньше (типа $\xi < 0.1$), так как это соответствует массам $M = 3$ ТэВ при $\sqrt{s} = 10$ ТэВ, а для больших масс это может не работать.

Аналогично, для извлечения упругих сечений пион-протонного рассеяния используется процесс $p + p \rightarrow n + \pi^+ + p$. Дифференциальные сечения процесса при $\sqrt{s} = 10$ ТэВ представлены на рисунке 3.11. Полные сечения даны в таблице 3.3. Они находятся в промежутке 8-270 мкб для всех значений $\xi_{max} < 0.4$, что дает достаточное количество событий для измерений.

3.1.2 Двойная перезарядка

Как было сказано выше, инклюзивный двойной пионный обмен является возможным источником информации о полных и упругих сечениях $\pi\pi$ рассеяния. Ранние попытки извлечь сечения $\pi\pi$ рассеяния были сделаны при помощи эксклюзивных сечений. Результаты этих попыток представлены на рисунке 3.12 [18]. Видна некоторая тенденция раннего “выполаживания” $\pi\pi$ сечения. В сечениях pr и pp

Таблица 3.2: Полное сечение в кинематической области $0 < |\vec{q}| < 0.5$ ГэВ, $\xi_{min} = 10^{-6} < \xi < \xi_{max}$ процесса $p + p \rightarrow n + X$ для двух параметризаций (3.18)((3.19)).

ξ_{max}	0.05	0.1	0.2	0.3
$\sigma_{p+p \rightarrow n+X}$, мкб	42(57)	175(244)	576(820)	921(1320)

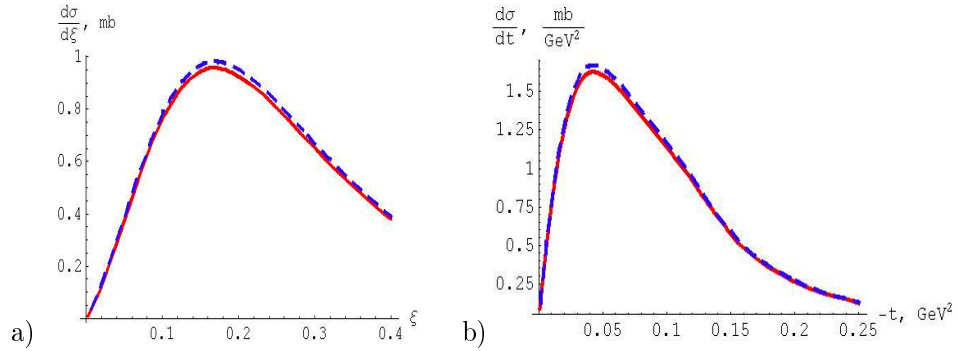


Рис. 3.11: Интегральные сечения процесса $S\pi E$, $p + p \rightarrow n + \pi^+ + p$, для параметризаций [235] (сплошная) и [236],[237] (штриховая): а) $\frac{d\sigma}{d\xi}$ ($0.01 \text{ ГэВ}^2 < |t| < 0.5 \text{ ГэВ}^2$); б) $\frac{d\sigma}{dt}$, $10^{-3} < \xi < 0.3$.

Таблица 3.3: Полные сечения в кинематической области $0 < |\vec{q}| < 0.5$ ГэВ, $\xi_{min} = 10^{-3} < \xi < \xi_{max}$ процесса $p + p \rightarrow n + \pi^+ + p$ для двух параметризаций, представленных в [235] ([236],[237]).

ξ_{max}	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4
$\sigma_{p+p \rightarrow n+\pi^++p}$, мкб	8.5 (8.8)	37.5 (39)	128 (132)	208 (214)	259 (266)

рассеяния это “выполаживание” начинается при больших энергиях и предшествует началу роста сечений. Можно предположить, что рост $\pi\pi$ сечений начинается раньше.

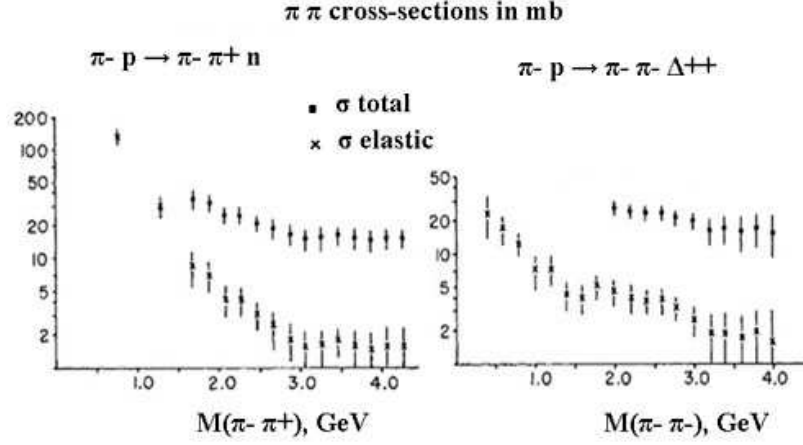


Рис. 3.12: Упругие и полные сечения $\pi^-\pi^+$ и $\pi^-\pi^-$ рассеяния из данных по эксклюзивным реакциям как функция инвариантной массы системы двух пионов (рис.5 из [18]).

Сечения могут быть вычислены следующим образом:

$$\frac{d\sigma_0(\xi_1, \xi_2, \vec{q}_1^2, \vec{q}_2^2)}{d\xi_1 d\xi_2 d\vec{q}_1^2 d\vec{q}_2^2} = \prod_{i=1}^2 \left[(m_p^2 \xi_i^2 + \vec{q}_i^2) |\Phi_B(\xi_i, \vec{q}_i^2)|^2 \frac{\xi_i}{(1 - \xi_i)^2} \right] \sigma_{\pi^+\pi^+}(\xi_1 \xi_2 s), \quad (3.25)$$

$$d\sigma = S_2(s/s_0, \xi_{1,2}, \vec{q}_{1,2}^2) d\sigma_0, \quad (3.26)$$

$$S_2 = \frac{\sum_{i,j=0,s} \rho_{ij}^2 |\bar{\Phi}_{ij}(s/s_0, \xi_{1,2}, \vec{q}_{1,2}^2)|^2}{\prod_{i=1}^2 [(m_p^2 \xi_i^2 + \vec{q}_i^2) |\Phi_B(\xi_i, \vec{q}_i^2)|^2]}, \quad (3.27)$$

$$\bar{\Phi}_{ij} = \frac{N(\xi_1)N(\xi_2)}{(2\pi)^2} \int_0^\infty db_1 db_2 \Theta_i(b_1, \xi_1, |\vec{q}_1|) \Theta_j(b_2, \xi_2, |\vec{q}_2|) I_\phi(b_1, b_2), \quad (3.28)$$

$$I_\phi(b_1, b_2) = \int_0^\pi \frac{d\phi}{\pi} V \left(\sqrt{b_1^2 + b_2^2 - 2b_1 b_2 \cos \phi} \right), \quad (3.29)$$

$$\rho_{00} = m_p^2 \xi_1 \xi_2, \quad \rho_{0s} = m_p \xi_1, \quad \rho_{s0} = m_p \xi_2, \quad \rho_{ss} = 1. \quad (3.30)$$

Случай ДпЕ является более сложным, так как функция S_2 не факторизуется. Для малых t_i функция S_2 приблизительно дается выражением

$$F(\xi_1, \xi_2) \equiv S_2(s/s_0, \xi_1, \xi_2, 0, 0) \simeq \left(\sqrt{S(s/s_0, \xi_1, 0)} + \sqrt{S(s/s_0, \xi_2, 0)} - \sqrt{S(s/s_0, \xi_1, 0)S(s/s_0, \xi_2, 0)} \right)^2, \quad (3.31)$$

что видно из рисунков 3.13b,c. Полные абсорбционные поправки порядка $0.3 \div 0.5$

Таблица 3.4: Полные сечения в кинематической области $0 < |\vec{q}| < 0.5$ ГэВ, $\xi_{min} = 10^{-6} < \xi < \xi_{max}$ процесса $p+p \rightarrow n+X+n$ для двух параметризаций (3.18)((3.19)), умноженные на $2/3$ (правила кваркового счета), то есть $\sigma_{\pi^+\pi^+}(s) = (2/3)\sigma_{\pi+p}(s)$.

ξ_{max}	0.05	0.1	0.2	0.3
$\sigma_{p+p \rightarrow n+X+n}$, мкб	0.08(0.1)	1.7(2.2)	25(33)	76(104)

для $\xi_i < 0.3$. Фоны могут быть оценены аналогично случаю одиночного пионного обмена $S\pi E$.

В данном случае мы можем извлечь $\sigma_{\pi^+\pi^+}$ из данных по $D\pi E$ при помощи формул (3.25),(3.26) при $\vec{q}_i \sim 0$.

Так как нет данных по этому процессу, мы можем только делать предсказания для высоких энергий. Численно определенные функции для $D\pi E$ представлены на рисунках 3.13,3.14 и в таблице 3.4 для двух параметризаций.

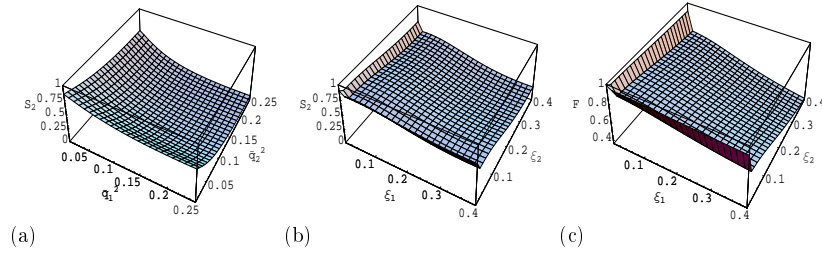


Рис. 3.13: Функция $S_2(s/s_0, \xi_{1,2}, |\vec{q}_{1,2}|)$ при $\sqrt{s} = 10$ ТэВ для: а) фиксированных $\xi_{1,2} = 0.01$; б) фиксированных $|\vec{q}_{1,2}| \sim 0$. в) Функция $F(\xi_1, \xi_2)$ при $\sqrt{s} = 10$ ТэВ.

Численно определенные сечения для эксклюзивного двойного пионного обмена $D\pi E$ показаны на рисунках 3.15 и перечислены в таблице 3.5 для параметризаций из [235] и [236],[237].

Таблица 3.5: Полные сечения в кинематической области $0 < |\vec{q}| < 0.5$ ГэВ, $\xi_{min} = 10^{-3} < \xi < \xi_{max}$ процесса $p+p \rightarrow n+\pi^++\pi^++n$ для двух параметризаций [235] ([236],[237]).

ξ_{max}	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4
$\sigma_{p+p \rightarrow n+\pi^++\pi^++n}$, мкб	0.01 (0.009)	0.22 (0.19)	3.5 (3.1)	12 (11)	26.8 (24.7)

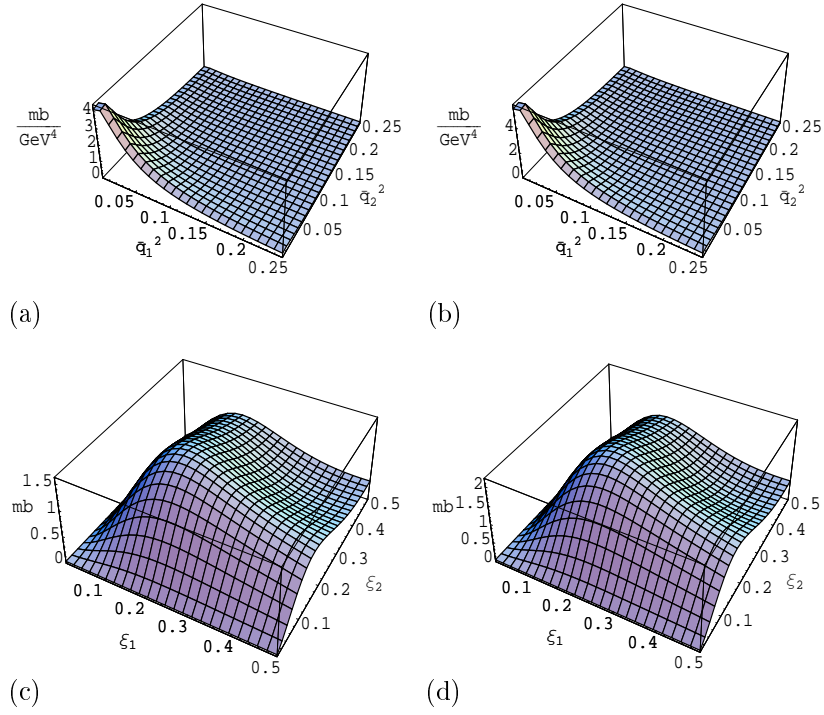


Рис. 3.14: Интегральные дважды дифференциальные сечения для процесса $D\pi E$: $d\sigma/d\vec{q}_1^2 d\vec{q}_2^2$, $\xi_i < 0.2$ (a,b) и $d\sigma/d\xi_1 d\xi_2$ (c,d) для параметризаций (3.18) (a,c) и (3.19) (b,d).

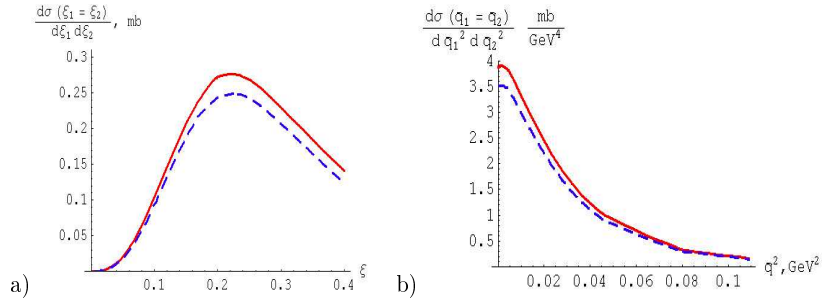


Рис. 3.15: Частично проинтегрированные сечения процесса $p + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^+ + n$ ($D\pi E$), при $\sqrt{s} = 10$ ТэВ для параметризаций из [235] (сплошная) и [236],[237] (штриховая): а) $d\sigma/d\xi_1 d\xi_2$ при $\xi_1 = \xi_2 = \xi$ и $0 < |\vec{q}_{1,2}| < 0.5$ ГэВ; б) $d\sigma/d\vec{q}_1^2 d\vec{q}_2^2$ при $|\vec{q}_1| = |\vec{q}_2| = |\vec{q}|$ и $10^{-3} < \xi_{1,2} < 0.3$.

3.2 Метод извлечения адронных сечений

Абсорбционные поправки S , S_2 были оценены для высокоэнергетичного дифракционного рассеяния. Детали были рассмотрены в предыдущем разделе. Конечные

формулы для сечений выглядят следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{S\pi E}}{dt d\xi} = F_\pi(\xi, t) S(s/s_0, \xi, t) \sigma_{\pi p}(s, \xi), \quad (3.32)$$

$$\frac{d\sigma_{D\pi E}}{dt_1 dt_2 d\xi_1 d\xi_2} = F_\pi(\xi_1, t_1) F_\pi(\xi_2, t_2) S_2(s/s_0, \xi_{1,2}, t_{1,2}) \sigma_{\pi\pi}(s, \xi_1 \xi_2), \quad (3.33)$$

$$F_\pi(\xi, t) = 1/E(\xi, t) = \frac{G_{\pi^+pn}^2}{16\pi^2} \frac{-t}{(t - m_\pi^2)^2} e^{2bt} \xi^{1-2\alpha_\pi(t)}. \quad (3.34)$$

Следующий вопрос: как извлечь сечения πp и $\pi\pi$ рассеяния из данных по $S\pi E$ и $D\pi E$?

Точная процедура извлечения достаточно деликатная. Если мы хотим извлечь π^+p и $\pi^+\pi^+$ сечения модельно независимым способом, нам необходимо взять уравнения (3.35), (3.36) в пределе $t_i \rightarrow m_\pi^2$. Для этого предела мы должны экстраполировать параметризацию данных по дифференциальным сечениям $S\pi E$ и $D\pi E$ в точку положительных $t_i = m_\pi^2$, то есть в нефизическую область. Функции S и S_2 равны единице при этом значении t_i , поэтому феноменологическая модель для этих функций не столь важна. Эта процедура похожа на метод экстраполяции Чу-Лоу [15],[16]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi p}(s, \xi; \{m_p^2, m_\pi^2\}) &= \lim_{t \rightarrow m_\pi^2} \sigma_{\pi_{virt}p}(s, \xi; \{m_p^2, t\}) \frac{S(s/s_0, \xi, t) t}{m_\pi^2} = \\ &= \lim_{t \rightarrow m_\pi^2} E(\xi, t) \frac{d\sigma_{S\pi E}}{dt d\xi}, \end{aligned} \quad (3.35)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi\pi}(s, \xi_1 \xi_2; \{m_\pi^2\}, m_\pi^2) &= \lim_{t_{1,2} \rightarrow m_\pi^2} \sigma_{\pi_{virt}\pi_{virt}}(s, \xi_1 \xi_2; \{t_1, t_2\}) \frac{S_2(s/s_0, \xi_{1,2}, t_{1,2}) t_1 t_2}{m_\pi^4} = \\ &= \lim_{t_{1,2} \rightarrow m_\pi^2} E(\xi_1, t_1) E(\xi_2, t_2) \frac{d\sigma_{D\pi E}}{dt_1 dt_2 d\xi_1 d\xi_2}. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Главный вклад приходит от пионов с очень малыми виртуальностями $|t_i| < 0.3 \text{ ГэВ}^2$. Нам интересна кинематическая область $0.01 \text{ ГэВ}^2 < |t_i| < 0.5 \text{ ГэВ}^2$, $\xi_i < 0.4$, где формула (3.32), (3.33) доминирует согласно [230, 231]. Здесь $\sigma_{\pi p}$ и $\sigma_{\pi\pi}$ означают полное, упругое или любое другое дифференциальное сечение πp и $\pi\pi$ рассеяния соответственно. В последнем случае

$$d\sigma_{S\pi E}/dt d\xi \rightarrow d\sigma_{S\pi E}/dt d\xi d\Phi_X, \quad \sigma_{\pi p} \rightarrow d\sigma_{\pi p}/d\Phi_X$$

и

$$d\sigma_{D\pi E}/dt_1 dt_2 d\xi_1 d\xi_2 \rightarrow d\sigma_{D\pi E}/dt_1 dt_2 d\xi_1 d\xi_2 d\Phi_X, \quad \sigma_{\pi\pi} \rightarrow d\sigma_{\pi\pi}/d\Phi_X,$$

где $d\Phi_X$ - фазовый объем подпроцесса.

Экспериментально экстраполяция к m_π^2 достаточно сложна (см. ниже), так как ошибки t больше, чем m_π^2 . Чтобы решить проблему, мы извлекаем сечения

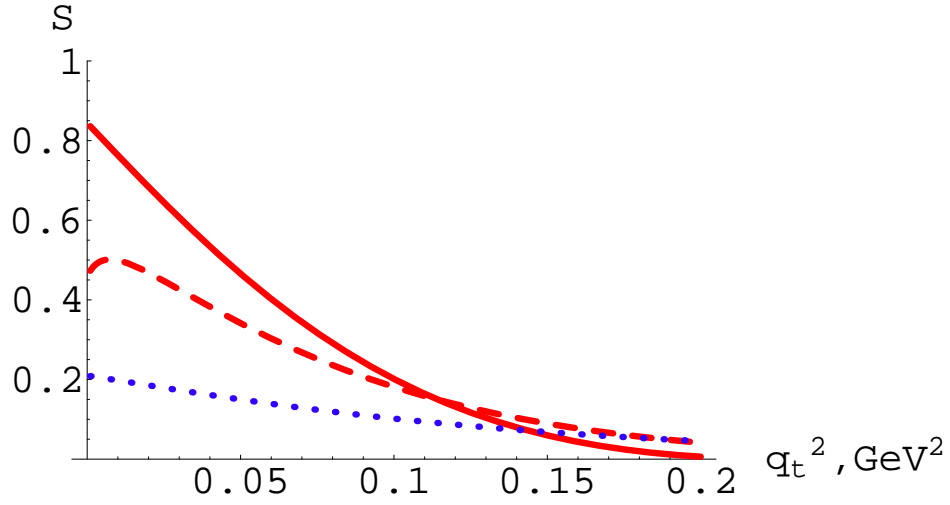


Рис. 3.16: Функция $S(s/s_0, \xi, q_t)$ при $\sqrt{s} = 10$ ТэВ в физической области отрицательных значений t для трех различных фиксированных значений ξ : $\xi = 0.3$ (пунктирная), $\xi = 0.1$ (штриховая) и $\xi = 10^{-4}$ (сплошная). Для малых ξ и $|\vec{q}|$ функция S близка к единице.

для пионов с малыми виртуальностями и предполагаем, что значения (3.35), (3.36) близки к реальности. Это понятно из факта, что главный вклад в сечение идет из области $|t_i| < 0.25$ ГэВ² (см. рисунок 3.11b). В этой области зависимость σ_{π^+p} ($\sigma_{\pi^+\pi^+}$) от t предполагается достаточно слабой.

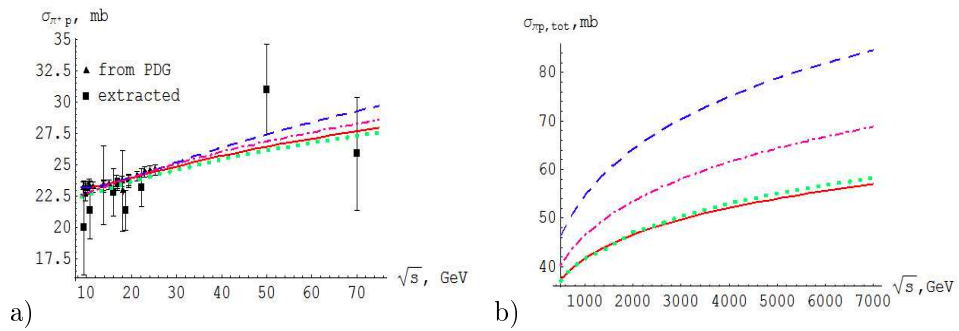


Рис. 3.17: Полное сечение π^+p рассеяния при разных параметризациях: [233] (сплошная), [234] (штриховая), [235] (пунктирная) и [236], [237] (штрихпунктирная). а) реальные данные PDG (треугольники) при энергиях до $\sqrt{s} = 25$ ГэВ и извлеченные значения (квадраты) при энергиях до $\sqrt{s} = 70$ ГэВ (см. [42]); б) полные сечения π^+p в области энергий 0.5 ТэВ $< \sqrt{s} < 7$ ТэВ.

Функции S и S_2 близки к единице в физической области отрицательных значений t (см. рисунки 3.16, 3.13), и мы можем оценить ошибки модели из-за абсорбции

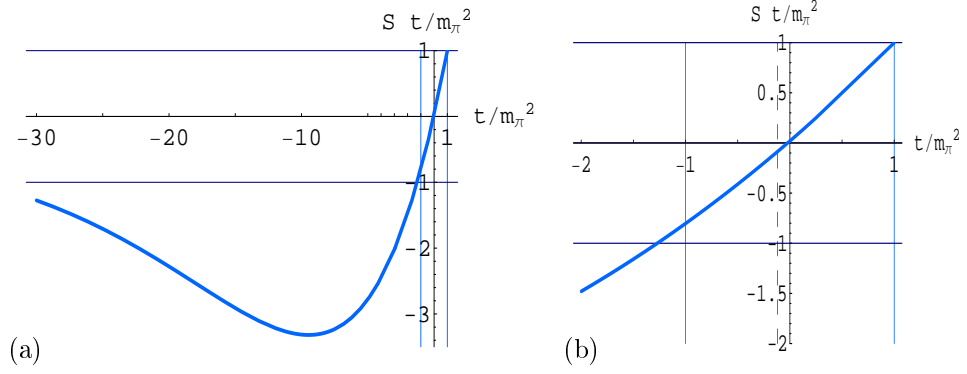


Рис. 3.18: Функция $S(\xi, t) t/m_\pi^2$ в зависимости t/m_π^2 при фиксированном $\xi = 0.05$. Граница физической области $t_0 = -m^2\xi^2/(1 - \xi)$ обозначена вертикальной штриховой линией в b).

онных поправок. В [42] было показано, что такое модельно зависимое извлечение работает удовлетворительно для $\sqrt{s} < 70$ ГэВ. Этот факт проиллюстрирован на рисунке 3.17а. Все параметризации близки к извлеченным значениям и реальным данным, но при более высоких энергиях (рисунок 3.17b) различие между моделями становится больше.

Чтобы избежать сингулярностей в процедуре экстраполяции при $t = 0$ и модельной зависимости в S и S_2 , удобно экстраполировать величины в правой части (3.35) и (3.36), умноженные на $S t/m_\pi^2$ и $S_2 t_1 t_2/m_\pi^4$ соответственно. Поведение $S t/m_\pi^2$ показано на рисунке 3.18. Это гладкая функция t в полной области экстраполяции. Практически мы будем иметь $\sigma_{\pi+p} S t/m_\pi^2$ в результате экстраполяции, который равен $\sigma_{\pi+p}$ при $t = m_\pi^2$.

Роль абсорбтивных эффектов (то есть модельная зависимость финального результата) значительна, если мы хотим извлечь сечения πp и $\pi\pi$ рассеяния из дифференциальных сечений $S\pi E$ и $D\pi E$, проинтегрированных в широкой области значений t , где абсорбция сильна. Поэтому нам необходим экспериментальный инструмент измерения дифференциальных сечений при малых значениях t с хорошим разрешением. Имеющаяся конструкция детекторов не позволяет делать такие измерения t , она может дать только ограничение $|t| < \sim 1.2$ ГэВ² (см. экспериментальную часть ниже). Если предположить достаточно слабую зависимость от t сечений πp и $\pi\pi$ рассеяния, то мы можем надеяться извлечь эти сечения

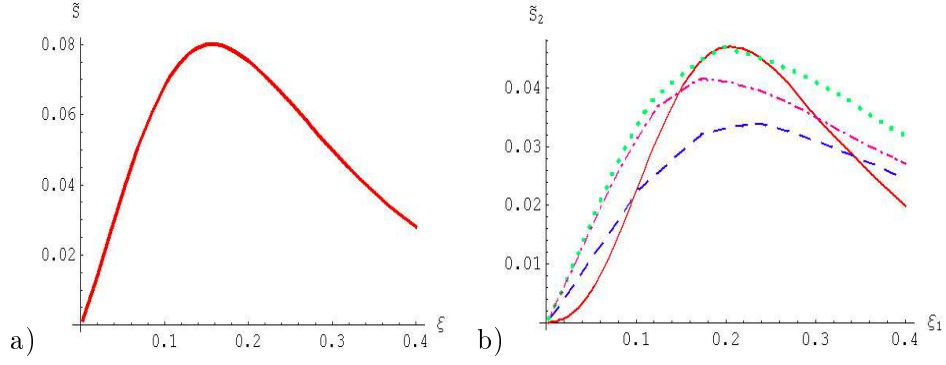


Рис. 3.19: Значения абсорбтивных поправок, проинтегрированных с форм-факторами в области $0.01 \text{ ГэВ}^2 < |t_i| < 1.2 \text{ ГэВ}^2$. а) $\tilde{S}(\xi)$; б) $\tilde{S}_2(\xi_1, \xi_2)$: $\xi_2 = \xi_1$ (сплошная), $\xi_2 = 0.1$ (штриховая), $\xi_2 = 0.2$ (пунктирная) и $\xi_2 = 0.3$ (штрих-пунктирная).

(поначалу с достаточно большими ошибками), используя следующую процедуру:

$$\tilde{S}(s, \xi) = \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt S\left(\frac{s}{s_0}, \xi, t\right) F_\pi(\xi, t), \quad \sigma_{\pi p}(M_{\pi p}^2) = \frac{d\sigma_{S\pi E}}{d\xi}, \quad \xi \simeq \frac{M_{\pi p}^2}{s}, \quad (3.37)$$

$$\tilde{S}_2(s, \xi_1, \xi_2) = \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt_1 dt_2 S_2\left(\frac{s}{s_0}, \xi_{1,2}, t_{1,2}\right) F_\pi(\xi_1, t_1) F_\pi(\xi_2, t_2), \quad (3.38)$$

$$\tilde{S}_2(s, \xi_0) = \int_{-y_0}^{y_0} dy \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt_1 dt_2 S_2\left(\frac{s}{s_0}, \xi_{1,2}, t_{1,2}\right) F_\pi(\xi_1, t_1) F_\pi(\xi_2, t_2), \quad (3.39)$$

$$\sigma_{\pi\pi}(M_{\pi\pi}^2) = \frac{d\sigma_{D\pi E}}{d\xi_0}, \quad \xi_0 \simeq \frac{M_{\pi\pi}}{\sqrt{s}}, \quad \xi_{1,2} = \xi_0 e^{\pm y}, \quad y_0 = \ln \frac{\xi_{max}}{\xi_0}. \quad (3.40)$$

Функции $\tilde{S}_2(\xi_1, \xi_2)$, $\tilde{S}(\xi)$ и $\tilde{S}_2(\xi_0)$ изображены на рисунках 3.19, 3.20. Для уменьшения теоретических ошибок \tilde{S} и \tilde{S}_2 нам нужно измерить полное и упругое сечения pp при 10 ТэВ, так как все модели для абсорбтивных поправок нормированы на сечения pp рассеяния. В настоящий момент мы оцениваем теоретическую ошибку как величину меньше 10% для данного метода из предсказанных в разных популярных моделях значений pp сечений.

Чтобы оценить полный эффект абсорбции, мы должны взять отношение

$$S_{tot} = \int_{\Omega'} \frac{d\sigma}{d\Phi} \bigg/ \int_{\Omega'} \frac{d\sigma_0}{d\Phi}, \quad (3.41)$$

$$\Omega' : \xi_{min} = 10^{-3} < \xi_i < \xi_{max}, \quad 0.01 \text{ ГэВ}^2 < |t| < 0.5 \text{ ГэВ}^2. \quad (3.42)$$

Φ - фазовый объем для $S\pi E$ ($D\pi E$), и $d\sigma_0/d\Phi$ - сечение без абсорбтивных поправок (то есть для $S \equiv S_2 \equiv 1$). Результаты перечисляются в таблице 3.6.

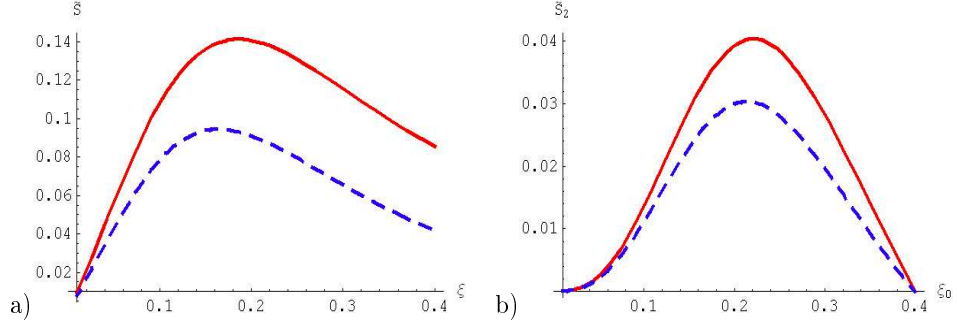


Рис. 3.20: Поправки перерасеяния, проинтегрированные с форм-факторами для $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ (сплошная) и $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (штриховая): а) $\tilde{S}(s, \xi)$; б) $\tilde{S}_2(s, \xi_0)$.

Таблица 3.6: Полные абсорбтивные поправки для эксклюзивных процессов $S\pi E$ и $D\pi E$ в кинематической области $0.01 \text{ ГэВ}^2 < |t_i| < 0.5 \text{ ГэВ}^2$, $\xi_{min} = 10^{-3} < \xi_i < \xi_{max}$ для параметризаций из [235] и [236, 237]

ξ_{max}	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4
$S_{tot, S\pi E}$	0.39	0.34	0.27	0.22	0.18
$S_{tot, D\pi E}$	0.47	0.41	0.33	0.26	0.25

Предложенный метод извлечения сечений (3.37), который использовался в очень узком интервале по t , был применен для извлечения полных π^+p сечений при низких энергиях (см. ниже). Показано, что извлеченные точки близки к реальным данным и четырем модельным предсказаниям, что является подтверждением применимости данного метода.

3.3 Оценки процессов с ρ и a_2 обменами

В этом разделе даются вычисления событий, изображенных на рисунках 3.4b),f), которые называются одиночным (SRE) и двойным (DRE) реджеонными обменами. В DRE вклады $\pi \rho$ и πa_2 столкновений преобладают над $\rho \rho$, ρa_2 и $a_2 a_2$ процессами.

Для вкладов ρ и a_2 мы можем записать формулы:

$$\frac{d\sigma_{SRE}}{d\xi dt} = F_R(\xi, t) S_R(s/s_0, \xi, t) \sigma_{R^+p}(\xi s), \quad (3.43)$$

$$\frac{d\sigma_{DR\pi E}}{d\xi_1 d\xi_2 dt_1 dt_2} = F_{R\pi}(\xi_1, \xi_2, t_1, t_2) S_{R,2}(s/s_0, \{\xi_i\}, \{t_i\}) \sigma_{R^+\pi^+}(\xi_1 \xi_2 s), \quad (3.44)$$

$$F_R(\xi, t) = \frac{|\eta_R|^2 \tilde{G}_{R+pn}^2}{16\pi^2} e^{2b_R t} \xi^{1-2\alpha_R(t)} \left(1 + \kappa_R^2 \frac{\vec{q}^2}{4m_p^2} \right), \quad (3.45)$$

$$F_{R\pi}(\{\xi_i\}, \{t_i\}) = F_0(1)F_R(2) + F_0(2)F_R(1) + 2\sqrt{\frac{F_0(1)F_0(2)F_R(1)F_R(2)}{t_1 t_2 (1-\xi_1)(1-\xi_2)}} \\ \times \frac{\left(m_p \xi_1 + \vec{q}_1^2 \frac{\kappa_R}{2m_p} \right) \left(m_p \xi_2 + \vec{q}_2^2 \frac{\kappa_R}{2m_p} \right)}{\left(1 + \vec{q}_1^2 \frac{\kappa_R^2}{4m_p^2} \right) \left(1 + \vec{q}_2^2 \frac{\kappa_R^2}{4m_p^2} \right)}, \quad (3.46)$$

$$F_{0,R}(i) = F_{0,R}(\xi_i, t_i), \quad \vec{q}_i^2 \simeq -t_i(1-\xi_i) - m_p^2 \xi_i^2. \quad (3.47)$$

Здесь $\kappa_R = 8$ - отношение амплитуд с переворотом спина и без переворота спина, $\alpha_R(t) \simeq 0.5 + 0.9t$ и параметры для ρ , a_2 мезонов [238]

$$\eta_\rho = -i + 1, \quad \eta_{a_2} = i + 1, \quad (3.48)$$

$$b_\rho = 2 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad b_{a_2} = 1 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad (3.49)$$

$$\frac{\tilde{G}_{\rho+pn}^2}{8\pi} = 0.18 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad \frac{\tilde{G}_{a_2+pn}^2}{8\pi} = 0.405 \text{ ГэВ}^{-2}. \quad (3.50)$$

Поправки перерасеяния S_R и $S_{R,2}$ вычисляются таким же методом, какой был использован в [42],[43]. Основные предположения в наших вычислениях:

- вклады ρ , ρ , a_2 и a_2 малы;
- интерференционные члены типа $T_{S\pi E}^* T_{SRE}$, $T_{DR\pi E}^* T_{DR'\pi E}$ достаточно малы [229], $R, R' = \pi, \rho, a_2, R \neq R'$, где T - амплитуды соответствующих процессов;
- приближенные соотношения $\sigma_{R+p} \simeq \sigma_{\pi+p}$, $\sigma_{R+\pi^+} \simeq \sigma_{\pi^+\pi^+}$ [229].

Рассмотрим вклады мезонных обменов как источника дополнительных фонов для $S\pi E$ и $D\pi E$. На рисунках 3.21 и 3.22 вы можете видеть вклады обменов пионом и реджеонами (сумма ρ и a_2) в одиночную (CE) и двойную (DCE) перезарядку. Здесь мы используем кинематическую переменную r , которая равна поперечному расстоянию от пучка и связана напрямую с псевдобыстротой $r = L/\text{sh}(\eta)$. $L = 14000$ см - продольное расстояние от точки взаимодействия до детектора. Наилучшая ситуация наблюдается при $\sqrt{s} = 900$ ГэВ. Так как геометрический порог регистрации детектора $r \leq 5$ см, он обрезает реджеонные фоны практически полностью для CE (рисунок 3.21b) и значительную часть для DCE (рисунок 3.21d). При 7 ТэВ ситуация не настолько хорошая для DCE, даже если сделать обрезание $r \leq 1$ см (см. рисунок 3.22d). В этом случае сложно отделить разные вклады в DCE.

Монте-Карло моделирование показывает относительные вклады детально (см. рисунок 3.23 и таблицу 3.7). Ситуация CE достаточно обнадеживающая, так как реджеонный фон меньше, чем 10% для больших инвариантных масс (или ξ), а для DCE он может достигать 19.3 (43.4)% при $\sqrt{s} = 0.9(7)$ ТэВ в связи с похожими распределениями по r .

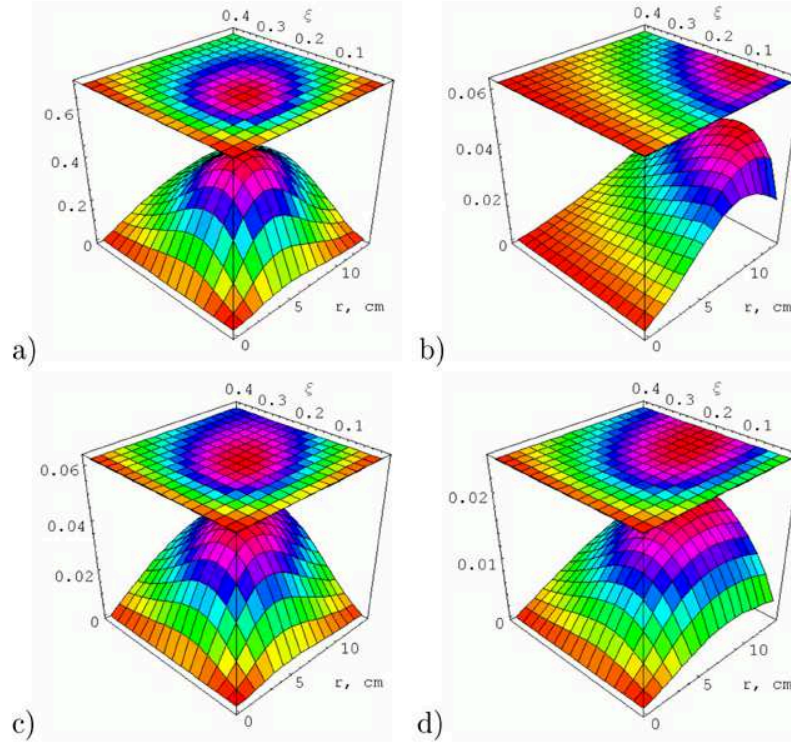


Рис. 3.21: Сечения $\frac{d\sigma}{d\xi dr}$ в $\text{мб}\cdot\text{см}^{-1}$ при $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ для: а) $S\pi E$; б) $S\rho E+S a_2 E$; в) $D\pi E$; д) $D\rho\pi E+D a_2\pi E$.

Таблица 3.7: Относительные вклады реджеонов в SE и DCE в области детектора ZDC.

\sqrt{s} , ТэВ		0.9	7
$(\sigma_{S\rho E} + \sigma_{S a_2 E})/\sigma_{S\pi E}$, %		10.7	8.2
ZDC acceptance, %	$S\pi E$	27.8	86.6
	$S\rho E$	10.8	86.8
	$S a_2 E$	6.7	86.7
$\langle(N_{S\rho E} + N_{S a_2 E})/N_{S\pi E}\rangle$, %		3.0	8.2
$(\sigma_{D\rho\pi E} + \sigma_{D a_2\pi E})/\sigma_{D\pi\pi E}$, %		47.3	43.4
ZDC acceptance, %	$D\pi\pi E$	4.80	99.6
	$D\rho\pi E$	0.28	99.8
	$D a_2\pi E$	0.65	99.7
$\langle(N_{D\rho\pi E} + N_{D a_2\pi E})/N_{D\pi\pi E}\rangle$, %		19.3	43.4

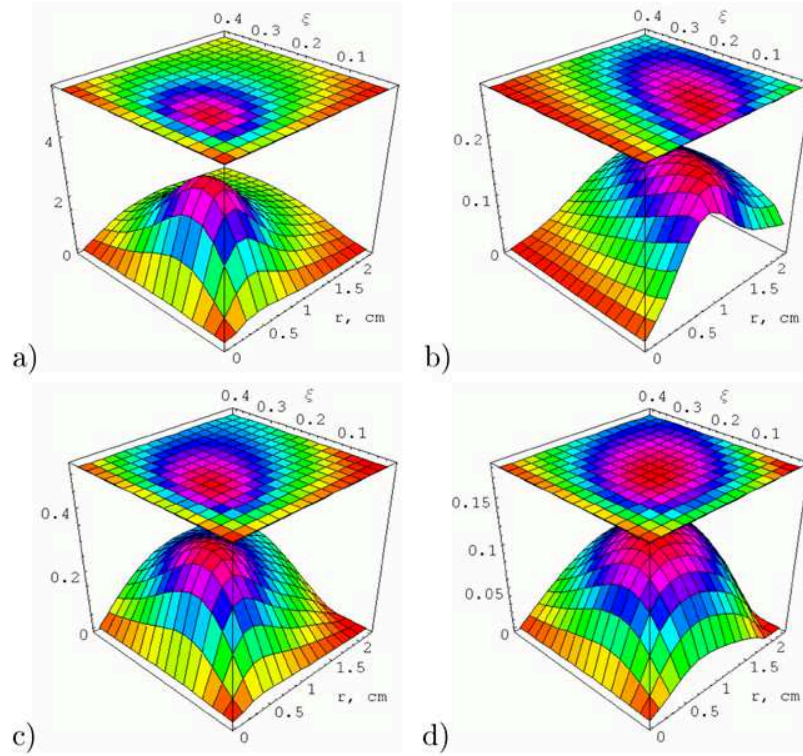


Рис. 3.22: Сечения $\frac{d\sigma}{d\xi dr}$ в мб·см⁻¹ при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ для: а) $S\pi E$; б) $S\rho E + Sa_2 E$; в) $D\pi E$; д) $D\rho\pi E + Da_2\pi E$.

3.4 Сечения пион-протонных столкновений при низких энергиях

3.4.1 Экспериментальные данные и извлечение полных сечений

Тем не менее наша принципиальная цель - **извлечь $\sigma_{\pi+p}(s)$ из данных**. Для этой задачи нам нужна процедура такого извлечения, описанная ранее. Используем этот метод и вычислим фактор, стоящий в дифференциальном сечении перед сечением $\sigma_{\pi+p}$ в (3.1) при некотором малом $t \simeq -0.014$, и затем разделим экспериментальное значение на этот фактор. Для фиксированного значения t мы получаем $\xi \simeq 0.125$ для $\vec{q} \sim 0$. Это удобно для оценок. Нам нужно взять данные ISR [28] для сечения $E d\sigma/d^3p$ при $x = 1 - \xi = 0.875$, и мы получим приближенную формулу для полного сечения π^+p рассеяния

$$\begin{aligned} \sigma_{\pi+p}(0.125 s) &\simeq \frac{\pi}{1.7 \cdot (3 \text{ ГэВ}^{-2}) \cdot S(s/s_0, 0.125, 0)} \left(E \frac{d\sigma(\vec{q} \sim 0)}{d^3p} \right) \simeq \\ &\simeq (0.9 \text{ ГэВ}^2) \left(E \frac{d\sigma(\vec{q} \sim 0)}{d^3p} \right), \end{aligned} \quad (3.51)$$

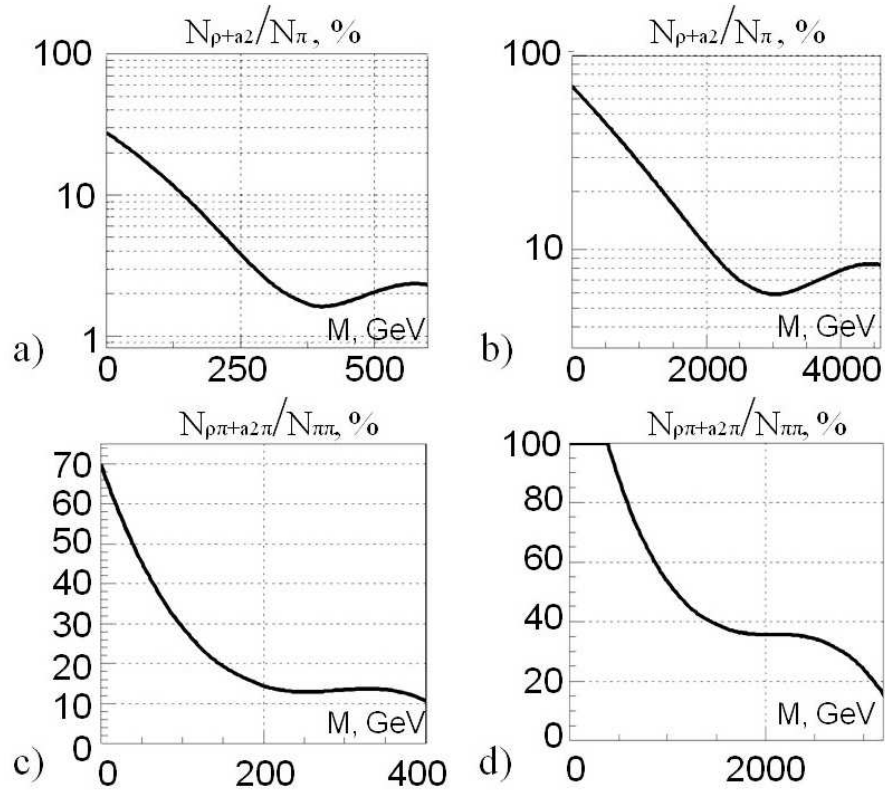


Рис. 3.23: Отношения количества событий с реджеонными обменами к количеству пионных обменов в области детектирования ZDC в зависимости от инвариантной массы реджеон-протонной (реджеон-реджеонной) системы: а) $(N_{S\rho E} + N_{Sa_2E})/N_{S\pi E}$, $\sqrt{s} = 900$ ГэВ; б) $(N_{S\rho E} + N_{Sa_2E})/N_{S\pi E}$, $\sqrt{s} = 7$ ТэВ; в) $(N_{D\rho\pi E} + N_{Da_2\pi E})/N_{D\pi E}$, $\sqrt{s} = 900$ ГэВ; г) $(N_{D\rho\pi E} + N_{Da_2\pi E})/N_{D\pi E}$, $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Результаты для различных моделей похожи.

где $S(s/s_0, 0.125, 0) \simeq 0.68$. Для малых энергий мы получаем достаточно адекватные предсказания для сечений (см. таблицу 3.8 и рисунок 3.24), которые сравнимы с реальными измерениями π^+p рассеяния [239], если учесть реджеонные поправки.

Таблица 3.8: Полные сечения π^+p рассеяния, извлеченные из данных ISR [28], NA49 [33] (первые числа), HERA [19] и PHENIX [34] (последние два значения). Последний столбец показывает значения из параметризации COMPETE (3.19).

\sqrt{s} , ГэВ	9.4	10.8	15.9	18.7	22.2	50	70
σ_{π^+p} , мб	20 ± 3.75	21.4 ± 2.3	22.8 ± 1.9	21.4 ± 1.6	23.2 ± 1.5	31 ± 3.6	25.9 ± 4.5
$\sigma_{\pi^+p}^{exp}$, мб	23.2	23.19	23.55	23.85	24.27	27.43	29.3

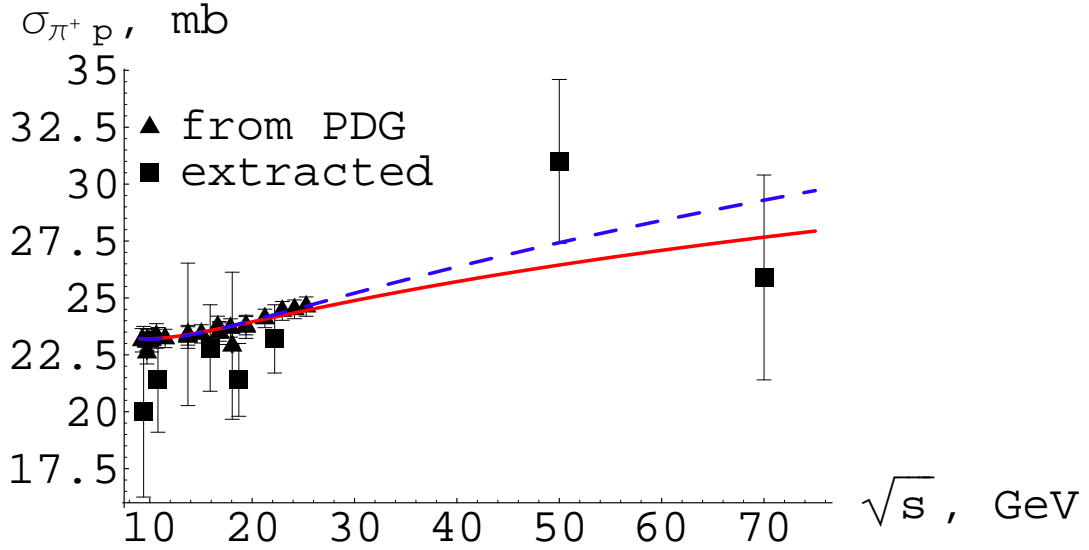


Рис. 3.24: $\sigma_{\pi^+ p}$, извлеченные из данных [19],[28],[33],[34] и измеренные в реальных экспериментах [239]. Две параметризации (3.18) (сплошная) и (3.19) (штриховая) тоже показаны на рисунке.

3.5 Сечения пион-протонных столкновений при высоких энергиях

3.5.1 Полные сечения. Оценки фонов

В этой части предлагается осуществить измерения $S\pi E$, рисунок 3.3 (а), и $D\pi E$, рисунок 3.3 (b), на БАК при помощи детекторов CMS [240] при 10 ТэВ. Для детектирования лидирующих нейтронов можно использовать ZDC (Zero Degree Calorimeter) [227]. ZDC расположены с обеих сторон CMS на расстоянии 140 м от точки взаимодействия и состоят из электромагнитной и адронной частей. Он сконструирован для измерений нейтронов и гамма-квантов в области псевдобыстрот $|\eta| > 8.5$. Этот тип детекторов широко используется в экспериментах RHIC с 2001 года [241].

Для изучения процессов $S\pi E$ и $D\pi E$ был написан генератор MonChER (см. главу 5). Кинематика реакций $S\pi E$ и $D\pi E$ определяется ξ_n и t_n лидирующего нейтрона. Вершина $p\pi_{virt}^+n$ генерируется на основе модели, описанной выше. PYTHIA 6.420 [242] использована для генерации $\pi_{virt}^+p \rightarrow X$ в $S\pi E$ и $\pi_{virt}^+\pi_{virt}^+ \rightarrow X$ в $D\pi E$. Неупругие процессы, включающие ОДД и ДДД (SD и DD) и события “minimum bias” (MB)¹, были исследованы как возможные фоны для $S\pi E$ и $D\pi E$. Все фоно-

¹Обычно MB включают $S\pi E$ и $D\pi E$. Здесь, MB будет означать недифракционные КХД события “minimum bias” за вычетом процессов $S\pi E$ и $D\pi E$

вые процессы были сгенерированы при помощи пакета PYTHIA 6.420. Сечения для сигнала и фона при 10 ТэВ имеют следующее соотношение ²:

$$D\pi E : S\pi E : DD : SD : MB = 0.2 : 2.6 : 9.7 : 14 : 50 \text{ мб.}$$

Распределения по псевдобыстроте для этих процессов показаны на рисунке 3.25. Все процессы имеют зарегистрированные лидирующие нейтроны в области ZDC, $|\eta| > 8.5$. Так, SD, DD, и MB могут имитировать события SπE и DπE, а также SπE может быть существенным фоном при измерениях DπE.

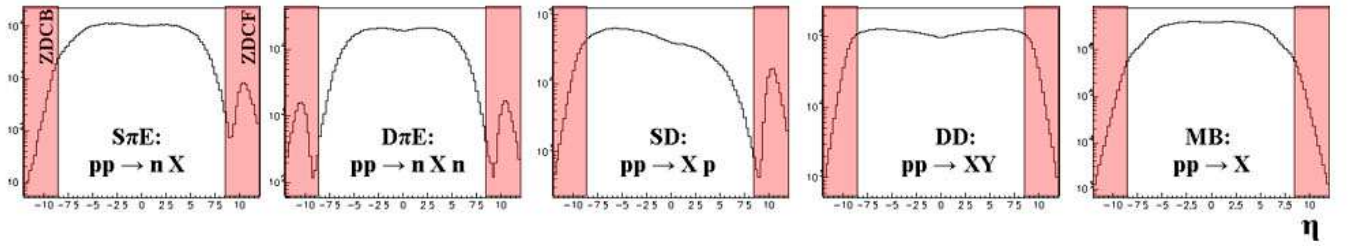


Рис. 3.25: Распределения по псевдобыстроте для сигнала (SπE, DπE) и фона (SD, DD, MB).

Во первых, события прошли следующий отбор:

$$TS\pi E : \begin{cases} N_n^f > 0 & .and. & N_n^b = 0 & .and. & \xi_n^f < 0.4 \\ N_n^b > 0 & .and. & N_n^f = 0 & .and. & \xi_n^b < 0.4 \end{cases} \quad (3.52)$$

для SπE и

$$TD\pi E : \begin{cases} N_n^f > 0 & .and. & N_n^b > 0 \\ \xi_n^f < 0.4 & .and. & \xi_n^b < 0.4 \end{cases} \quad (3.53)$$

для DπE. Здесь N_n^f (N_n^b) - количество нейтронов, попавших в передний (задний) ZDC, ξ_n^f (ξ_n^b) - относительная потеря энергии переднего (заднего) лидирующего нейтрона. То есть для отборов SπE мы выбираем события с нейтронами в переднем или заднем ZDC и отсутствием нейтронов в противоположном ZDC. Для DπE, мы отбираем события с нейтронами в обоих ZDC. Такие отборы убирают ~ 90% фона для SπE и уменьшают фон для DπE примерно в 240 раз, см. таблицы 3.9 и 3.10.

	SπE	:	DπE	:	SD	:	DD	:	MB	S	:	B
NOT. TSπE	1	:	0.08	:	5.4	:	3.8	:	19.2	1	:	28.4
TSπE	1	:	0	:	0.8	:	0.8	:	1.2	1	:	2.7

Таблица 3.9: Отношение SπE и фонов до и после отбора TSπE, см. (3.52).

²Сечения для SπE и DπE даны для $\xi_n < 0.4$

	D π E	S π E	SD	DD	MB	S	B
NOT. TD π E	1	13	70	49	250	1	382
TD π E	1	0.5	0	0.8	0.3	1	1.6

Таблица 3.10: Отношение D π E и фонов до и после отбора TD π E, см. (3.53).

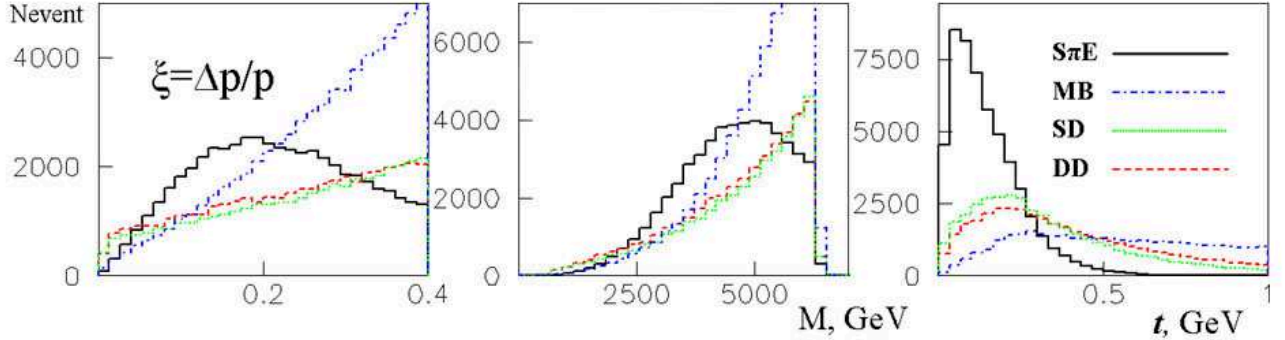


Рис. 3.26: Распределения ξ и t лидирующего нейтрона и $M = \sqrt{\xi s}$ для событий S π E, SD, DD и MB (отборы TS π E (3.52)).

Тем не менее, отношение сигнал/фон остается $\sim 1/3$ для S π E и $\sim 2/3$ для D π E. Рисунок 3.26 показывает распределения ξ и t лидирующего нейтрона и $M = \sqrt{\xi s}$ после отбора TS π E для событий S π E, SD, DD и MB. Видно, что обрезание по t ($|t| < 0.25 \text{ ГэВ}^2$) должно очень эффективно подавить фон для S π E. К сожалению, в существующей конструкции ZDC это свойство поддерживается очень ограниченно³.

Для поиска других отборов, подавляющих оставшиеся фоны, мы используем события S π E с нейтронами в переднем ZDC и будем смотреть на данные от других калориметров CMS: Barrel, Endcap, HF, CASTOR и электромагнитной части ZDC. Была обнаружена значительная разница в количестве столкновений и в распределении полной энергии для SD и DD в сравнении с S π E в Barrel, Endcap и HF. Как пример, мы показываем число ударов и суммарный вклад энергии в переднем и заднем HF для всех изучаемых процессов, см. рисунок 3.27.

Отбор

$$\text{THFhitsS}\pi\text{E} : \left[\begin{array}{l} N_n^f > 0 \text{ .and. } N_n^b = 0 \text{ .and. } \xi_n^f < 0.4 \text{ .and. } N_{\text{hits}}^{\text{HFB}} > 7 \\ N_n^b > 0 \text{ .and. } N_n^f = 0 \text{ .and. } \xi_n^b < 0.4 \text{ .and. } N_{\text{hits}}^{\text{HFF}} > 7 \end{array} \right. \quad (3.54)$$

где $N_{\text{hits}}^{\text{HF}}$ - количество ударов в HF, делает фоны от SD и DD пренебрежимо малы-

³Электромагнитная часть ZDC могла бы быть использована для измерения горизонтального отклонения нейтрона с эффективностью 50% [243]

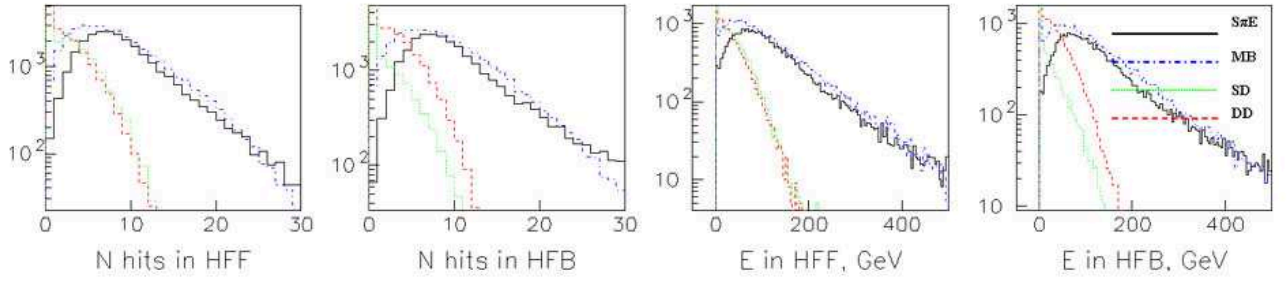


Рис. 3.27: Количество ударов и суммарный вклад энергии в переднем и заднем HF.

ми, но не оказывает никакого влияния на события MB. Таблица 3.11 показывает отношения сигнал/фон с отбором (3.54). В области масс меньше 5000 ГэВ мы можем ожидать сигнал/фон $\sim 10/6$.

Для подавления событий MB нужно потребовать дополнительные обрезания, используя переменную t лидирующего нейтрона:

$$T_{\text{max}S\pi E} : |t_n| < 0.2 \text{ ГэВ}^2 \quad (3.55)$$

Как показано в таблице 3.11, отбор (3.55) подавляет события MB примерно в 8.7 раз и делает отношение сигнал/фон $\sim 100/8$. Рисунок 3.28 представляет распределение по M для $S\pi E$ и фона с отборами (3.54) и (3.55). То же самое отношение сигнал/фон для процесса $D\pi E$ может быть достигнуто с отборами

$$T_{\text{HFhits}D\pi E} : N_{\text{hits}}^{\text{HFF}} > 4 \quad \text{.and.} \quad N_{\text{hits}}^{\text{HFB}} > 4 \quad (3.56)$$

и

$$T_{\text{max}D\pi E} : |t_n^f| < 0.3 \text{ ГэВ}^2 \quad \text{.and.} \quad |t_n^b| < 0.3 \text{ ГэВ}^2. \quad (3.57)$$

	$S\pi E$	SD	DD	MB	S	B
$T_{\text{Nhits}S\pi E}$	1	0.013	0.06	0.48	1	0.56
$T_{\text{Nhits}S\pi E} \text{.and.} T_{\text{R}t_{\text{max}S\pi E}}$	1	0.005	0.02	0.055	1	0.08

Таблица 3.11: Отношение $S\pi E$ к фону с отборами $T_{\text{Nhits}S\pi E}$ (3.54) и $T_{\text{max}S\pi E}$ (3.55).

Таблица 3.12 показывает отношения для $D\pi E$ и фона с отборами (3.56) и (3.57). Рисунок 3.28 представляет распределение по M для $D\pi E$ и фона с отборами (3.56) и (3.57).

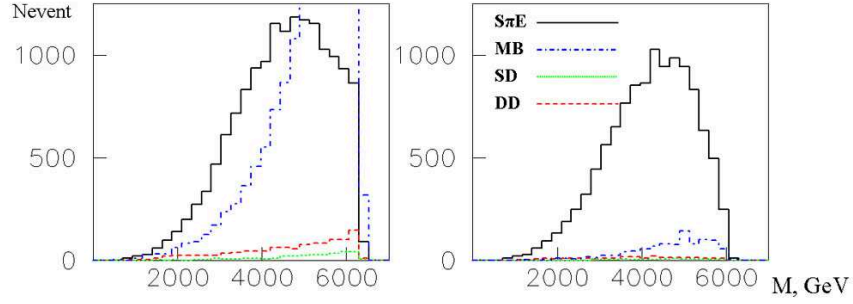


Рис. 3.28: Распределение по $M = \sqrt{\xi_n s}$ для $S\pi E$ и фона, отборы (3.54) (левый) и (3.55) (правый).

	D πE : S πE : SD : DD : MB	S : B
TNhitsD πE	1 : 0.47 : 0.0 : 0.03 : 0.2	1 : 0.7
TNhitsD πE .and.TRtmaxD πE	1 : 0.06 : 0.0 : 0.005 : 0.004	1 : 0.07

Таблица 3.12: Отношение D πE к фону с отборами TNhitsD πE (3.56) и TtmaxD πE (3.57).

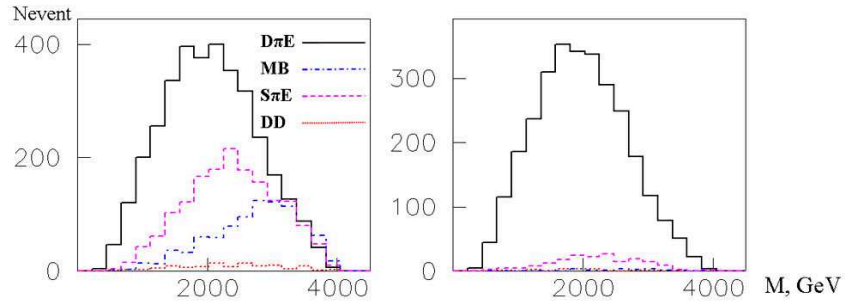


Рис. 3.29: Распределение по $M = \sqrt{\xi_n^f \xi_n^b s}$ для D πE и фона, отборы (3.56) (левый) и (3.57) (правый).

3.5.2 Упругие сечения. Оценки фонов

В этом разделе проводится анализ возможностей CMS [240] для измерений упругих π^+p и $\pi^+\pi^+$ сечений при 10 ТэВ. CMS ZDC [227, 244] может измерять лидирующие нейтроны в эксклюзивных процессах $S\pi E$, $pp \rightarrow n\pi\pi^+$ (рисунок 3.2а), и

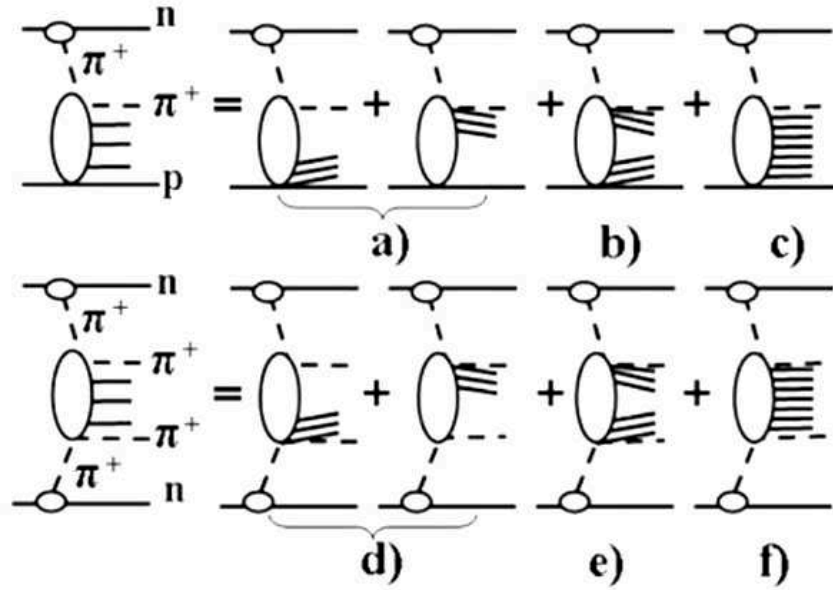


Рис. 3.30: Инклюзивные фоны для $S\pi E$ (a,b,c) и $D\pi E$ (d,e,f). а) ОДД (SD), б) ДДД (DD), с) МВ в канале π^+p , и d) ОДД (SD), е) ДДД (DD), f) МВ в канале $\pi^+\pi^+$.

$D\pi E$, $pp \rightarrow n\pi^+\pi^+n$ (рисунок 3.2с)⁴.

Для моделирования упругого рассеяния π_{virt}^+p и $\pi_{virt}^+\pi_{virt}^+$ использован пакет RUTHIA 6.420 [242]. Очевидно, что π_{virt}^+ и p (π_{virt}^+ и π_{virt}^+) могут взаимодействовать неупруго и дифракционным образом. Далее, в дифракционных процессах взаимодействия π_{virt}^+ и p , или π_{virt}^+ , или p , или оба могут диссоциировать. Все эти процессы были исследованы как возможные фоны, а также МВ и дифракционные события в pp рассеянии. Диаграммы некоторых фоновых процессов показаны на рисунке 3.30. Сигнал и фон были сгенерированы при помощи пакета MonChER (см. главу 5) и RUTHIA 6.420. Сечение $S\pi E$, включающее все типы взаимодействий π_{virt}^+p , оценивается 2.6 мб при 10 ТэВ и $\xi_n < 0.4$ [42]. Соответствующие

⁴Далее эксклюзивные процессы $S\pi E$ ($D\pi E$), то есть $S\pi E$ ($D\pi E$) с π_{virt}^+p ($\pi_{virt}^+\pi_{virt}^+$), рассеиваемых упруго, будут обозначаться как $S\pi E_{elastic}$ ($D\pi E_{elastic}$) для краткости.

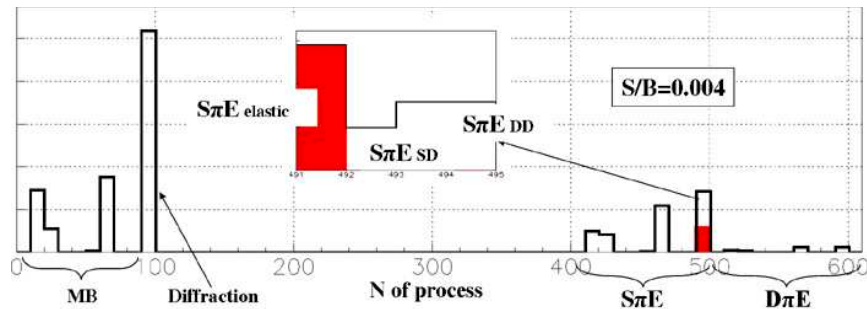


Рис. 3.31: Отношение событий для $S\pi E_{elastic}$ (заштриховано) и фона.

сечения для сигнала и фона выписаны ниже.

Сигнал:

- $S\pi E_{elastic} : \sigma_{pp \rightarrow n p \pi^+} = 0.33$ мб.

Фоны от pp и неупругих $S\pi E$ событий:

- МВ события: $\sigma_{pp \rightarrow X} = 50$ мб;
- ОДД: $\sigma_{pp \rightarrow p X} = 14$ мб ;
- ДДД: $\sigma_{pp \rightarrow X Y} = 9.7$ мб;
- $S\pi E$, МВ в канале $\pi_{virt}^+ p$, рисунок 3.30c: $\sigma_{pp \rightarrow n X} = 1.54$ мб;
- $S\pi E$, ОДД в канале $\pi_{virt}^+ p$ с диссоциацией протона, рисунок 3.30a: $\sigma_{pp \rightarrow n \pi^+ X} = 0.23$ мб;
- $S\pi E$, ОДД в канале $\pi_{virt}^+ p$ с диссоциацией π^+ , рисунок 3.30a: $\sigma_{pp \rightarrow n p X} = 0.20$ мб;
- $S\pi E$, ДДД в канале $\pi_{virt}^+ p$, рисунок 3.30b: $\sigma_{pp \rightarrow n X Y} = 0.27$ мб.

Рисунок 3.31 показывает отношение событий $S\pi E_{elastic}$ (заштриховано) и фона. На картинке процессы МВ обозначены номерами меньше 90, а дифракционные процессы имеют номера 92, 93 и 94, согласно определениям пакета RUTHIA. Все процессы $S\pi E$ расположены между номерами 400 и 500 и процессы $D\pi E$ - в области от 500 до 600 в представленной генерации. Сигнальные процессы, $S\pi E_{elastic}$ и $D\pi E_{elastic}$, имеют номера 491 и 591 соответственно. События $S\pi E_{elastic}$ дают вклад $\sim 0.4\%$ в полные сечения, события $D\pi E_{elastic}$ дают вклад только 0.025% .

События $D\pi E$ смоделированы похожим методом, как и $S\pi E$. Сечение $D\pi E$, включающее все типы $\pi_{virt}^+ \pi_{virt}^+$ взаимодействий, оценены как 200 мкб при 10 ТэВ и $\xi_{n1, n2} < 0.4$ [42]. Соответствующие сечения для сигнала и неупругого фона $D\pi E$ выписаны далее.

Сигнал:

- $D\pi E_{elastic} : \sigma_{pp \rightarrow n \pi^+ \pi^+ n} = 24$ мкб.

Фоны для неупругих событий $D\pi E$:

- $D\pi E$, МВ в канале $\pi_{virt}^+ \pi_{virt}^+$, рисунок 3.30(f): $\sigma_{pp \rightarrow n X n} = 124$ мкб;
- $D\pi E$, ОДД в канале $\pi_{virt}^+ \pi_{virt}^+$, рисунок 3.30d: $\sigma_{pp \rightarrow n \pi^+ X n} = 30$ мкб;
- $D\pi E$, ДДД в канале $\pi_{virt}^+ \pi_{virt}^+$, рисунок 3.30(e): $\sigma_{pp \rightarrow n X Y n} = 22$ мкб.

Неупругие и дифракционные pp взаимодействия генерируют фоновые события для $D\pi E_{elastic}$, а также для $S\pi E_{elastic}$. Более того, упругие и неупругие процессы $S\pi E$ генерируют сильные фоны для $D\pi E_{elastic}$ в дополнение к неупругим pp и $D\pi E$. И, наоборот, упругие и неупругие события $D\pi E$ могут имитировать $S\pi E_{elastic}$. В моделировании сечений для $S\pi E_{elastic}$ и $D\pi E_{elastic}$ сигналов, использовались модели для упругих событий $\pi_{virt}^+ p$ и $\pi_{virt}^+ \pi_{virt}^+$, встроенных в RUTHIA 6.420. Значения этих сечений близки к параметризациям [235] и [236, 237], см. таблицы 3.2 и 3.4. Отношение упругого сигнала $S\pi E$ и неупругих событий (часть фона) представлены на рисунке 3.32а. Рисунок 3.32b показывает то же самое для $D\pi E$.

Как и ранее, для отбора $S\pi E$ мы используем события с нейтронами в переднем или заднем ZDC и отсутствием нейтронов в противоположном:

$$\left[\begin{array}{l} N_n^f > 0 \quad \& \quad N_n^b = 0 \\ N_n^b > 0 \quad \& \quad N_n^f = 0. \end{array} \right. \quad (3.58)$$

Для $D\pi E$ выбираем события с нейтронами в обоих ZDC:

$$N_n^f > 0 \quad \& \quad N_n^b > 0. \quad (3.59)$$

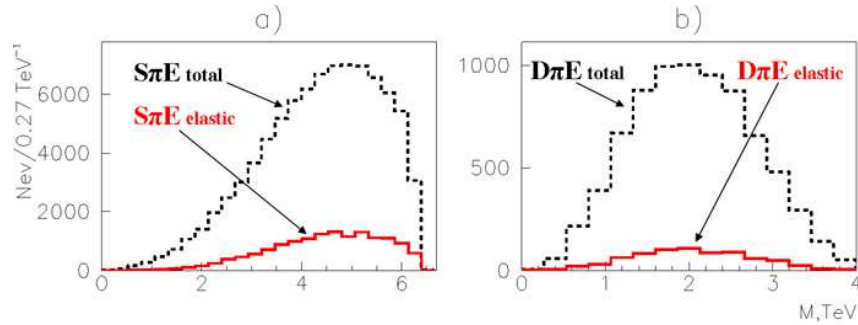


Рис. 3.32: (а) $S\pi E$ упругое (сплошная) и полное (пунктирная) события, распределения в зависимости от инвариантной массы ($\pi_{virt}^+ p$); (б) $D\pi E$ упругое (сплошная) и полное (пунктирная) события, распределения в зависимости от инвариантной массы ($\pi_{virt}^+ \pi_{virt}^+$).

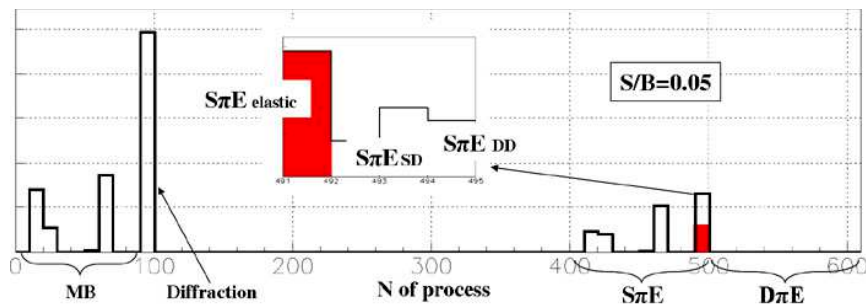


Рис. 3.33: Отношение событий сигнала $S\pi E_{elastic}$ (заштриховано) и фона после отбора (3.58).

Здесь, N_n^f (N_n^b) количество нейтронов, ударяющихся в передний (задний) ZDC. Такие отборы уменьшают фон для $S\pi E_{elastic}$ ($D\pi E_{elastic}$) в 14 (160) раз. Отношение сигнал/фон становится равным 0.05 для $S\pi E_{elastic}$ и 0.04 для $D\pi E_{elastic}$. Рисунок 3.33 показывает отношение событий $S\pi E_{elastic}$ (заштриховано) и фона после отбора (3.58). Та же самая картина нарисована для $D\pi E_{elastic}$ -сигнала и фона после отбора (3.59), рисунок 3.34.

Сигнал $S\pi E_{elastic}$ ($pp \rightarrow n\pi^+p$) содержит нейтрон, протон и π^+ в конечном состоянии. Не считая нейтронов, которые летят в ZDC, две другие частицы улетают за область детекторов CMS. Протон, рассеянный упруго, должен двигаться внутри трубы. π^+ мезон должен лететь в том же направлении, что и нейтрон, и он отклоняется также на малый угол (см. рисунок 3.36b). Таким образом, хотя это выглядит парадоксально, мы должны потребовать отсутствие сигнала в детекторах CMS, во всех, кроме ZDC, для триггера $S\pi E_{elastic}$. К примеру, мы можем отбирать события с нулевым сигналом в калориметрах CMS:

$$\begin{cases} N_{\text{BARREL}} = 0 \\ N_{\text{ENDCAP}} = 0 \\ N_{\text{HF}} = 0 \\ N_{\text{CASTOR}} = 0. \end{cases} \quad (3.60)$$

Рисунок 3.35 показывает эффективность такого отбора для $S\pi E_{elastic}$. Отношение сигнал/фон становится близким к 1, то есть мы достигаем усовершенствования в 18 раз лучше в сравнении с предыдущим отбором (3.58). Детальное исследование оставшихся фонов (левый бин на рисунке 3.35) показало, что они содержат процессы ОДД, $pp \rightarrow pN^* \rightarrow pn\pi^+$, где Померонный обмен приводит к возбуждению протона N^* и его последующему распаду на нейтрон и пион (см. диаграмму на рисунке 3.35). Эта реакция может также имитировать процесс $S\pi E_{elastic}$. Однако, дальнейшее детальное изучение обеих реакций показывает различие в их кинематике. Так, t -распределения нейтронов имеют разные параметры наклона. Это может улучшить отношение сигнал/фон до 1.7 при помощи отбора $|t_n| < 0.2 \text{ ГэВ}^2$,

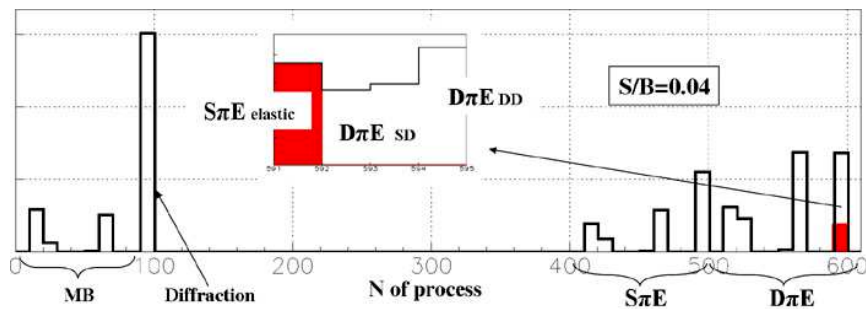


Рис. 3.34: Отношение событий сигнала $D\pi E_{elastic}$ (заштрихован) и фона после отбора (3.59).

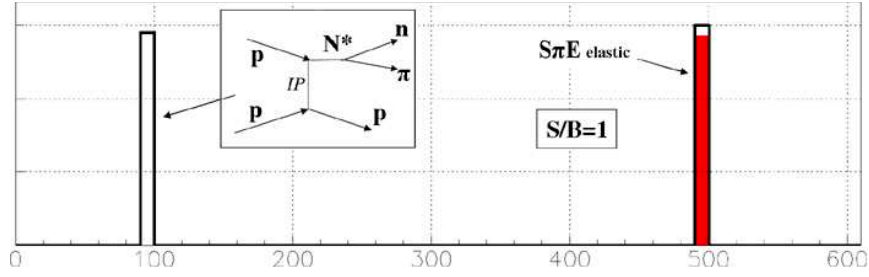


Рис. 3.35: Отношение событий сигнала $S\pi E_{elastic}$ (заштрихован) и фона после отборов (3.58) & (3.60).

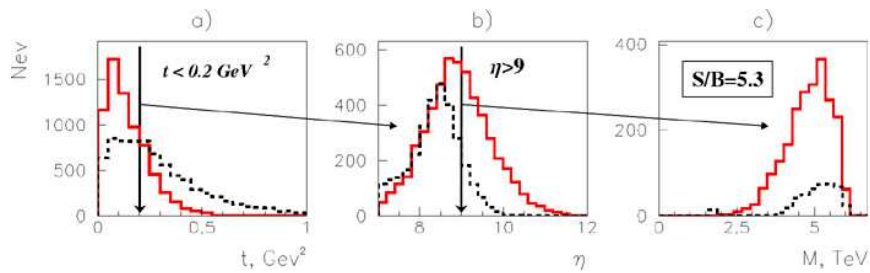


Рис. 3.36: а) t лидирующего нейтрона для сигнала $S\pi E_{elastic}$ (сплошная) и фона (пунктирная) после отборов (3.58) & (3.60); б) η_{π^+} для сигнала $S\pi E_{elastic}$ (сплошная) и фона (пунктирная) после отборов (3.58) & (3.60) & $t_n < 0.2$ ГэВ²; в) распределение по массе (π^+p) для сигнала $S\pi E_{elastic}$ (сплошная) и фона (пунктирная) после отборов (3.58) & (3.60) & $t_n < 0.2$ ГэВ² & $\eta_{\pi^+} > 8.5$.

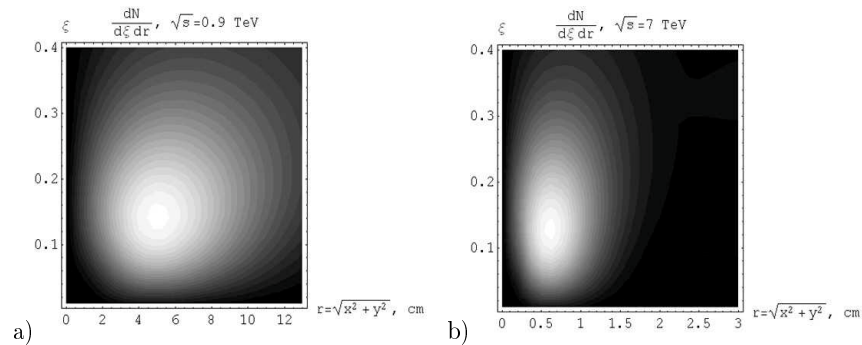


Рис. 3.37: $dN/d\xi dr$ для а) $\sqrt{s} = 900$ ГэВ и б) 7 ТэВ

рисунок 3.36а.

Каждый из CMS ZDC состоит из двух частей, электромагнитной (ЭМ) для измерения фотонов, π_0 , η и так далее, и адронной, которая предназначена для детектирования нейтральных адронов (нейтронов, λ гиперонов) [244]. Разрешение по энергии для адрона порядка $138\%/\sqrt{E} + 13\%$. Электромагнитная часть разделена на слои, которые работают в вертикальном направлении. Эти слои могут быть использованы для измерения горизонтального положения точки столк-

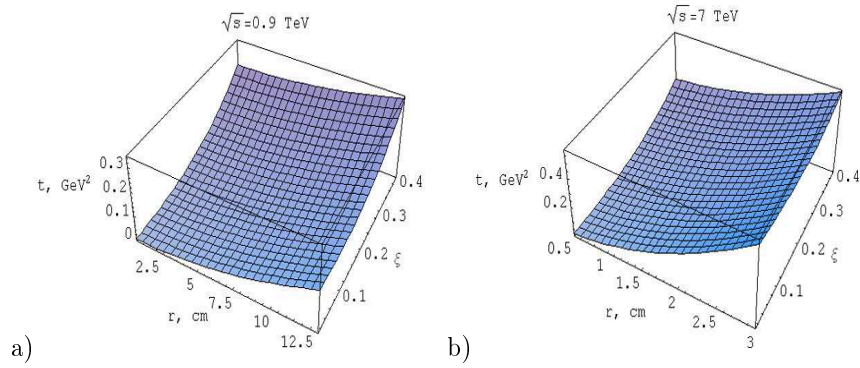


Рис. 3.38: Значение t для нейтронов как функция расстояния от оси столкновения и ξ для а) $\sqrt{s} = 900 \text{ ГэВ}$ and б) 7 ТэВ

новения частицы с разрешением порядка 0.4 см . Адронная часть разделена на 4 сегмента в глубину, но не имеет поперечной сегментации. Около $1/3$ времени нейтроны вызывают ливень в электромагнитной части, и для этих нейтронов мы можем извлечь некоторую информацию о положении. Детекторы ZDC могут быть также использованы для отбора событий в триггере первого уровня CMS.

Геометрическая область калориметра - $\pm 4.4 \text{ см}$ горизонтально и $\pm 5.0 \text{ см}$ вертикально. Для CMS пучки БАК пересекаются в горизонтальной плоскости, и поэтому номинальное положение точки нулевого градуса будет меняться в зависимости от угла пересечения. К примеру, если угол пересечения пучков 140 мкрад , точка нулевого градуса будет при $x = +2 \text{ см}$. Зная энергию и разрешение по положению для детектора, возможно делать грубые измерения углового распределения нейтронов.

ZDC может делать независимые измерения только для потерь энергии нейтронов ξ и расстояния от оси столкновения $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Рисунки 3.37, 3.38 и 3.39 показывают распределение нейтронов, их t и разрешение по t в зависимости от ξ и r для а) $\sqrt{s} = 900 \text{ ГэВ}$ и б) 7 ТэВ . С увеличением энергии радиальное распределение смещается в сторону $r = 0$. Зная текущее разрешение ограниченного положения ZDC, возможно собрать некоторую информацию о t -распределении при $\sqrt{s} = 900 \text{ ГэВ}$. Однако для энергий порядка нескольких ТэВ, возможно, нужно будет усовершенствовать детектор. Рисунок 3.36(b) показывает, что π^+ мезоны отклоняются немного сильнее для сигнала, чем для фона, если у нас установлены счетчики заряженных частиц в области псевдобыстроты $\eta > 9$, это позволяет улучшить отношение сигнал/фон до 5 и выше (рисунок 3.36с). Возможность установки таких счетчиков вдоль пучка БАК с обеих сторон CMS была исследована в [116]. Набор счетчиков FSC (Forward Shower Counters), расположенных на расстояниях от 60 до 140 м от точки взаимодействия, мог бы покрыть область по псевдобыстроте от 8 до 11. Они могли бы регистрировать ливни частиц, индуцированных первоначальными пионами с высокой эффективностью, до 70%. К

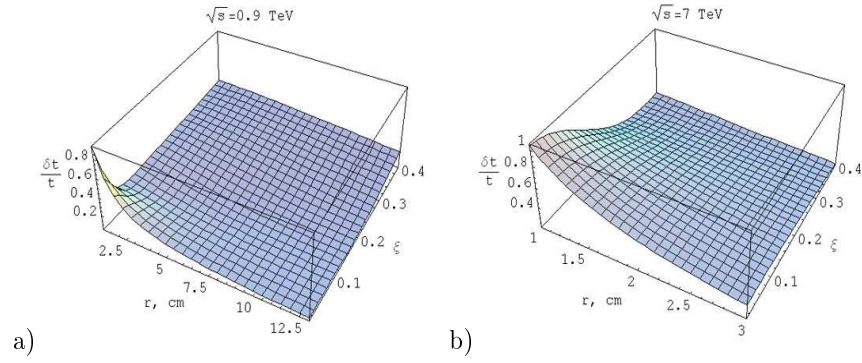


Рис. 3.39: Относительное разрешение для t , то есть $\delta t/t$ для нейтронов как функция расстояния от оси столкновения и ξ для а) $\sqrt{s} = 900$ ГэВ и б) 7 ТэВ. Мы предполагаем, что $\delta r = 0.5$ см, расстояние от детектора до точки взаимодействия равно 140 м и $\delta \xi/\xi \simeq 0.14$

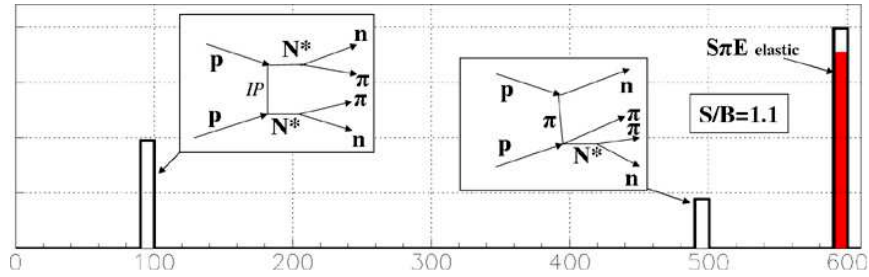


Рис. 3.40: Отношение сигнала $D\pi E_{elastic}$ (заштриховано) и фона после отборов (3.59) & (3.60).

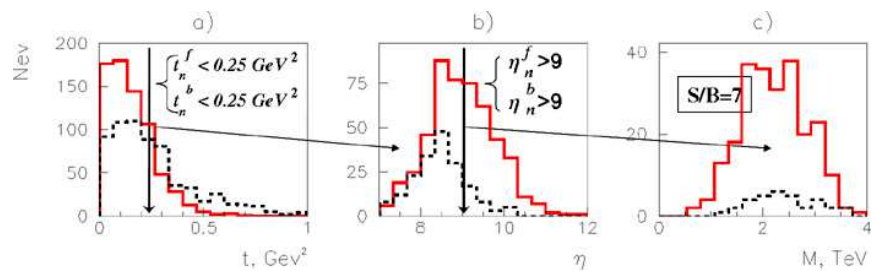


Рис. 3.41: а) t лидирующих нейтронов для сигнала $D\pi E_{elastic}$ (сплошная) и фона (пунктирная) после отборов (3.59) & (3.60); б) η_{π^+} для сигнала $D\pi E_{elastic}$ (сплошная) и фона (пунктирная) после отборов (3.59) & (3.60) & (3.61); в) распределение по массе $(\pi^+\pi^+)$ для сигнала $D\pi E_{elastic}$ (сплошная) и фона (пунктирная) после отборов (3.59) & (3.60) & (3.61) & (3.62).

сожалению, в имеющейся конструкции передних детекторов CMS нет FSC, и современная конструкция ZDC не позволяет измерять t лидирующих нейтронов. Однако, такая задача может быть решена в будущем. Отборы (3.60), приме-

ненные к $D\pi E_{elastic}$, улучшают отношение сигнал/фон до 1.1 (см. рисунок 3.40). Остатки фона возникают из ДДД $pp \rightarrow N^*N^* \rightarrow n\pi^+\pi^+n$ (левая диаграмма на рисунке 3.40) и из событий $S\pi E$, производимых в ОДД в канале π^+p с последующим распадом возбужденных протонов на π^+ и нейтрон (правая диаграмма на рисунке 3.40). t -распределения для сигнала и фона различны, как показано на рисунке 3.41а. Что касается $D\pi E$, мы можем улучшить отношение сигнал/фон до ~ 2 , используя отборы:

$$\begin{cases} |t_n^f| < 0.25 \text{ ГэВ}^2, \\ |t_n^b| < 0.25 \text{ ГэВ}^2, \end{cases} \quad (3.61)$$

используем (3.61) в комбинации с (3.59) и (3.60). Для дальнейших улучшений данных мы могли бы использовать отклонения пионов от оси пучка для сигнала и фона (см. рисунок 3.41b). Отборы

$$\begin{cases} \eta_n^f > 9, \\ \eta_n^b > 9, \end{cases} \quad (3.62)$$

дают набор данных с отношением сигнал/фон ~ 7 (см. рисунок 3.41с).

3.5.3 Извлечение функций распределения партонов в пионе. Оценки фонов

Являясь самым простым связанным состоянием в КХД и Голдстоуновским бозоном при нарушении киральной симметрии, пион - очень интересный теоретический объект: его структура несет важные последствия для механизма конфайнмента КХД и реализации симметрий, таких как изоспин, в природе. Это также имеет практическое значение для адронного состава в структуре фотона при низких масштабах. Последний связан через векторную доминантность мезонов с мезонной структурой, которая плохо известна и, следовательно, часто заменяется структурой пиона.

Партонные распределения (PDF и GPD) нуклонов сейчас хорошо определены глобальным анализом точных данных по глубоконеупругому лептон-адронному рассеянию, процессам Дрелла-Яна и фоторождению. Последние обзоры могут быть найдены в [245]-[248]. В данной диссертации используются распределения из [249], интегрированные в РУТНИА [242]. Покрываемая область

$$10^{-6} < x < 1, \quad \sim 1 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 10^9 \text{ ГэВ}^2.$$

К сожалению, процедура определения пионной структуры недалеко продвинулась в последнюю декаду (см. [245] или [250]-[252] и ссылки в этих работах). Они основаны на старых данных по процессам Дрелла-Яна и фоторождения при энергиях в процессах с фиксированной мишенью и при больших значениях партонных импульсов $x > 0.2$. Много деталей до сих пор основаны чисто на теоретических предположениях, частично на точном знании распределений нуклонов

и использовании различных правил сумм [252], которые соотносят нуклонные и пионные распределения. Для того, чтобы улучшить ситуацию, было предложено измерять структуру (виртуального) пиона при малых x (до $x \sim 10^{-4}$) в глубоко-конеупругом рассеянии (ГНР) и фоторождении с лидирующими нейтронами на HERA [253],[254]. Поскольку пион является самым легким адроном, обмен пионом преобладает в трансформации $p \rightarrow n$, и он находится практически на массовой поверхности, в частности при малых значениях передачи t между протоном и нейтроном. Анализ и ссылки на данные ГНР с двумя струями представлены в [253]-[256]. Сейчас у нас имеются пионные распределения в области

$$10^{-5} < x < 1, 5 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 1.31 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}^2.$$

Партоновая модель КХД дает нам простое представление протона как трехкваркового состояния и пиона как кварк-антикваркового. Это различие во внутренней структуре нуклонов и пионов можно исследовать экспериментально. Достаточно давно было предложено измерять асимметрию вперед-назад и множественность струй в реакциях pp и πp для событий с большими p_T [257]. Асимметрия может служить ясным сигналом того, что партоны имеют разные распределения импульсов в протонах и пионах. Можно провести такой анализ и для реакции $\pi\pi$.

В этом разделе рассматривается рождение лидирующих нейтронов плюс инклюзивное состояние с двумя струями, то есть процессы типа

$$pp \rightarrow n jjX \quad (3.63)$$

и

$$pp \rightarrow n jjX n. \quad (3.64)$$

Эти процессы могут позволить нам извлечь партонные распределения в пионе в беспрецедентно широкой кинематической области:

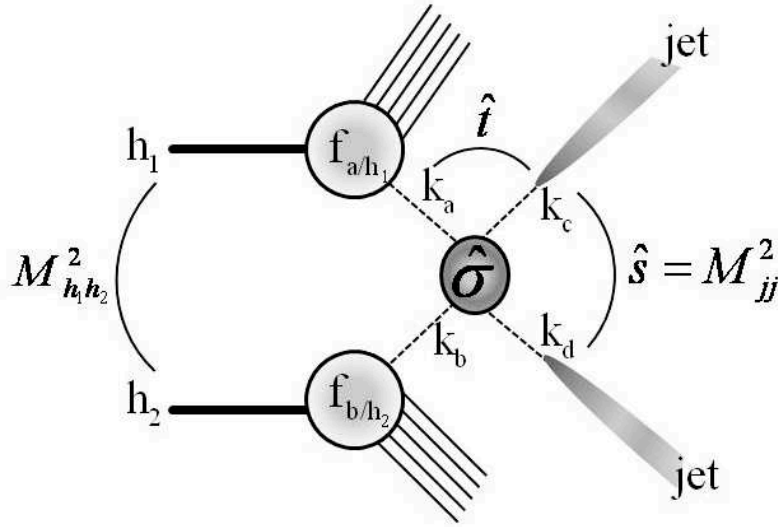
$$10^{-6} < x < 1, \sim 10 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 10^8 \text{ ГэВ}^2$$

для \sqrt{s} вплоть до 14 ТэВ.

Обмены пионами с рождением двух струй

Так как возможно извлечь сечения πp и $\pi\pi$ рассеяния (полное, упругое, Дрелла-Яна, фоторождения, рождения двух струй и т.д.) из данных БАК, должно быть возможно использовать эти результаты, чтобы исследовать внутреннюю структуру пиона, как мы делаем это с протоном и антипротоном. Здесь рассмотрен случай рождения двух струй.

Рассмотрим рассеяние πp или $\pi\pi$ с рождением двух струй как общий процесс типа $h_1 + h_2 \rightarrow \text{jet jet } X$ (см. рисунок 3.42 с определениями). Кинематические переменные рассмотрены в приложении П.8.

Рис. 3.42: Процесс $h_1 + h_2 \rightarrow \text{jet jet X}$.

Основная формула для инклюзивного рождения двух партонов в коллинеарном приближении выглядит как

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{h_1+h_2 \rightarrow c} dX(M_{h_1 h_2}^2)}{dx_a dx_b dz} &= \frac{\hat{s}}{2} \sum_{a,b} f_{a/h_1}(x_a) f_{b/h_2}(x_b) \frac{d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow cd}(\hat{s}; z)}{d\hat{t}} = \\ &= \sum_{a,b} f_{a/h_1}(x_a) f_{b/h_2}(x_b) \frac{d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow cd}(\hat{s}; z)}{dz}, \end{aligned} \quad (3.65)$$

где $f_{i/h}(x)$ - плотность партона i (кварка, антикварка или глюона) в адроне h , с продольным импульсом $x p_{h,0}$. Масштабы перенормировки и факторизации скрыты в G и $\hat{\sigma}$. Мы можем восстановить импульсы конечных партонов из измерения струй и затем использовать метод (3.37)-(3.40), чтобы получить комбинации партонных распределений, PDF (Parton Distribution Functions) в пионе и протоне. Так как мы знаем PDF протона из других экспериментов, мы можем извлечь комбинации пионных PDF

$$\sum_{a,b} f_{a/\pi}(x_a) \tilde{f}_{b/p}(s \xi x_a) = \frac{d\sigma_{S\pi E}^{jj}}{d\xi dx_a}, \quad (3.66)$$

$$\tilde{f}_{b/p}(s \xi x_a) = \int dx_b f_{b/p}(x_b) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow cd}(s \xi x_a x_b), \quad (3.67)$$

$$\sum_{a,b} f_{a/\pi}(x_a) f_{b/\pi}(x_b) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow cd}(s \xi_0^2 x_a x_b) = \frac{d\sigma_{D\pi E}^{jj}}{d\xi_0 dx_a dx_b}, \quad (3.68)$$

и $d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow cd}/dz$ приведены в таблице 3.13.

Таблица 3.13: Партон-партонные сечения в первом порядке теории возмущений, $d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow cd}/dz = \frac{\pi\alpha_s^2}{2\hat{s}} A_{ab \rightarrow cd}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})$.

Subprocess	$A_{ab \rightarrow cd}$
$qq' \rightarrow qq'$	$\frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$
$qq \rightarrow qq$	$\frac{4}{9} \left[\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \right] - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}\hat{u}}$
$q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$	$\frac{4}{9} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2}$
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{4}{9} \left[\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{s}^2} \right] - \frac{8}{27} \frac{\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{t}}$
$gq \rightarrow gq$	$-\frac{4}{9} \left[\frac{\hat{s}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{s}} \right] + \frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\frac{32}{27} \left[\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right] - \frac{8}{3} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2}$
$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{1}{6} \left[\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right] - \frac{3}{8} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2}$
$gg \rightarrow gg$	$\frac{9}{2} \left[3 - \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}^2} - \frac{\hat{s}\hat{u}}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{s}\hat{t}}{\hat{u}^2} \right]$

Экспериментальные возможности

В этой части предлагается измерять рождение струй в реакциях с одиночным и двойным пионным обменом ((3.63), (3.64)) на БАК, используя детектор CMS [240]. Диаграммы реакций (3.63) и (3.64) показаны на рисунках 3.43 (a) и (b) соответственно.

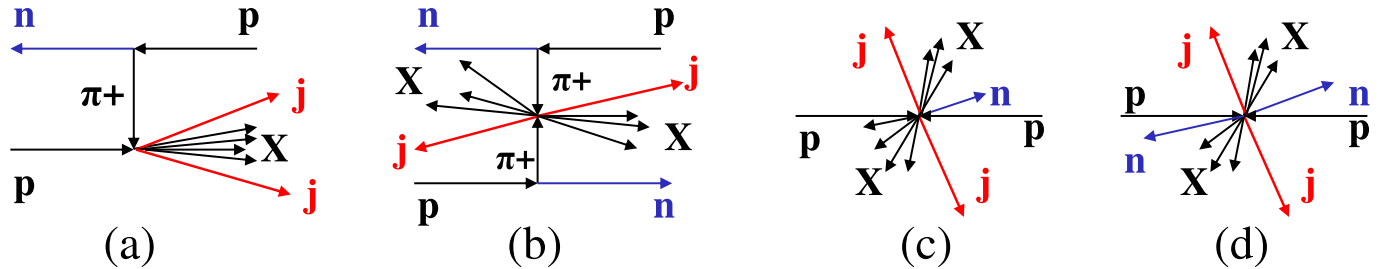


Рис. 3.43: (a) и (b): диаграммы процессов $S\pi E$ и $D\pi E$ с рождением двух струй. (c) и (d): диаграммы процессов неупругих pp взаимодействий с рождением двух струй и лидирующих нейтронов, которые могут имитировать процессы (a) и (b).

В этих процессах две струи рождаются в “жестких” столкновениях π^+p и $\pi^+\pi^+$. Это позволяет нам изучать партонные распределения в пионах в кинематической области, которая еще не была исследована. В этом разделе обсуждается возможность таких измерений при 7 ТэВ, используя ZDC [227], как в предыдущих разделах. Процесс генерации событий аналогичен предыдущим двум исследованиям для полных и упругих сечений процессов с пионами, используется та же техника и те же программные продукты.

Диаграммы фоновых процессов показаны на рисунках 3.43 (c) и (d). РУТНИА 6.420 дает сечение 90.76 мб для полного сечения pp рассеяния при 7 ТэВ. Неупругая часть этого сечения, которая дает вклад в фоновые процессы, содержит 48.4 мб событий МВ, 13.7 мб событий ОДД и 9.3 мб событий ДДД. Теория процессов пререзарядки дает $1.31 \div 1.85$ мб для $S\pi E$ и $0.17 \div 0.30$ мб для $D\pi E$ при 7 ТэВ⁵. Неопределенность в сечениях возникает из различных модельных представлений для π^+p и $\pi^+\pi^+$ взаимодействий. Здесь возьмем наиболее пессимистичные оценки из модели Доннаки-Ландсхофа [233]. Таким образом, до применения отборов, отношение сигнал/фон при 7 ТэВ выглядит следующим образом:

$$\sigma_{D\pi E} : \sigma_{S\pi E} : \sigma_{TOTAL} = 1 : 7.6 : 530.$$

Дальше будет показана эффективная стратегия увеличения отношения сигнала к фону для одиночного и двойного пионного обмена.

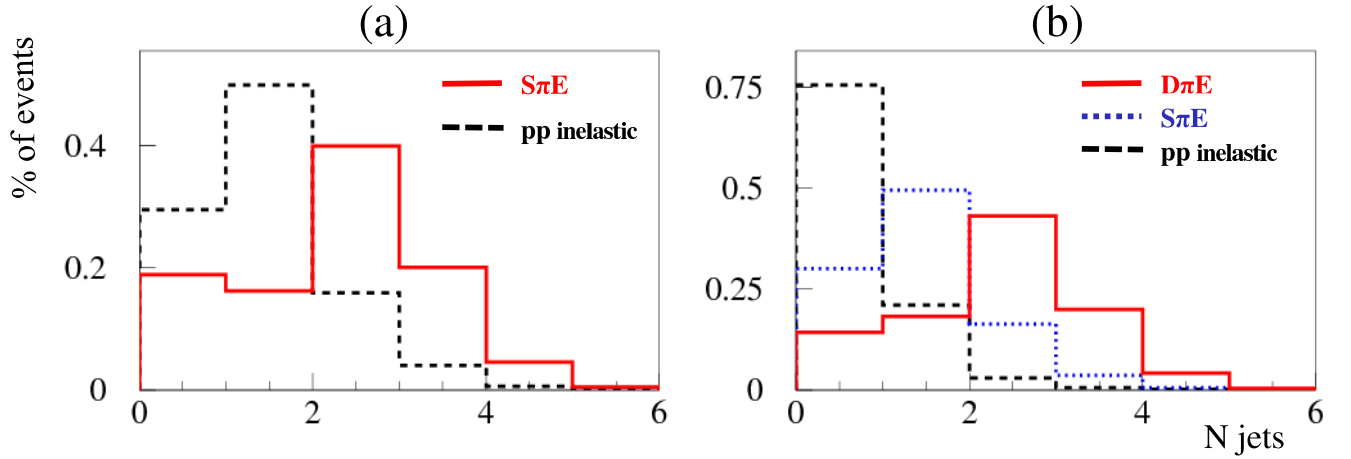


Рис. 3.44: (а) Множественность струй в $S\pi E$ (красная сплошная) и в неупругом pp рассеянии (черная штриховая), отобранная при помощи (3.69). (б) Множественность струй в $D\pi E$ (красная сплошная), $S\pi E$ (синяя пунктирная) и в неупругих pp событиях (черная штриховая), отобранная при помощи (3.70).

Для $S\pi E$ мы выбираем события с сигналом от нейтронов в переднем или заднем ZDC и отсутствием нейтронов в противоположном ему ZDC:

$$\begin{cases} N_n^f > 0 & \& N_n^b = 0 & \& \xi_n^f < 0.4 \\ N_n^b > 0 & \& N_n^f = 0 & \& \xi_n^b < 0.4. \end{cases} \quad (3.69)$$

Для $D\pi E$ мы отбираем события с нейтронами в обоих ZDC:

$$N_n^f > 0 \quad \& \quad N_n^b > 0 \quad \& \quad \xi_n^f < 0.4 \quad \& \quad \xi_n^b < 0.4. \quad (3.70)$$

⁵Сечения для $S\pi E$ и $D\pi E$ даны для области $\xi_n < 0.4$. Это кинематическая граница модели [42].

N_n^f (N_n^b) - количество нейтронов, попадающих в передний (задний) ZDC, ξ_n^f (ξ_n^b) - относительная потеря энергии передним (задним) нейтроном. Отношение сигнал/фон становится равным 0.22 для $S\pi E$ и 0.76 для $D\pi E$ после отборов (3.69) и (3.70) соответственно. Для $S\pi E$ все фоны происходят из неупругих pp взаимодействий (MB, SD и DD). Для $D\pi E$ 20% фона имитируется процессом $S\pi E$ и 80% приходит из неупругих pp взаимодействий.

Рисунок 3.44 показывает распределения по множественности N^{jets} струй от $S\pi E$, $D\pi E$ и pp неупругих событий, отобранных при помощи (3.69) (а) и (3.70) (б). Сигнал (красные сплошные гистограммы) и фон (синие пунктирные и черные штриховые гистограммы) имеют достаточно разные распределения по N^{jets} . Для анализа мы отбираем двухструйные события, которые преобладают в $S\pi E$ и $D\pi E$ (около 40%).

Рисунки 3.45 (а) и (б) показывают распределения по псевдобыстроте η^{jets} и попересному импульсу p_t^{jets} струй из двухструйных $S\pi E$ (красная сплошная) и неупругих pp (черная штриховая) событий, отобранных при помощи (3.69). Распределение по p_t^{jets} для сигнала (красная сплошная гистограмма) показывает более слабое убывание, чем в фоновом процессе со струями (черная штриховая гистограмма). Это может быть использовано для последующего разделения сигнала и фона. Вертикальные линии на рисунке (а) показывают полные области детектирования для детекторов CMS: Barrel, Endcap и HF. Картинка (с) на рисунке 3.45 представляет распределение суммы энергий струй и нейтрона, $E_{jnn} = E_{j1} + E_{j2} + E_n$, для сигнала и фона двухструйных событий, отобранных при помощи (3.69). Последний правый бин распределения, пикующий при 7 ТэВ, соответствует эксклюзивному рождению струй. События с $E_{jnn} < 7$ ТэВ приходят из инклюзивного рождения струй. Видно, что двухструйные сигнальные события рождаются в основном в эксклюзивном процессе (отношение эксклюзивного к инклюзивному рождению примерно равно 8.4). Для фона, наоборот, отношение эксклюзивных/инклюзивных примерно равно 0.23. Мы также используем эту разницу для улучшения отношения сигнал/фон.

Рисунок 3.46 показывает те же самые распределения, что и на рисунке 3.45, но для событий $D\pi E$ (красная сплошная гистограмма), $S\pi E$ (синяя пунктирная) и неупругих pp (черная штриховая) двухструйных событий после отбора (3.70). Разница между сигналом и фоном в распределениях по p_t^{jets} становится более существенной. Практически, нет фоновых событий при $p_t^{jets} > 10$ ГэВ, которые могут быть использованы для сепарации двухструйных $D\pi E$ событий от фоновых. Почти все двухструйные $D\pi E$ события, отобранные при помощи (3.69), являются эксклюзивными. Отношение эксклюзивных к инклюзивным равно ≈ 14 .

Анализируя распределения струй для сигнала и фона, мы предполагаем, что выполняются следующие обрезания

$$\begin{cases} |\eta^{jets}| < 5 \\ p_t^{jets} > 30 \text{ ГэВ}, \end{cases} \quad (3.71)$$

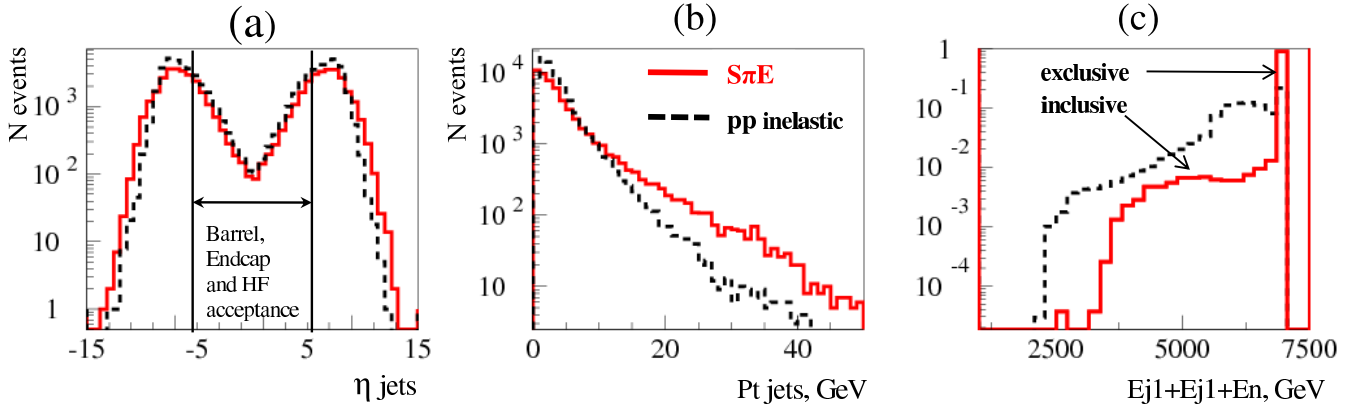


Рис. 3.45: Распределения по η^{jets} (a), поперечному импульсу p_t^{jets} (b) струй и сумма энергий струй и нейтрона, $E_{j1} + E_{j2} + E_n$, из двухструйных $S\pi E$ (красная сплошная) и неупругих pp событий (черная штриховая) после отбора (3.69). Последний правый бин распределения (c), пикующий при 7 ТэВ, соответствует эксклюзивному рождению струй. События с $E_{j1} + E_{j2} + E_n < 7$ ТэВ на картинке (c) приходят из инклюзивного рождения струй. Вертикальные линии на картинке (a) показывают области действия детекторов CMS: Barrel, Endcap и HF.

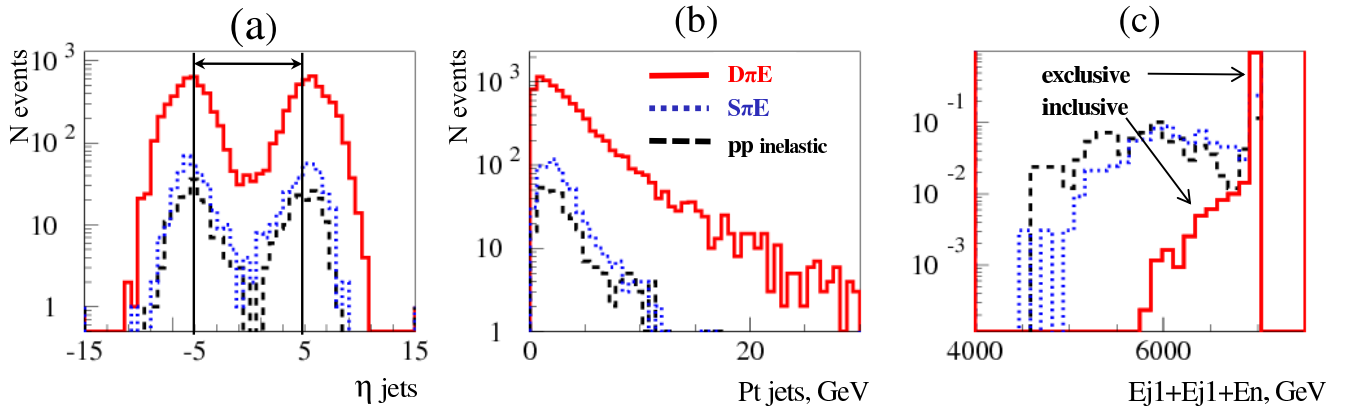


Рис. 3.46: То же самое, что и на рисунке 3.45 для двухструйных $D\pi E$ (красная сплошная), $S\pi E$ (синяя пунктирная) и неупругих pp событий (черная штриховая) после отбора (3.70).

для двухструйных $S\pi E$ событий и

$$\begin{cases} |\eta^{jets}| < 5 \\ p_t^{jets} > 10 \text{ ГэВ}, \end{cases} \quad (3.72)$$

для двухструйных $D\pi E$ событий. Обрезание по p_t^{jets} может варьироваться в зависимости от требований триггера и числа детектируемых событий для оптимизации отношения сигнал/фон.

События в реакции (3.63), отобранные при помощи (3.69) & (3.71), имеют

$\approx 15\%$ фона от двухструйных неупругих pp взаимодействий с лидирующими нейтронами. События реакции (3.64), отобранные при помощи (3.70)&(3.72), имеют $\approx 3\%$ фона от неупругих pp взаимодействий и $S\pi E$, имитирующих сигнал. Дополнительное требование

$$6990 < \sum (E_{\text{jets}} + E_{\text{neutrons}}) < 7010 \text{ ГэВ}, \quad (3.73)$$

отбирая события с эксклюзивным рождением струй, позволяет подавить фон для (3.63) до уровня 6.5% и полностью подавить фон для (3.64).

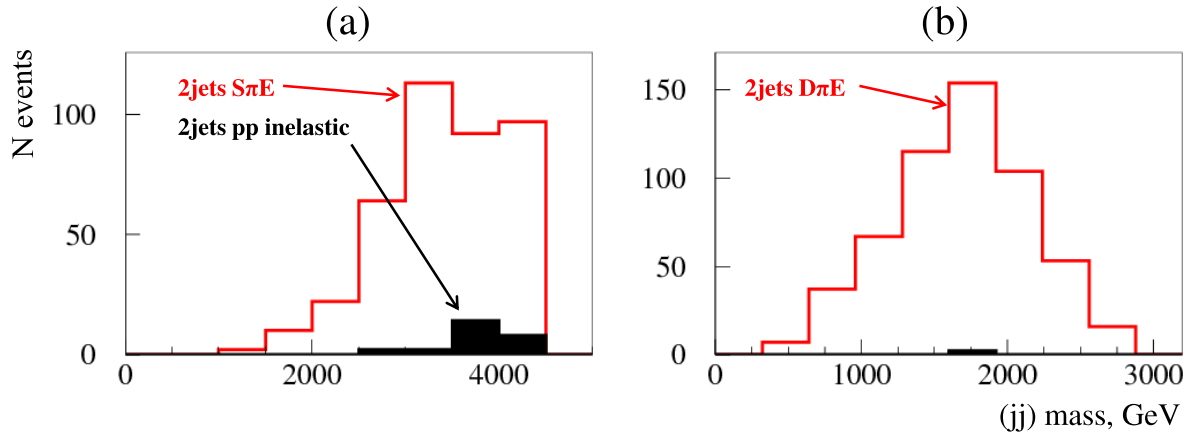


Рис. 3.47: Распределения событий по (а) инвариантной массе системы (jj) для $S\pi E$, отобранных при помощи (3.69)&(3.71)&(3.73) показаны красной сплошной линией. 3% фона от неупругих pp событий показано черной гистограммой. (б) По инвариантной массе системы (jj) для $D\pi E$, отобранных при помощи (3.70)&(3.72)&(3.73).

Инвариантная масса двухструйной системы, рождаемой эксклюзивно в реакции (3.63), показана на рисунке 3.47 (а) для событий после отборов (3.69) & (3.71) & (3.73). Инвариантная масса двухструйной системы, рождаемой эксклюзивно в реакции (3.64) показана на рисунке 3.47 (б) для событий после отборов (3.70) & (3.72) & (3.73). Эффективность отбора сигнала зависит в основном от обрезания по p_t^{jets} . С отборами (3.69) & (3.71) & (3.73) мы сохраняем 2% $S\pi E$ (3.63) и 9% $D\pi E$ (3.64) с отборами (3.70) & (3.72) & (3.73).

3.5.4 Полные сечения. Данные коллаборации LHCf

В этом разделе рассмотрим процесс типа $p + p \rightarrow n + X$ в свете новых данных коллаборации LHCf [258].

Так как энергия становится достаточно большой, как говорилось в описании модели, мы должны учитывать унитарные поправки к Борновскому приближению. В вычислениях этой части для увеличения точности используется Редже-

эйкональная модель [259], которая хорошо описывает последние данные коллаборации [209]. Мы учитываем абсорбцию только в начальном состоянии (упругая абсорбция), так как другие поправки не столь существенны при малых значениях t . Аргументы в пользу этого допущения могут быть найдены, к примеру, в [35], где исследованы разные типы поправок. Однако, некоторые авторы [37],[260],[261] полагают, что существует дополнительное подавление из-за взаимодействий “цветовых октетных состояний” в протонном остатке с конечным нейтроном. Однако есть сомнения в том, что время жизни флуктуаций в конечном состоянии достаточно велико для взаимодействия такого рода, и что взаимодействие между “бесцветным” нейтроном и “цветовыми октетами” важно, по крайней мере, при малых передачах импульса.

Поведение $S t/m_\pi^2$ для случая LHCf показано на рисунке 3.48.

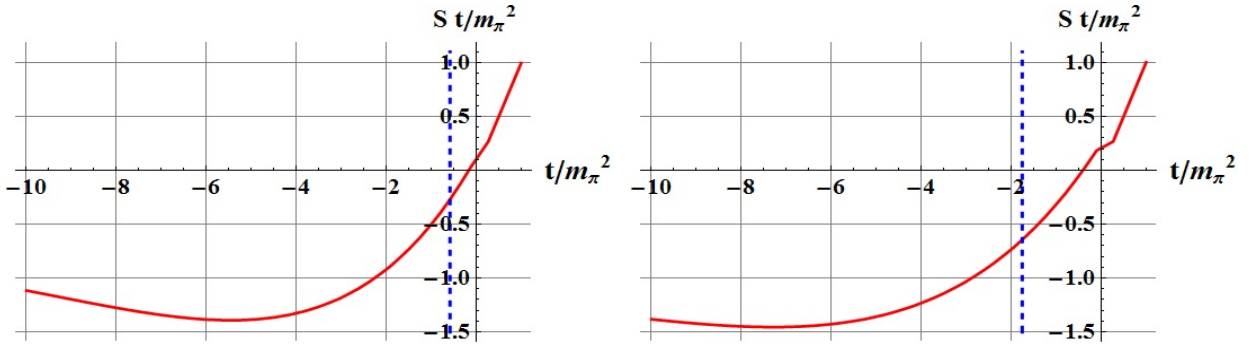


Рис. 3.48: Функция $S(\xi, t) t/m_\pi^2$ в зависимости от t/m_π^2 при фиксированном $\xi = 0.107$ (левая картинка) и $\xi = 0.179$ (правая картинка). Граница физической области $t_0 = -m_p^2 \xi^2 / (1 - \xi)$ показана как вертикальная штриховая линия.

Функция $\tilde{S}(s, \xi)$ изображена на рисунке 3.49. Для уменьшения теоретических ошибок \tilde{S} необходимо использовать данные по полным и упругим сечениям pp рассеяния при 7 ТэВ, так как все модели нормированы на данные сечения. В настоящий момент мы оцениваем значение этих ошибок меньше нескольких процентов при 7 ТэВ, так как есть точные данные коллаборации TOTEM [209].

Рассмотрим теперь результаты процедуры (3.37), примененной к данным по спектру нейтронов в LHCf [258]. Сначала рассмотрим данные по $d\sigma_n/dE_n$ из таблицы А.5 в [258] в трех областях по быстроте:

$$\begin{aligned} \eta &> 10.76, \\ 8.99 &< \eta < 9.22, \\ 8.81 &< \eta < 8.99. \end{aligned} \tag{3.74}$$

Первый интервал соответствует очень малым $t \sim m_\pi^2$, где фактор \tilde{S} маленький, и мы можем использовать (3.37), чтобы извлечь пион-протонные сечения. Для этой области проанализируем поведение функций $S t/m_\pi^2$ (рисунок 3.48) и \tilde{S} (рисунок 3.49). В остальных двух областях $|t| \sim 0.1 \rightarrow 0.4$ ГэВ². В принципе, можно

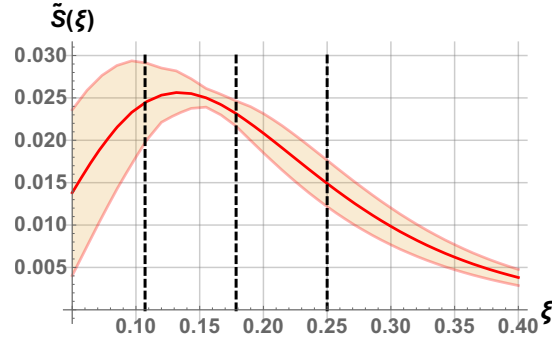


Рис. 3.49: Унитарные поправки, умноженные на форм-факторы при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ ($\tilde{S}(s, \xi)$), проинтегрированные в полном интервале по t , соответствующем данным [258]: $\eta > 10.76$. Штриховые вертикальные линии соответствуют значениям $\xi = 0.107, 0.179, 0.25$, которые использованы для извлечения сечения $\sigma_{\pi\rho}$.

вычислить \tilde{S} , но абсорбтивные эффекты достаточно сильны в этих областях, и мы должны осуществить такие вычисления с беспрецедентной точностью. Это будет сделано в дальнейших исследованиях, а пока ограничимся первым интервалом.

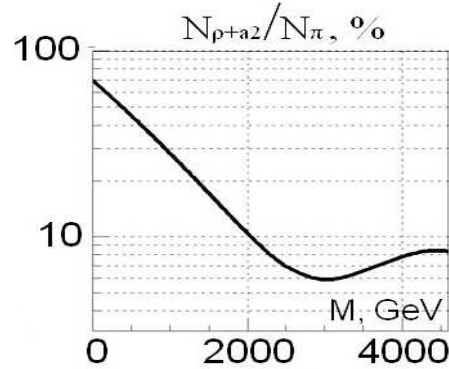


Рис. 3.50: Поправки (в процентах) к извлеченным сечениям, которые возникают из-за дополнительных фонов, индуцированных обменами ρ и a_2 в ОП, в зависимости от энергии πp взаимодействия (M).

Мы также отбрасываем данные при больших значениях $\xi > 0.25$, так как модель может перестать работать эффективно для больших значений ξ . В конечном итоге, мы используем только те данные LHCf, к которым применим метод (3.37).

Результаты вычислений методом (3.37) представлены в таблице 3.14 и на рисунке 3.51. Поправки, которые соответствуют фоновым обменам, изображены на рисунке 3.50, и приняты во внимание при вычислениях сечений.

Хотя ошибки результатов достаточно большие, мы можем видеть следующие факты:

- Результаты хорошо описываются всеми популярными моделями в третьей точке при энергии 3.5 ТэВ. Но две другие точки лежат на краю нижних

Таблица 3.14: Значения полных сечений πp рассеяния, извлеченные из данных LHCf [258] и изображенных также на рисунке 3.51. Соответствующие средние значения $|t|$ и q_0 ($q_t < q_0$) также показаны. Фоны от обменов ρ и a_2 мезонами уже учтены.

\sqrt{s} , ТэВ	$\sqrt{ t }/m_\pi$	q_0 , ГэВ	$\sigma_{\pi p}^{tot}$, мб
2.291 ± 0.382	0.91 ± 0.29	0.132	33.15 ± 13.1
2.958 ± 0.296	1.41 ± 0.166	0.12	40.22 ± 7.76
3.5 ± 0.25	1.99 ± 0.11	0.112	65.43 ± 15.15

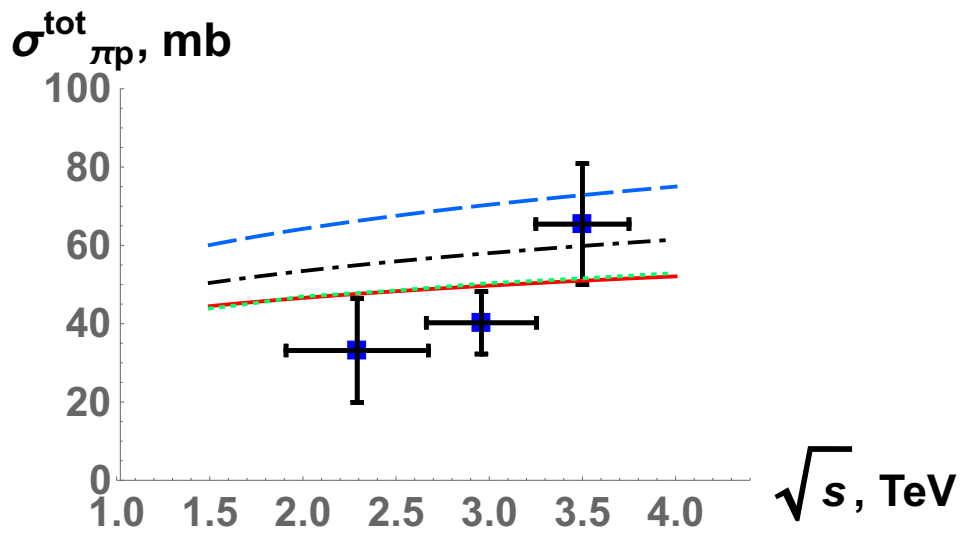


Рис. 3.51: Извлеченные полные сечения $\pi^+ p$ рассеяния, представленные в таблице 3.14, а также различные параметризации: [233] (сплошная), [234] (штриховая), [235] (пунктирная) и [236], [237] (штрих-пунктирная). Интервал по t определяется интервалом LHCf $\eta > 10.76$.

предсказаний. Возможной причиной этой недооценки является то, что мы должны учесть некоторые другие абсорбтивные эффекты (см., например, [262]), которые уменьшат \tilde{S} (делая извлеченные сечения больше).

- Сечения продолжают расти с ростом s .
- Пион-протонные сечения уменьшаются с ростом $|t|$ (виртуальность пиона). Экспериментальные ошибки достаточно велики, но предварительные вычисления (которые не представлены в данной диссертационной работе) показывают такую тенденцию. Нашим предположением было то, что эта зависимость достаточно слабая, что подтверждается данными в достаточной степени.

3.6 Краткое резюме

3.6.1 Величины, используемые при расчетах и исследованиях ОП и ДП

- вероятности перерасеяния S и S_2 (см. выше). Как и в случае ЭДЦР мы используем эти величины, чтобы проследить влияние на процесс унитарных поправок и построить методику более точной экстраполяции.
- t -распределения $d\sigma/dt$. Кроме определения размеров области взаимодействия, в частности, из наклона кривой при малых t , можно использовать их для кинематических отборов, чтобы подавить фоновые процессы.
- распределения по инвариантной массе (пион-протонной и пион-пионной)
- пион-протонные и пион-пионные сечения (упругие, полные, “жесткие”).

3.6.2 Перспективы дальнейших исследований

Детальные исследования дифференциальных сечений ОП и ДП могут помочь решить несколько важных задач:

- проверить разные модели “мягких” процессов путем точных измерений;
- извлечь пион-протонные и пион-пионные сечения (упругие, полные, “жесткие”).

Глава 4

Процессы дифракционной диссоциации

В этой главе рассматривается возможность извлечения протон-Померонных сечений из данных по процессам ОДД и ДДД.

Попытки извлечь Померон-протонные и Померон-Померонные сечения из данных по ОДД (SD) и ДДД (DD) были предприняты достаточно давно (см. [39, 40]). Значения сечений оказались очень маленькими (меньше 6 мб) по сравнению, скажем, с пион-протонными сечениями. Это кажется странным, так как Померон, как обычно считается, состоит в основном только из сильно взаимодействующих глюонных полей, и при малых передачах его квадрат “массы” ($\sim t$) лежит не далеко от квадрата массы пиона ($\sim 0.02 \text{ ГэВ}^2$). Из последней точки зрения, эта малость кажется странной. Обычно это связывают с малым значением трехпомеронной вершины при малых квадратах импульсов. До сегодняшнего момента причины этого не до конца ясны. Поэтому рассмотрим здесь данный вопрос в выбранном подходе.

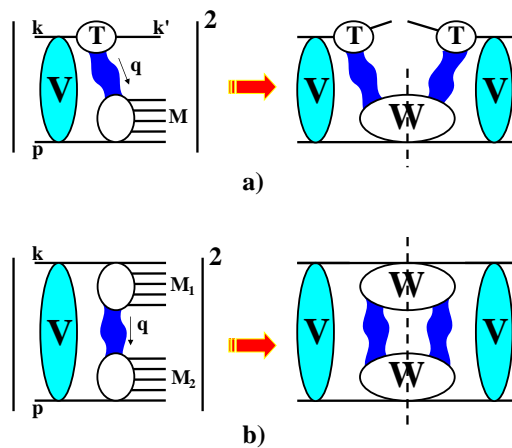


Рис. 4.1: Схема вычислений полных сечений SD (a) и DD (b). Толстые волнистые линии обозначают Реджеоны.

4.1 Вычисление сечений ОДД (SD) и ДДД (DD)

Обозначения, используемые здесь, вводятся в приложениях П.13 и П.14.

4.1.1 Одиночная дифракционная диссоциация

Фазовый объем и сечения процесса SD:

$$d\sigma_{SD}^J = \frac{1}{2s} \frac{d^3\vec{k}'}{(2\pi)^3 2k'_0} dM^2 \delta((p+k-k')^2 - M^2) \times$$

$$\frac{T^{\mu_1 \dots \mu_J}(k, q) T^{\nu_1 \dots \nu_J}(k, q) W_{\mu_1 \dots \nu_J}(p, q)}{(t - m_J^2)^2} =$$

$$\frac{dt d\xi}{32\pi^2 s} \frac{T^{\mu_1 \dots \mu_J}(k, q) T^{\nu_1 \dots \nu_J}(k, q) W_{\mu_1 \dots \nu_J}(p, q)}{(t - m_J^2)^2}, \quad (4.1)$$

$$\sigma_{pJ}|_{t \rightarrow 0} = \frac{1}{2J+1} \frac{1}{2M^2} \sum \epsilon_{\mu_1 \dots \mu_J} \epsilon_{\nu_1 \dots \nu_J}^* W^{\mu_1 \dots \nu_J} =$$

$$\frac{1}{2(2J+1)M^2} \prod_{i=1}^J g_{\mu_i \nu_i} W^{\mu_1 \dots \nu_J} = \frac{2W_1(p, q)}{2(2J+1)M^2}, \quad (4.2)$$

$$T^{\mu_1 \dots \mu_J} T^{\nu_1 \dots \nu_J} W_{\mu_1 \dots \nu_J}|_{t \rightarrow 0} =$$

$$|F_J(t)|^2 \left(\frac{m^2}{m^2 + |t|/4} \right)^J \left(\frac{|t|}{|t|_{min}} - 1 \right)^J W_1(p, q) =$$

$$|F_J(t)|^2 \left(\frac{m^2}{(m^2 + |t|/4)} \right)^J \frac{1}{2^{J-1}} \left(\frac{|t|}{|t|_{min}} - 1 \right)^J \times$$

$$(2J+1)M^2 \sigma_{pJ}. \quad (4.3)$$

После реджезации:

$$\frac{1}{t - m_J^2} \rightarrow \pi \alpha'_{\mathbb{P}}(t) \eta_{\mathbb{P}}(t),$$

$$J \rightarrow \alpha_{\mathbb{P}}(t), \quad \eta_{\mathbb{P}}(t) = i + \tan \frac{\pi(\alpha_{\mathbb{P}}(t) - 1)}{2}, \quad (4.4)$$

сечения SD выглядят как

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{SD}^J}{d|t| d\xi} &= \frac{1}{16\pi^2} \frac{1}{2s} \frac{1}{(t - m_J^2)^2} \times \\ &|F_J(t)|^2 \left(\frac{m^2}{m^2 + |t|/4} \right)^J \frac{1}{2^{J-1}} \times \\ &\left(\frac{|t|}{|t|_{min}} - 1 \right)^J (2J + 1) M^2 \sigma_{pJ}(M^2), \end{aligned} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{SD}}{d|t| d\xi} &= \frac{(\pi\alpha'_{\mathbb{P}}(t))^2 |\eta_{\mathbb{P}}(t)|^2}{32\pi^2} \xi \times \\ &|F_{\alpha_{\mathbb{P}}}(t)|^2 \left(\frac{m^2}{m^2 + |t|/4} \right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)} \frac{1}{2^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}} \times \\ &\left(\frac{|t|}{|t|_{min}} - 1 \right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)} (2\alpha_{\mathbb{P}}(t) + 1) \sigma_{p\mathbb{P}}(M^2). \end{aligned} \quad (4.6)$$

Для получения $F_{\alpha_{\mathbb{P}}}(t)$ мы можем использовать упругое pp рассеяние (с обменом частицей со спином J и последующей реджезацией):

$$\Omega_J = -i \frac{[F_J(t)]^2 \left(\frac{s}{2(m^2 - t/4)} \right)^J}{t - m_J^2}, \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} \Omega_{\mathbb{P}}(s, t) &= -i\pi\alpha'_{\mathbb{P}}(t)\eta_{\mathbb{P}}(t) [F_{\alpha_{\mathbb{P}}}(t)]^2 \times \\ &\left(\frac{s}{2(m^2 - t/4)} \right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)}, \end{aligned} \quad (4.8)$$

$\dim [F_J] = \text{ГэВ}$.

Стандартная форма эйконала здесь

$$\Omega_{\mathbb{P}}(s, t) = -i\pi\alpha'_{\mathbb{P}}(t)\eta_{\mathbb{P}}(t)g_{\mathbb{P}}(t)^2 \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)} \quad (4.9)$$

$$F_{\alpha_{\mathbb{P}}}(t) \left(\frac{s_0}{2(m^2 - t/4)} \right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)/2} = g_{\mathbb{P}}(t), \quad (4.10)$$

где $g_{\mathbb{P}}(t)$ - константа связи вершины протон-протон-Померон.

4.1.2 Двойная дифракционная диссоциация

Фазовый объем и дифференциальное сечение для DD:

$$\begin{aligned}
d\sigma_{DD}^J &= \frac{1}{2s} \frac{d^4 \vec{k}'}{(2\pi)^4} dM_1^2 dM_2^2 \times \\
&\quad \delta((p+q)^2 - M_2^2) \delta((k-q)^2 - M_1^2) \times \\
&\quad \frac{W^{\mu_1 \dots \nu_J}(k, -q) W_{\mu_1 \dots \nu_J}(p, q)}{(t - m_J^2)^2} = \\
&\quad \frac{dt d\xi_1 d\xi_2}{64\pi^3} \frac{W^{\mu_1 \dots \nu_J}(k, -q) W_{\mu_1 \dots \nu_J}(p, q)}{(t - m_J^2)^2}, \tag{4.11}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&W^{\mu_1 \dots \nu_J}(k, -q) W_{\mu_1 \dots \nu_J}(p, q) \Big|_{|t| \ll m^2 \ll M_i^2} \simeq \\
&4 \left(\frac{|t|}{|t|_{min}} \right)^{2J} \left[\frac{1 + (1 - |t|_{min}/|t|)^{2J}}{2} \right] \times \\
&W_1(k, -q) W_1(p, q), \tag{4.12}
\end{aligned}$$

где фактор в квадратных скобках равен единице при $|t| \gg |t|_{min}$ и $1/2$ при $|t| = |t|_{min}$ (общий фактор перед $W_1(k, -q)W_1(p, q)$ равен 2 в этом случае), $|t|_{min} \simeq \xi_1 \xi_2 s$.

Теперь запишем сечение для DD:

$$\begin{aligned}
\frac{d^3 \sigma_{DD}^J}{d|t| d\xi_1 d\xi_2} &= \frac{s^2 \xi_1 \xi_2}{64\pi^3} \frac{1}{(t - m_J^2)^2} \times \\
&4 \left(\frac{|t|}{|t|_{min}} \right)^{2J} \left[\frac{1 + (1 - |t|_{min}/|t|)^{2J}}{2} \right] \times \\
&(2J + 1)^2 \sigma_{pJ}(M_1^2) \sigma_{pJ}(M_2^2), \tag{4.13}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d^3 \sigma_{DD}}{d|t| d\xi_1 d\xi_2} &= \frac{(\pi \alpha'_{\mathbb{P}}(t))^2 |\eta_{\mathbb{P}}(t)|^2}{64\pi^3} s^2 \xi_1 \xi_2 \times \\
&4 \left(\frac{|t|}{|t|_{min}} \right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} \left[\frac{1 + (1 - |t|_{min}/|t|)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)}}{2} \right] \times \\
&(2\alpha_{\mathbb{P}}(t) + 1)^2 \sigma_{p\mathbb{P}}(M_1^2) \sigma_{p\mathbb{P}}(M_2^2). \tag{4.14}
\end{aligned}$$

4.2 Унитаризация и способы извлечения протон-Померонных сечений

Рассмотрим несколько случаев, в которых мы можем извлечь протон-Померонные сечения из данных по SD и DD.

Введем новые обозначения:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{SD}(t, \xi) = & \\ & \frac{\alpha'_{\mathbb{P}}(t)\eta_{\mathbb{P}}(t)}{4} \sqrt{\xi} F_{\alpha_{\mathbb{P}}}(t) \left(\frac{m^2}{2(m^2 + |t|/4)} \right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)/2} \times \\ & \left(\frac{|t|}{|t|_{\min}} - 1 \right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)/2} \sqrt{2\alpha_{\mathbb{P}}(t) + 1} \end{aligned} \quad (4.15)$$

и

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{DD}(t, \xi_1, \xi_2) = & \\ & \frac{\alpha'_{\mathbb{P}}(t)\eta_{\mathbb{P}}(t)}{4\sqrt{\pi}} s \sqrt{\xi_1 \xi_2} \left(\frac{|t|}{|t|_{\min}} \right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(t)} \times \\ & \left[\frac{1 + (1 - |t|_{\min}/|t|)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)}}{2} \right]^{1/2} (2\alpha_{\mathbb{P}}(t) + 1). \end{aligned} \quad (4.16)$$

Затем получаем из (4.6) и (4.14):

$$\frac{d^2 \sigma_{SD}}{d|t| d\xi} = |\mathcal{F}_{SD}(t, \xi)|^2 \sigma_{p\mathbb{P}}(M^2; t), \quad (4.17)$$

$$\frac{d^3 \sigma_{DD}}{d|t| d\xi_1 d\xi_2} = |\mathcal{F}_{DD}(t, \xi_1, \xi_2)|^2 \sigma_{p\mathbb{P}}(M_1^2; t) \sigma_{p\mathbb{P}}(M_2^2; t). \quad (4.18)$$

Здесь мы явно указываем, вообще говоря, t -зависимость протон-Померонного сечения. Далее будет видно, что это важно для унитаризации.

Предположим сначала, что протон-Померонное полное сечение может быть представлено в факторизованной форме:

$$\sigma_{p\mathbb{P}}(M^2; t) = h(M^2) f(t). \quad (4.19)$$

Теперь мы можем учесть унитарные поправки, которые обозначены как амплитуды V на рисунке 4.1. Для этого удобно включить все t -зависимые функции в одну:

$$\mathcal{H}_{SD}(t, \xi) = \mathcal{F}_{SD}(t, \xi) \sqrt{f(t)}, \quad (4.20)$$

$$\mathcal{H}_{DD}(t, \xi_1, \xi_2) = \mathcal{F}_{DD}(t, \xi_1, \xi_2) f(t). \quad (4.21)$$

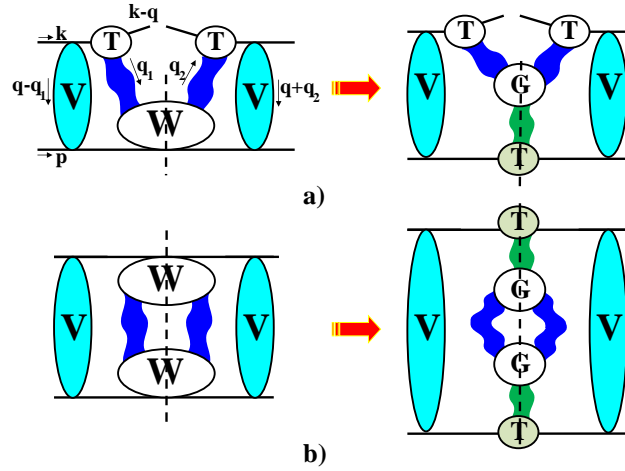


Рис. 4.2: Точная схема унитаризации в случае SD (a) и DD (b) сечений. Правые картиннки представляют случай с трехпомеронными вершинами G.

Затем процедура унитаризации преобразует эти функции к

$$\mathcal{H}_a^U(t; \dots) = \int_0^\infty b db J_0(b\sqrt{|t|}) e^{-\tilde{\Omega}_{\mathbb{P}}(s,b)} \tilde{\mathcal{H}}_a(b; \dots), \quad (4.22)$$

где $a = SD, DD$, и

$$\tilde{\mathcal{H}}_a(b; \dots) = \int_0^\infty \tau d\tau J_0(b\tau) \mathcal{H}_a(-\tau^2; \dots), \quad (4.23)$$

$$\tilde{\Omega}_{\mathbb{P}}(s, b) = \frac{1}{16\pi s} \int_0^\infty \tau d\tau J_0(b\tau) \Omega_{\mathbb{P}}(s, -\tau^2), \quad (4.24)$$

$\tau = \sqrt{|t|}$, $\Omega_{\mathbb{P}}(s, t)$ взят из (4.9).

Строго говоря, точное выражение с абсорбцией выглядит как (см. рисунок 4.2)

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_a^{(2)U}(-\vec{q}^2; \dots) &= \frac{1}{(4\pi)^2} \int_0^\infty \int_0^\infty d\vec{q}_1^2 d\vec{q}_2^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi_1 d\phi_2 \\ &V(s, (\vec{q} - \vec{q}_1)^2) \mathcal{H}_a^{(2),nf}(\vec{q}_1^2, \vec{q}_2^2, \vec{q}_1 \vec{q}_2; \dots) V(s, (\vec{q} + \vec{q}_2)^2), \\ V(s, \vec{q}^2) &= \int_0^\infty b db J_0(b|\vec{q}|) e^{-\tilde{\Omega}_{\mathbb{P}}(s,b)}, \end{aligned} \quad (4.25)$$

где $\mathcal{H}_a^{(2),nf}$ - свертка двух тензоров T с недиагональным (не вперед) адронным тензором (SD, рисунок 4.2(a)) или двумя недиагональными (не вперед) адронными

ми тензорами (DD, рисунок 4.2(b)). Только если $\mathcal{H}_a^{(2),nf}$ может быть представлена в факторизованной форме

$$\mathcal{H}_a^{(2),nf}(t_1, t_2; \dots) = \mathcal{H}_a(t_1; \dots) \mathcal{H}_a^*(t_2; \dots), \quad (4.26)$$

мы получим выражение (4.22) и $\mathcal{H}_a^{(2)U} = |\mathcal{H}_a^U|^2$. В некоторых случаях это достаточно хорошее приближение, которое упрощает вычисления.

Теперь окончательные выражения для сечений выглядят как

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma_{SD}^U}{d|t| d\xi} &= \mathcal{H}_{SD}^{(2)U}(t; \xi) h(M^2) \equiv \\ & \frac{\mathcal{H}_{SD}^{(2)U}(t; \xi)}{f(t)} \sigma_{p\mathbb{P}}(M^2; t), \end{aligned} \quad (4.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^3 \sigma_{DD}^U}{d|t| d\xi_1 d\xi_2} &= \mathcal{H}_{DD}^{(2)U}(t; \xi_1, \xi_2) h(M_1^2) h(M_2^2) \equiv \\ & \frac{\mathcal{H}_{DD}^{(2)U}(t; \xi_1, \xi_2)}{[f(t)]^2} \sigma_{p\mathbb{P}}(M_1^2; t) \sigma_{p\mathbb{P}}(M_2^2; t). \end{aligned} \quad (4.28)$$

Если мы используем конкретные модельные выражения для $h(M^2)$ и $f(t)$, мы можем извлечь протон-Померонное сечение из данных по SD и DD при помощи (4.27) и (4.28). Если мы знаем только проинтегрированные сечения, мы можем использовать выражения:

$$\sigma_{p\mathbb{P}}(M^2; t) = \frac{\frac{d\sigma_{SD}^U}{d\xi}}{\int_{t_1}^{t_2} \mathcal{H}_{SD}^{(2)U}(t; \xi)} f(t), \quad (4.29)$$

$$\sigma_{p\mathbb{P}}(M_1^2; t) \sigma_{p\mathbb{P}}(M_2^2; t) = \frac{\frac{d^2 \sigma_{DD}^U}{d\xi_1 d\xi_2}}{\int_{t_1}^{t_2} \mathcal{H}_{DD}^{(2)U}(t; \xi_1, \xi_2)} [f(t)]^2. \quad (4.30)$$

Чтобы извлечь протон-Померонное сечение из $\sigma_{SD, DD}^{tot}$, нам нужны точные выражения для $f(t)$ и $h(M^2)$, или полная формула для $\sigma_{p\mathbb{P}}(M^2; t)$ без предположения (4.19).

Теперь мы суммируем все предположения, которые позволяют нам выяснить что-нибудь о протон-Померонном сечении:

1. Конечность адронного тензора $W_{\mu_1 \dots \nu_j}(p, q)$ для $t = q^2 \rightarrow \sim 0$, которая дает дополнительные соотношения между структурными функциями и оставляет только одну независимую функцию, через которую все выражается. Эта функция напрямую связана с протон-Померонным (полностью поперечным) сечением через (4.2) после реджезации.

2. Процедура унитаризации сводится к учету только поправок перерасеяния в начальном состоянии. Это может не быть в точности так, но скорее всего в определенной кинематической области мы можем использовать данное приближение.
3. Более того, необходимо предположить также конкретную параметризацию для $\sigma_{p\mathbb{P}}(M^2; t)$, если мы хотим извлечь его из дифференциальных (или, в более сложном случае, проинтегрированных) сечений SD (DD). Только если мы возьмем $f(t) \equiv 1$ и в отсутствие унитарных поправок (очень сильное предположение, если учесть, что для упругих сечений при высоких энергиях это далеко не так), тогда мы можем говорить о модельно независимом извлечении $\sigma_{p\mathbb{P}}(M^2)$.
4. Другие усложнения могут возникнуть, если мы попытаемся учесть вклады вторичных реджеонов, которые могут существенно испортить общую картину, описанную выше. Как мы полагаем, этот вопрос может быть решен при выборе определенной кинематической области (см. ниже).

В конечном итоге, когда мы извлекаем каким-то образом протон-Померонное сечение из данных при различных энергиях, мы должны быть уверены, что оно не зависит от полной энергии процесса SD или DD (s). Если мы обнаруживаем такую зависимость, это означает, что наши предположения не верны и должны быть пересмотрены.

4.3 Экспериментальные данные и извлечение сечений для разных случаев

Для начала используем следующие возможности:

- I нет унитарных поправок, $\mathcal{H}_a^{(2)U} = |\mathcal{H}_a|^2$. В этом случае мы можем напрямую извлечь $\sigma_{p\mathbb{P}}(M^2, t)$ без дополнительных предположений о его поведении;
- II перерасеяние учитывается, $f(t) \equiv 1$;
- III перерасеяние учитывается, $f(t) = t^{-\alpha_{\mathbb{P}}(0)/2}$;
- IV перерасеяние учитывается, $f(t) = t^{-\alpha_{\mathbb{P}}(t)}$

и исследуем их, сравнивая результаты с экспериментальными данными [263]-[269].

Чтобы быть уверенным, что вклад вторичных реджеонов пренебрежимо мал, рассмотрим следующую (“Померонную”) кинематическую область:

- t должно быть достаточно маленьким, чтобы выразить адронный тензор через одну функцию:

$$0.01 \text{ ГэВ}^2 < |t| < 0.1 \text{ ГэВ}^2 \quad (4.31)$$

- чтобы убрать вклады втоичных реджеонов (которые дают вклад меньше 15% при $\sqrt{s} > \sqrt{s_{\text{ISR}}} = 62$ ГэВ в упругое рассеяние), мы можем использовать условие “промежутка по быстроте” (LRG)

$$\ln \frac{s}{M^2} > \ln \frac{s_{\text{ISR}}}{2m^2} \rightarrow \xi < 0.00052 \text{ (SD)},$$

$$M < 0.023\sqrt{s} \sim 160 \text{ ГэВ при } 7 \text{ ТэВ, БАК,} \quad (4.32)$$

$$\ln \frac{ss_0}{M_1^2 M_2^2} > \ln \frac{s_{\text{ISR}}}{2m^2} \rightarrow \sqrt{\xi_1 \xi_2} < \sqrt{\frac{2m^2 s_0}{ss_{\text{ISR}}}} \simeq \frac{0.023}{\sqrt{s}} \text{ (DD)}$$

$$\sqrt{M_1 M_2} < \sqrt{0.023\sqrt{s}} \sim 12.6 \text{ ГэВ при } 7 \text{ ТэВ, БАК} \quad (4.33)$$

- если мы используем трехпомеронную вершину, тогда (в случае сохраняющихся тензорных токов)

$$\frac{M_i}{(|t|m^2)^{1/4}} > \sqrt{\frac{s_{\text{ISR}}}{2}} \sim 43. \quad (4.34)$$

Для DD мы имеем меньше возможностей выбрать необходимую кинематическую область для случаев Па,b: даже для очень больших $\sqrt{s} \sim 10$ ТэВ и достаточно малых $|t| \sim 0.01$ ГэВ², то есть будет сложно извлечь $\sigma_{p\mathbb{P}}$ из сечений, проинтегрированных, к примеру, по $\xi_{1,2}$ ($M_{1,2}$).

Ниже рассмотрим возможность извлечь протон-Померонное сечение из существующих данных по SD. Перед тем, как выполнить эту задачу, отметим несколько важных фактов:

- Первый факт касается сохранения тензорных токов, главный ингредиент вычислений. В случае сохраняющихся токов мы можем получить классические Реджевские формулы наиболее естественным образом. Мы сразу получаем полиномы Лежандра в упругом рассеянии со всеми масштабами, точно определенными в аргументе этих полиномов. Специфическим свойством этого приближения является специальная t -зависимость дифференциальных сечений в случае неравных масс, SD (4.6) или DD (4.14). Это поведение при малых t может испортить описание данных и приводит к сильной t -зависимости протон-Померонного сечения, как видно из рисунков этого раздела.
- Второй факт - необходимость в корректной процедуре унитаризации. Это становится очевидно, если мы попытаемся извлечь протон-Померонное сечение при разных значениях “чужой” энергии \sqrt{s} . Это случай I в наших тестах, и он изображен на рисунках 4.3-4.6(а). Видно, что если мы извлечем протон-Померонное сечение без унитаризации, оно оказывается зависимым от s , а это полностью неприемлемо.

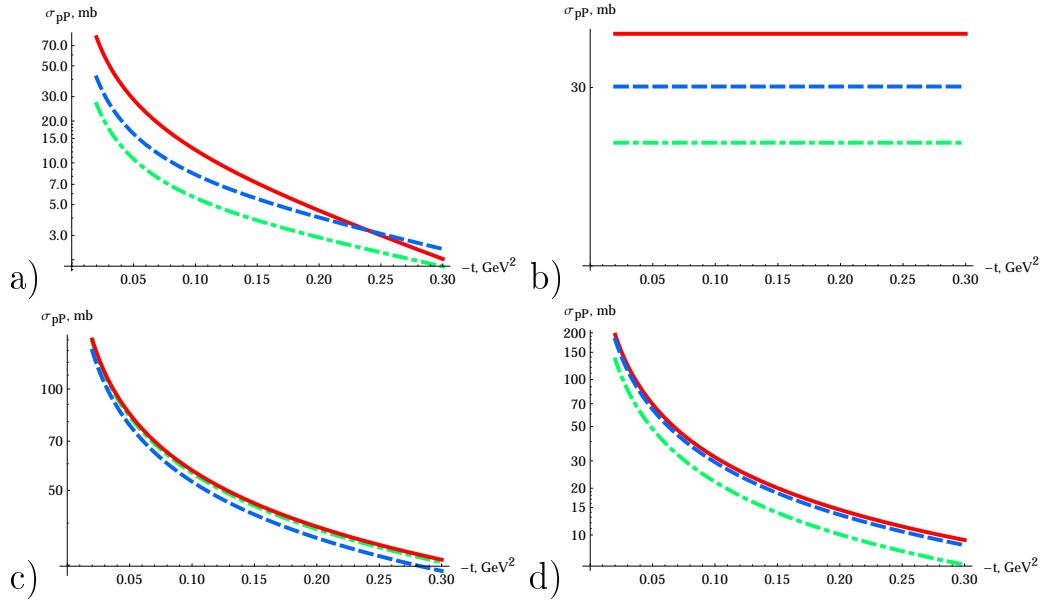


Рис. 4.3: t -зависимость извлеченных Померон-протонных сечений при $M = 20$ ГэВ для разных случаев: а) I; б) II; в) III; д) IV. Соответствующее качественное описание данных представлено на рисунках 4.7-4.10. Сплошные кривые представляют данные при $\sqrt{s} = 546$ ГэВ, штриховые кривые соответствуют $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ, и штрих-пунктирные относятся к $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

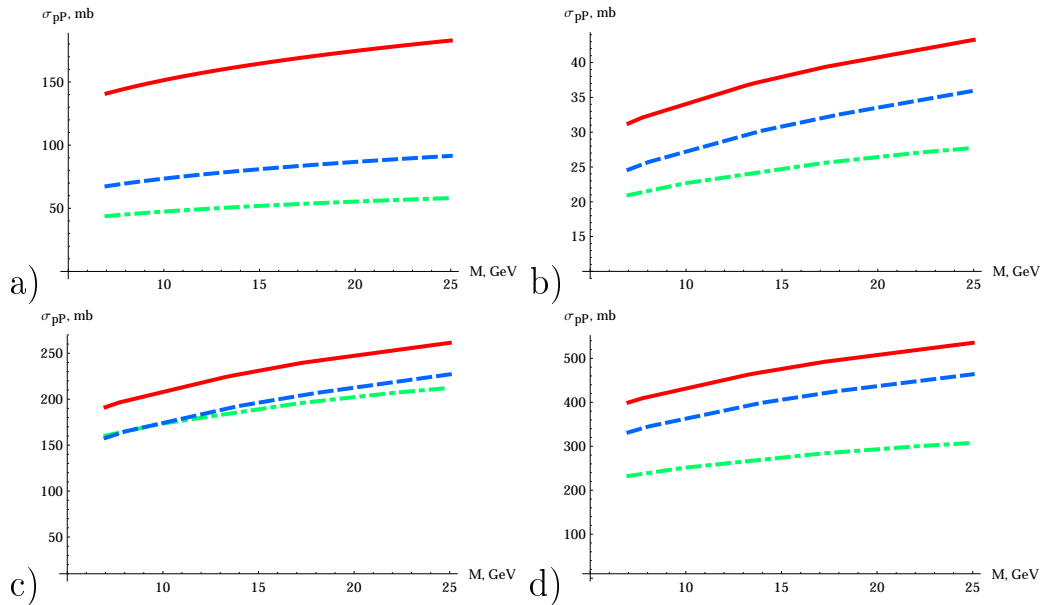


Рис. 4.4: M -зависимость извлеченных Померон-протонных сечений для разных случаев: а) I; б) II; в) III; д) IV при $t = -0.01$ ГэВ². Соответствующее качественное описание данных представлено на рисунках 4.7-4.10. Сплошные кривые представляют данные при $\sqrt{s} = 546$ ГэВ, штриховые кривые соответствуют $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ, и штрих-пунктирные относятся к $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

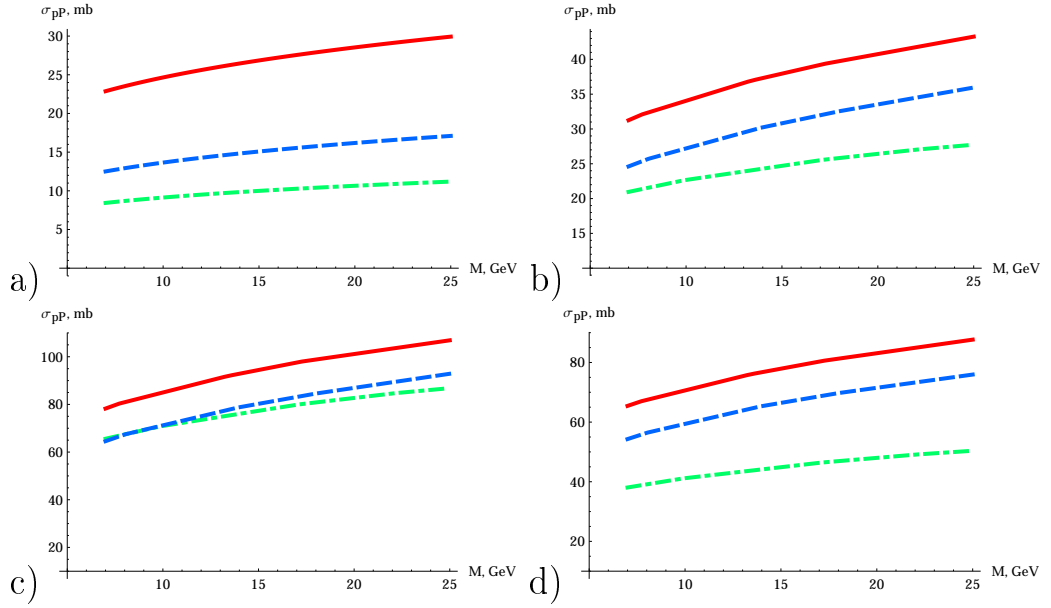


Рис. 4.5: М-зависимость извлеченных Померон-протонных сечений для разных случаев: а) I; б) II; в) III; г) IV at $t = -0.05 \text{ ГэВ}^2$. Соответствующее качественное описание данных представлено на рисунках 4.7-4.10. Сплошные кривые представляют данные при $\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}$, штриховые кривые соответствуют $\sqrt{s} = 1800 \text{ ГэВ}$, и штрих-пунктирные относятся к $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$.

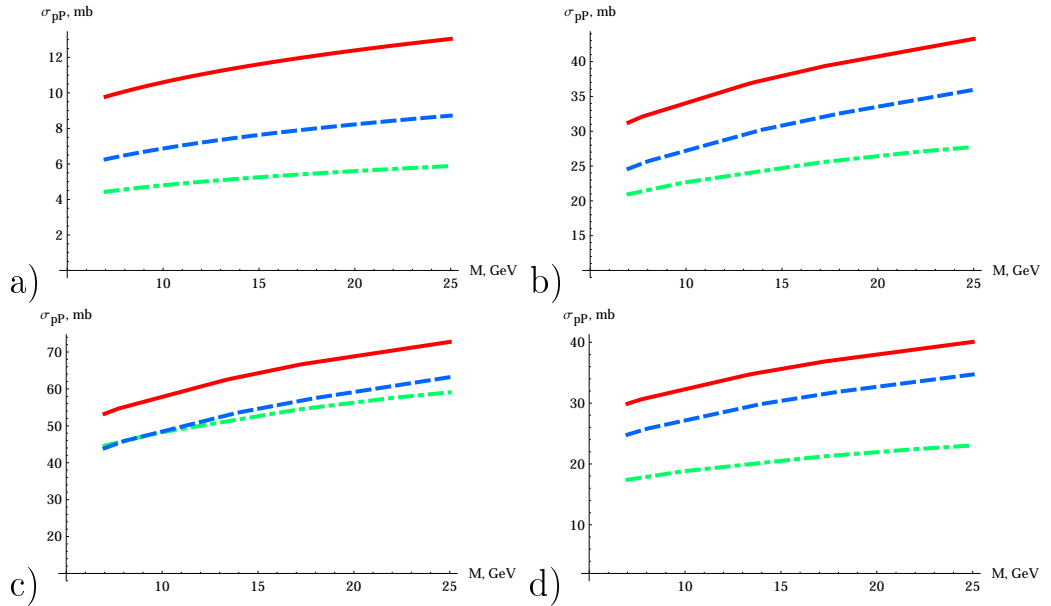


Рис. 4.6: М-зависимость извлеченных Померон-протонных сечений для разных случаев: а) I; б) II; в) III; г) IV at $t = -0.1 \text{ ГэВ}^2$. Соответствующее качественное описание данных представлено на рисунках 4.7-4.10. Сплошные кривые представляют данные при $\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}$, штриховые кривые соответствуют $\sqrt{s} = 1800 \text{ ГэВ}$, и штрих-пунктирные относятся к $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$.

Рассмотрим другие случаи. Как можно видеть из рисунков 4.3-4.6(b) (случай II), когда мы предполагаем t -зависимое протон-Померонное сечение, унитаризация не сильно меняет ситуацию. Но в случаях III, IV (рисунки 4.3-4.6(c),(d)) с t -зависимым протон-Померонным сечением ситуация лучше, когда мы учитываем только перерасеяние в начальном состоянии.

- Что касается экспериментальных данных по SD, они не столь многочисленны в кинематической области Померонной доминантности (4.32). Поэтому мы используем их только для качественного анализа, который изображен на рисунках 4.7-4.10. Более или менее подходящие данные могут быть найдены в [263]-[266]. Для иллюстрации некоторых аспектов анализа данных мы используем подгонки с ошибками (изображенными как заштрихованные области на рисунках).

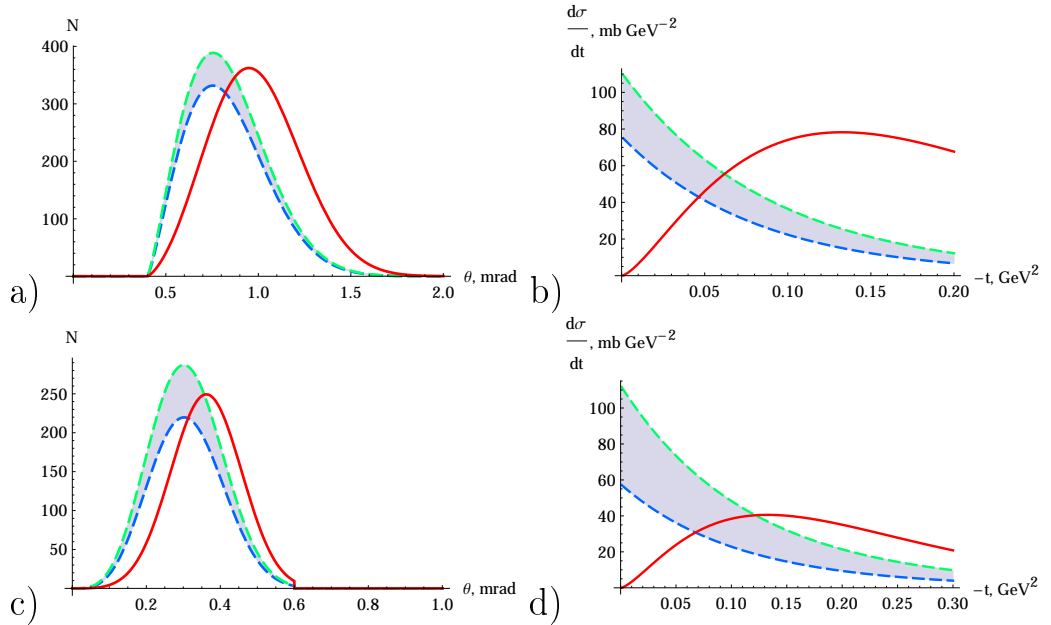


Рис. 4.7: Качественное описание (сплошные кривые) данных CDF при $\sqrt{s} = 546$ ГэВ (картинки (a), (b)) и $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ (картинки (c), (d)) для случая II. В (a), (c) заштрихованные области между штриховыми кривыми приблизительно представляют рисунки 13b, 14b в работе [263] (N в зависимости от θ). В (b), (d) те же самые кривые представляют подгонку (3) в работе [263] ($d\sigma_{\text{SD}}/dt$ в зависимости от t).

На рисунках 4.7-4.10 мы рассматриваем только случаи II-IV, так как необходимость унитаризации очевидна из случая I. Во первых, мы показываем данные CDF [263] как функцию переменной θ на рисунках 4.7-4.9(a),(c). Причина в том, что функция действия детектора может обрезать область особого максимума дифференциального сечения, и данные могут быть успешно описаны нашими кривыми (в модели сохраняющихся токов). Это становится ясным, к примеру, из рисунка 4.8(c),(d), где мы видим достаточно хорошее

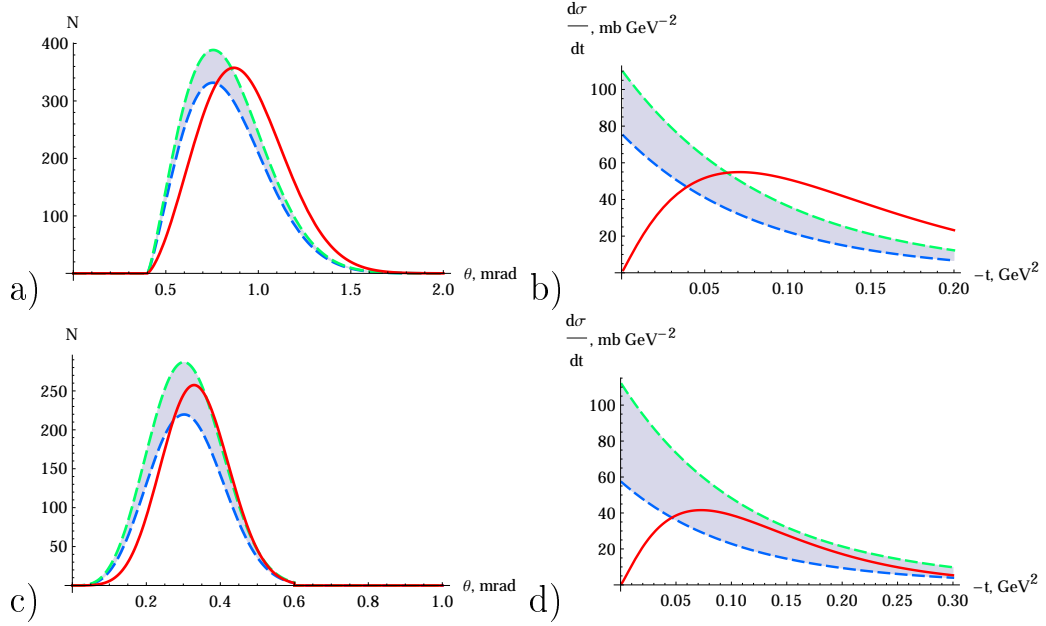


Рис. 4.8: Качественное описание (сплошные кривые) данных CDF при $\sqrt{s} = 546$ ГэВ (картинки (a), (b)) и $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ (картинки (c), (d)) для случая III. В (a), (c) заполненные области между штриховыми кривыми приблизительно представляют рисунки 13b, 14b в работе [263] (N в зависимости от θ). В (b), (d) те же самые кривые представляют подгонку (3) в работе [263] ($d\sigma_{SD}/dt$ versus t).

описание данных при $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ, даже в ситуации, если t -зависимость “плохая”. Отметим, что этот случай (III) является наиболее согласованным, так как для получения t -зависимости протон-Померонного сечения мы можем использовать трехпомеронную вершину. Более сингулярное поведение в случае IV выглядит достаточно странно.

Мы можем заключить из приведенного выше анализа, что в приближении сохраняющихся токов протон-Померонное сечение по величине близко к обычным адрон-адронным сечениям и должно иметь существенную t -зависимость, чтобы описать существующие данные по SD, включая последние экспериментальные результаты коллаборации TOTEM [265],[266]. Что касается данных других коллабораций [267]-[271], они дают только проинтегрированные сечения и иногда без детектирования конечных протонов (только с промежутками по быстроте, LRG). Достаточно сложно извлечь протон-Померонное сечение в этом случае более или менее модельно независимым способом, так как мы не знаем его точное поведение по t .

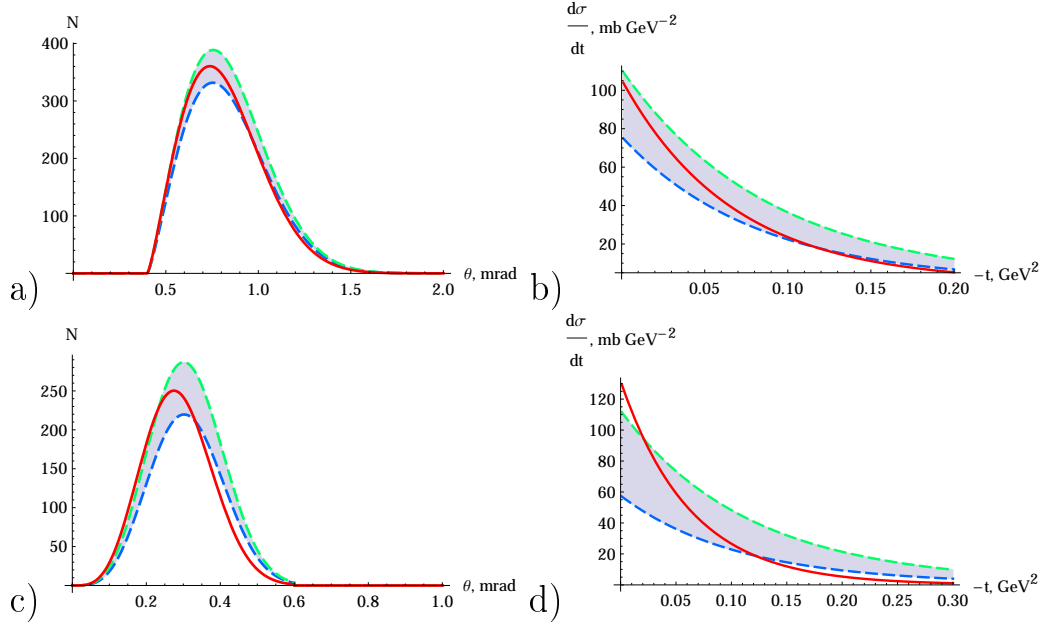


Рис. 4.9: Качественное описание (сплошные кривые) данных CDF при $\sqrt{s} = 546$ ГэВ (картинки (a), (b)) и $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ (картинки (c), (d)) для случая IV. В (a), (c) заполненные области между штриховыми кривыми приблизительно представляют рисунки 13b, 14b в работе [263] (N в зависимости от θ). В (b), (d) те же самые кривые представляют подгонку (3) в работе [263] ($d\sigma_{SD}/dt$ versus t).

4.4 Краткое резюме

4.4.1 Величины, используемые при расчетах и исследованиях ОДД и ДДД

- вероятность перерасеяния S (см. выше), которая играет существенную роль в выборе модели для извлечения адронных сечений, и может поменять поведение сечений ОДД и ДДД при малых t .
- t -распределения $d\sigma/dt$. Кроме основных свойств распределений, используемых для исследования области взаимодействия, можно определить также поведение протон-Померонных сечений и решить вопрос о применимости методики ковариантной реджезации.
- Распределения по инвариантной массе (протон-Померонной)
- протон-Померонные сечения.

4.4.2 Перспективы дальнейших исследований

Детальные исследования дифференциальных сечений ОДД и ДДД могут помочь решить несколько важных задач:

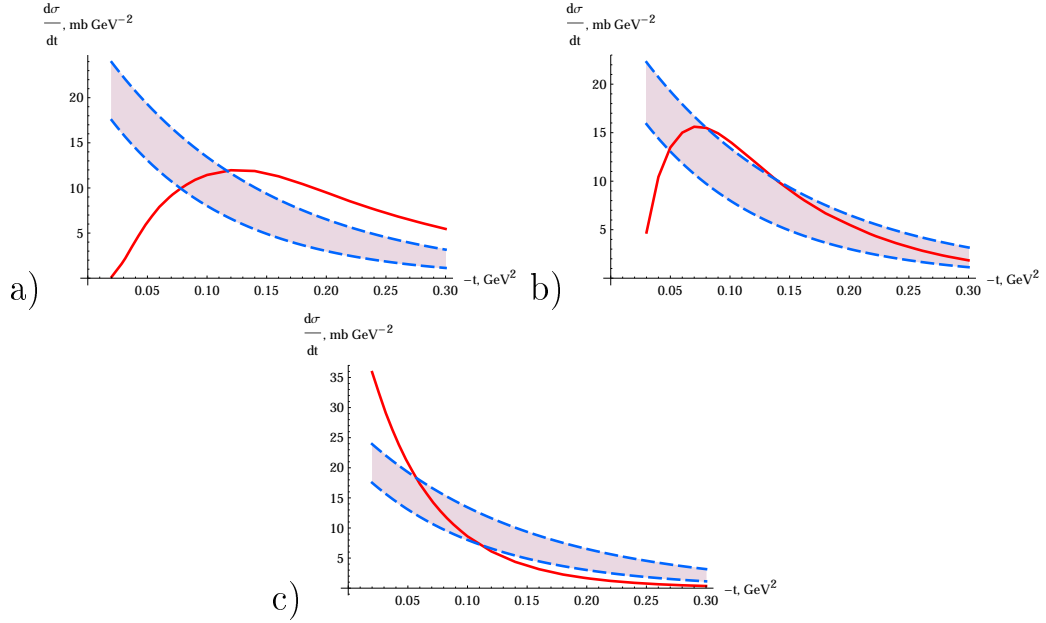


Рис. 4.10: Качественное описание (сплошные кривые) данных TOTEM при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [265]-[266] для случаев: а) II; б) III; в) IV. Заполненные области между штриховыми кривыми приблизительно представляют данные TOTEM по $d\sigma_{SD}/dt$ в области масс от 7 до 350 ГэВ. Мы не рассматриваем здесь случай I, так как необходимость в поправках перерасеяния очевидна из предыдущих рисунков.

- проверить разные модели “мягких” процессов (в том числе и метод ковариантной реджезации) путем точных измерений;
- извлечь полные протон-Померонные сечения.

Глава 5

Численное моделирование процессов

В этой главе дан краткий обзор компьютерных программ, которые используют результаты диссертационной работы.

5.1 Генератор EDDE

Эта программа написана на языке FORTRAN и включает процессы ЭДЦР, которые были рассмотрены в главе 2. Подробное описание можно найти в [272]. Генератор интегрирован с программой PUTHIA. Он интенсивно использовался при подготовке экспериментов БАК, изучающих процессы ЭДЦР.

5.2 Генератор MonChER

Эта программа написана на языке FORTRAN и включает процессы ОП и ДП (при энергиях БАК от 0.9 до 14 ТэВ), которые были рассмотрены в главе 3.

Подробное описание можно найти в [273]. Все численные результаты моделирования экспериментов по извлечению сечений пион-протонного и пион-пионного рассеяния, представленные в диссертационной работе, были получены при помощи данного генератора, интегрированного с программой PUTHIA, с последующим моделированием реальных детекторов БАК.

5.3 Генератор ExDiff

Генератор посвящается моделированию любых эксклюзивных (дифракционных) процессов типа $2 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 4$ в протон-протонных столкновениях (упругий процесс и ЭДЦР с рождением малых масс в текущей версии) и является будущим обобщением предыдущих двух генераторов. Все процессы представлены на рисунке 5.1.

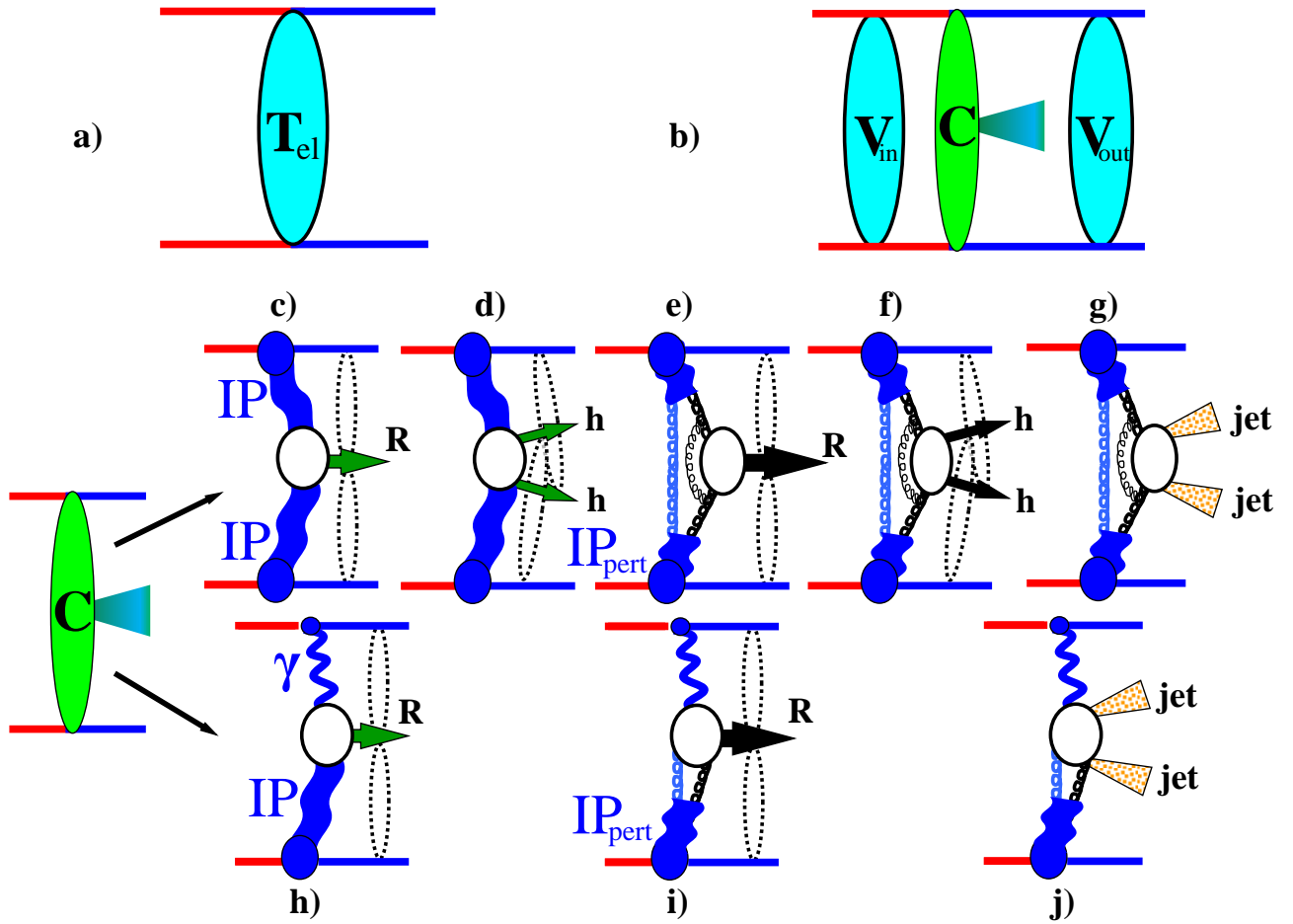


Рис. 5.1: Амплитуды эксклюзивных дифракционных процессов: а) упругое рассеяние; б) ЭДЦР с центральной борновской амплитудой C и абсорбтивными поправками $V_{in} = V(s, b)$ и $V_{out} = V(s', b)$. Версии борновских амплитуд ЭДЦР: в) рождение резонансов с малыми массами; д) двухадронное рождение; е) рождение тяжелых резонансов; ф) рождение двухадронных систем с большой массой; г) рождение двух струй; h) непертурбативное фотон-Померонное рождение частиц с малыми массами; и) пертурбативное фотон-Померонное рождение частиц с большими массами и j) рождение двух струй с большой инвариантной массой. Возможные дополнительные унитарные поправки показаны как пунктирные овалы. В д) и ф) возможно рождение также двух бозонов типа $\gamma\gamma$, ZZ или WW вместо двухадронных систем hh .

Эта программа находится в стадии интенсивной разработки и включена в официальные программы коллаборации ST-PPS (БАК).

Текущая версия включает реакции: упругое рассеяние $pp \rightarrow pp$ при энергиях 7, 8, 13, 14 ТэВ; ЭДЦР с рождением легких резонансов $pp \rightarrow p + R + p$, $R = f_0(1500)$, $f_0(1710)$, $f_2(1950)$ при 8 и 13 ТэВ, $f_2(1270)$ при 8 ТэВ, $f_2(2220)$ при 13 ТэВ. В будущих версиях много других процессов ЭДЦР будут включены: $pp \rightarrow p + R + p$, ult R - резонансы типа бозона Хиггса; $pp \rightarrow p + A + B + p$, где A, B - адроны,

струи или калибровочные бозоны (см. рисунки 5.1(с)-(j)).

EXDIFF написан модульным способом на языке C++. Общая структура генератора показана на рисунке 5.2. Она включает:

- файл с начальными данными `data.card` для запуска нужного процесса с фиксированной энергией и числом событий;
- табличные файлы с данными любых моделей, полученных внешними источниками `file.dat`, `file.grid`;
- классы `NDarray`, `NDgrid`, `iFunc`, которые считывают данные моделей;
- генератор случайного вектора чисел произвольной длины;
- классы `Constants`, `KinCM`, `Particle`, `Event`, которые описывают фиксированные параметры, кинематику, частицы и полные события;
- класс `Interface`, который позволяет делать вывод в любом нужном формате, используемом в дальнейшем моделировании экспериментов.

Более детальное описание всех элементов можно найти в [274].

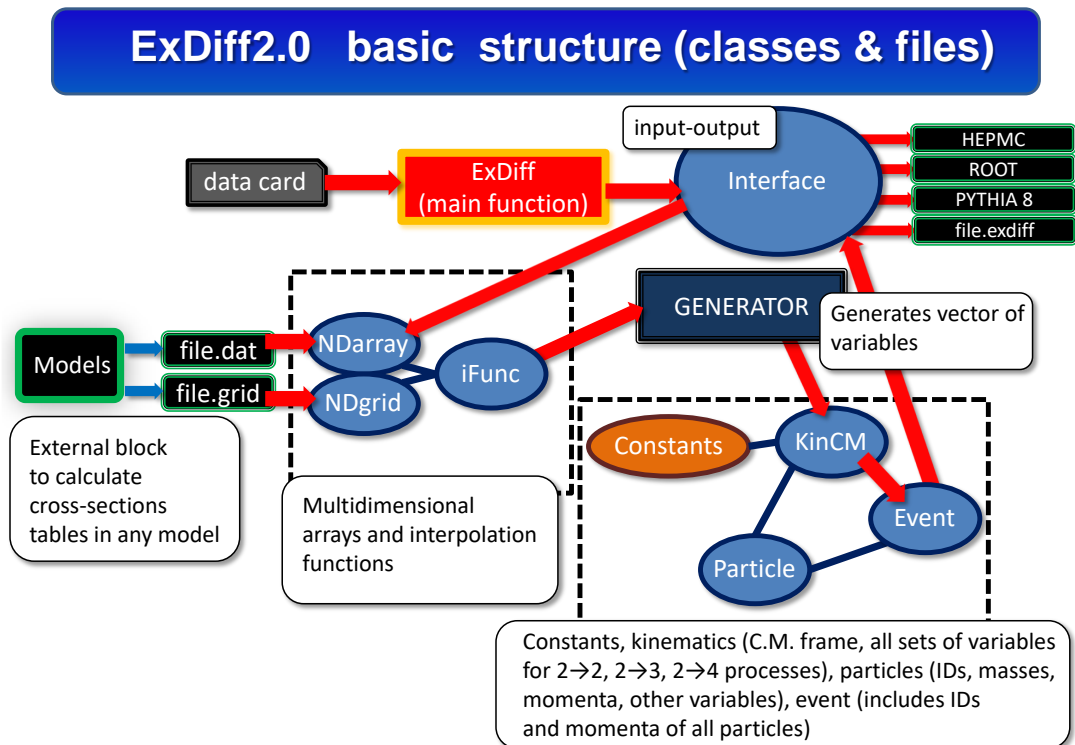


Рис. 5.2: Общая структура генератора. Классы, подпрограммы и файлы.

Заключение

Исследования дифракционных процессов ЭДЦР, ОП и ДП, ОДД и ДДД, представленных в данной дифракционной работе, становятся все более перспективными с точки зрения построения общей теории адронной дифракции. Имеющиеся на данный момент модели дифракционного рассеяния всё еще не дают достаточно адекватного описания всех этих процессов [2]. Главные вопросы, которые нужно решить - получить четкую физическую интерпретацию физических параметров любой модели, а также способы надежной фальсификации моделей. Ну и, конечно, получить предсказания на основе проверенной модели.

Представленная диссертация объединяет цикл работ, выполненный на протяжении 12 лет, и посвященный теоретическим и экспериментальным аспектам исследования: ЭДЦР с рождением различных состояний, как с большой центральной массой (бозон Хиггса, радион, тяжелые кварконии, пары струй, калибровочных бозонов, или адронов), так и с малой (“глоболы”, гравитоны, резонансы с массами 1-2 ГэВ с разными спинами); процессов перезарядки (эксклюзивных и инклюзивных) и дифракционной диссоциации, с точки зрения косвенных способов извлечения адронных сечений для различных начальных состояний, которые в данный момент нельзя получить прямыми измерениями.

Была сформирована программа физических исследований, использующих детекторы коллабораций CMS и TOTEM. Исследования проводились в тесном сотрудничестве с коллегами из ЦЕРНа и других международных институтов.

В заключении приведем основные результаты, полученные в диссертации:

1. Детально разработан общий подход к описанию процессов эксклюзивного дифракционного центрального рождения (ЭДЦР). В рамках подхода с применением редже-эйкональной модели описаны данные экспериментов с ускорителей HERA (DESY) и TeVatron. Получены параметры модели для дальнейших предсказаний.
2. Получены предсказания (полные и дифференциальные сечения) для процессов ЭДЦР на БАК с рождением бозона Хиггса, гравитонов, двух струй, двух гамма-квантов, тяжелых кваркониев $\chi_{c,b}$.
3. Получены предсказания для процессов ЭРВМ на БАК с рождением J/Ψ и Υ мезонов. Проведено сравнение с последними данными коллаборации LHCb.

4. Подробно разработан спин-тензорный подход в Реджевских моделях с произвольным спином. Получен общий вид распределений по азимутальному углу для рождения резонансов в ЭДЦР со спином 0,1,2. Распределения использованы для нормировки на данные коллаборации WA102. Основываясь на этом подходе, сделаны предсказания полярных и азимутальных распределений для ЭДЦР на БАК.
5. Детально разработана модель одиночной и двойной перезарядки (с рождением лидирующих нейтронов). Проведен полный анализ данных по процессам с рождением лидирующих нейтронов с предыдущих экспериментов (HERA, ISR, RHIC STAR) в рамках разработанной модели.
6. Разработана методика (с минимальными модельными предположениями) извлечения пион-протонных и пион-пионных сечений из данных по экспериментам с рождением лидирующих нейтронов.
7. Детально разработана постановка эксперимента по извлечению пион-протонных и пион-пионных сечений на БАК. Проведено численное моделирование для данного эксперимента с участием детекторов ZDC (Zero Degree Caloremeter) коллаборации CMS.
8. На основе новейших данных коллаборации БАК LHCf, при использовании методики извлечения сечений, впервые в мире получены сечения пион-протонного рассеяния для энергий в области 1-3 ТэВ. Проведено сравнение с имеющимися моделями для пион-протонных сечений.
9. Детально исследованы процессы одиночной и двойной дифракционной диссоциации. На основе точного спин-тензорного анализа в Реджевском подходе с сохраняющимися токами получены выражения для дифференциальных сечений данных процессов. На основе методики извлечения сечений и экспериментальных данных CDF и TOTEM по процессам ОДД и ДДД получены оценки Померон-протонных сечений при разных модельных предположениях.
10. Созданы программы Монте-карло моделирования процессов ЭДЦР (EDDE), перезарядки (MonChER) и общий генератор эксклюзивных дифракционных процессов ExDiff, который может моделировать любые эксклюзивные процессы типа $2 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 4$.

Благодарности

Работы, представленные в диссертации, были выполнены в коллективе Теоретического отдела НИЦ “Курчатовский институт” - ИФВЭ, в рамках группы по

изучению адронной дифракции, в которой участвовали В.А. Петров, А.А. Годизов, А.Е. Соболев, В.Д. Самойленко, а также в рамках коллабораций БАК CMS и TOTEM, и совместного эксперимента CT-PPS, а также HPS, FSC.

Автор выражает благодарность коллективу ОТФ ИФВЭ, в частности: В.А. Петрову, А.А. Годизову, А.В. Киселеву, С.В. Пославскому, а также сотрудникам ОЭФ ИФВЭ А.Е. Соболю, В.Д. Самойленко, Д.А. Константинову, А.В. Артамонову, С.Р. Слабоспицкому, коллегам из НИИЯФ МГУ (Москва), ОИЯИ (Дубна) и международных иностранных институтов: Ж.-П. Гийо (CNRS, Анси, Франция), А. Прокудину (JLAB, Ньюпорт-Ньюз, США), М. Арнеодо (INFN, Турин, Италия), В. Хозе (Durham, Великобритания и С.-Петербургский институт ядерной физики НИЦ КИ, Россия), Р. Орава, А. Де-Року (ЦЕРН), М. Тасевскому (ЦЕРН), Р. Сиельскому (ЦЕРН), Дж. Варела (ЦЕРН), М. Альброу (Fermilab, Батавия, США) за финансовую и техническую поддержку проектов и стимулирующие дискуссии.

Работы, результаты которых вошли в диссертацию, были в разные годы поддержаны грантами РФФИ: 04-02-17299-а, 04-02-22000-НЦНИ_а, 06-02-16031-а, 08-02-00405-а, 10-02-00372-а, 17-02-00120, а также грантами SNRS-PICS-2910; INTAS-05-112-5481.

Приложения

П.1 Кинематика процесса центрального рождения общего вида

Введем кинематические переменные для общего случая ДПО, то есть процесса вида $p(p_1) + p(p_2) \rightarrow X_1^p(p'_1) + M_c(p_c) + X_2^p(p'_2)$, где $X_{1,2}^p$ – конечные протоны или продукты их диссоциации, а M_c – центральная система частиц, а “+” означает промежуток по псевдобыстроте.

$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad P = \sqrt{\frac{s - 2m^2}{4} + \sqrt{\left(\frac{s - 2m^2}{4}\right)^2 - \frac{m^4}{4}}} \simeq \sqrt{\frac{s}{2}}; \quad (\text{П.1.1})$$

$$\Delta_i = p_i - p'_i \quad (\text{П.1.2})$$

$$\xi_i = \frac{\Delta_i p_j}{p_1 p_2}, \quad i \neq j = 1, 2; \quad (\text{П.1.3})$$

$$\tau_i = -\Delta_i^2 = -t_i; \quad (\text{П.1.4})$$

$$p_i^2 = m^2, \quad p_c^2 = (\Delta_1 + \Delta_2)^2 = M_c^2, \quad p'_i{}^2 = M_i^2; \quad (\text{П.1.5})$$

$$B_i = \tau_i + M_i^2 - m^2; \quad (\text{П.1.6})$$

$$\Xi_i = \left(\xi_i + \frac{B_i}{2m^2} \right) \frac{1 + \frac{m^4}{4P^2}}{1 - \frac{m^4}{4P^2}} - \frac{B_i}{2m^2} \simeq \xi_i; \quad (\text{П.1.7})$$

$$A_i = \tau_i - \vec{\Delta}_i^2 = \Xi_i(\tau_i + M_i^2 - m^2(1 - \xi_i)) \simeq \quad (\text{П.1.8})$$

$$\simeq \xi_i(\tau_i + M_i^2 - m^2(1 - \xi_i)); \quad (\text{П.1.9})$$

$$\vec{\Delta}_i^2 = \tau_i - A_i \simeq \tau_i(1 - \xi_i) - \xi_i M_i^2 + m^2 \xi_i(1 - \xi_i); \quad (\text{П.1.10})$$

$$\tau_i \simeq \frac{\vec{\Delta}_i^2 + \xi_i M_i^2 - m^2 \xi_i(1 - \xi_i)}{1 - \xi_i}; \quad (\text{П.1.11})$$

$$s' = (p_1 + p_2 - p_c)^2 = s + M_c^2 - 2\sqrt{s} p_{c,0}^* \simeq s(1 - \xi_1 - \xi_2) + M_c^2. \quad (\text{П.1.12})$$

В переменных светового конуса $k = (k_+, k_-, \vec{k})$ имеем:

$$p_1 = \left(P, \frac{m^2}{2P}, \vec{0} \right), p_2 = \left(\frac{m^2}{2P}, P, \vec{0} \right); \quad (\text{П.1.13})$$

$$\Delta_1 = \left(P\Xi_1, -\frac{(\tau_1 + M_1^2 - m^2(1 - \xi_1))}{2P}, \vec{\Delta}_1 \right), \quad (\text{П.1.14})$$

$$\Delta_2 = \left(-\frac{(\tau_2 + M_2^2 - m^2(1 - \xi_2))}{2P}, P\Xi_2, \vec{\Delta}_2 \right); \quad (\text{П.1.15})$$

$$M_c^2 \simeq s\xi_1\xi_2 - \tau_1 - \tau_2 - 2|\vec{\Delta}_1||\vec{\Delta}_2|\cos\phi_{12}; \quad (\text{П.1.16})$$

Для $\xi_{1,2} = \xi e^{\pm y_c}$ and $y_c = 0$:

$$\xi \simeq \bar{\xi} \left(1 + \frac{M_1^2 + M_2^2 + \vec{\Delta}_1^2 + \vec{\Delta}_2^2}{2s\bar{\xi}(1 - \bar{\xi})} \right), \quad (\text{П.1.17})$$

$$\bar{\xi} = \xi_0 \sqrt{1 + \frac{\tau_1 + \tau_2 + 2|\vec{\Delta}_1||\vec{\Delta}_2|\cos\phi_{12}}{M_c^2}}, \quad \xi_0 = \frac{M_c}{\sqrt{s}}; \quad (\text{П.1.18})$$

Тогда

$$s' \simeq s(1 - 2\xi \cosh y_c) + M_c^2 \simeq (\sqrt{s} - M_c)^2 \text{ при } \xi_i \ll 1, \tau_i, M_i^2 \ll M_c^2. \quad (\text{П.1.19})$$

Физическая область процесса:

$$p_{10} + \Delta_{20} > M_1 + M_c, \quad (\text{П.1.20})$$

$$M_1 < \frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 + \xi - \frac{M_2^2 + \vec{\Delta}_2^2}{s(1 - \xi)} \right) - M_c, \quad (\text{П.1.21})$$

$$M_1 < \frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 + \bar{\xi} + \frac{M_1^2 + \vec{\Delta}_1^2 - M_2^2 - \vec{\Delta}_2^2}{2s(1 - \bar{\xi})} \right) - M_c, \quad (\text{П.1.22})$$

$$M_1 < (2 - \sqrt{2})(\sqrt{s} - M_c) < \sqrt{s} - M_c \text{ для } \xi \rightarrow 1; \quad (\text{П.1.23})$$

или

$$M_1 < \sqrt{s} - M_c, \quad M_2 < \sqrt{s} - M_c - M_1. \quad (\text{П.1.24})$$

Для чисто эксклюзивного процесса $M_{1,2} = m$ и все формулы остаются справедливыми.

П.2 Кинематика процесса ЭДЦР

Рассмотрим основные кинематические формулы для процесса ЭДЦР. Кинематика процесса общего вида (ИДЦР) рассмотрена в приложении П.1. Исходя из

приведенных там формул, можно легко получить соответствующие выражения для эксклюзивного процесса. На рисунке П.2.1 изображен пертурбативный механизм для "раздетой" (борновской) амплитуды процесса $p + p \rightarrow p + M + p$. Мы используем кинематику, которая соответствует двойному Реджевскому пределу. Удобно использовать представление "светового конуса" для импульсов.

Рассмотрим кинематику двух процессов ЭДЦР

$$h_1(p_1) + h_2(p_2) \rightarrow h_1(p'_1) + R(p_R) + h_2(p'_2), \quad (\text{П.2.1})$$

$$h_1(p_1) + h_2(p_2) \rightarrow h_1(p'_1) + \{a(k_a) + b(k_b)\} + h_2(p'_2), \quad (\text{П.2.2})$$

импульсы частиц обозначены в скобках. Начальные адроны остаются и в конечном состоянии, $\{a, b\}$ могут быть двух-бозонными или двух-адронными системами, R обозначает резонанс, а "+" - промежуток по быстроте.

Используем следующий набор переменных:

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2, \quad s' = (p'_1 + p'_2)^2, \quad t_{1,2} = (p_{1,2} - p'_{1,2})^2, \\ s_{1,2} &= (p'_{1,2} + p_R)^2 \text{ or } (p'_{1,2} + k_a + k_b)^2, \end{aligned} \quad (\text{П.2.3})$$

$$\begin{aligned} s_{1\{a,b\}} &= (p'_1 + k_{a,b})^2, \quad s_{2\{a,b\}} = (p'_2 + k_{a,b})^2, \\ \hat{t}_{a,b} &= (p_1 - p'_1 - k_{a,b})^2 = (p_2 - p'_2 - k_{b,a})^2, \\ \bar{s} &= \frac{s - 2m^2}{2} + \frac{s}{2} \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}} \simeq s. \end{aligned} \quad (\text{П.2.4})$$

В представлении светового конуса $p = \{p_+, p_-; \vec{p}_\perp\}$

$$\begin{aligned} p_1 &= \left\{ \sqrt{\frac{\bar{s}}{2}}, \frac{m^2}{\sqrt{2\bar{s}}}; \vec{0} \right\}, \quad \Delta_1 = \left\{ \xi_1 \sqrt{\frac{\bar{s}}{2}}, \frac{-\bar{\Delta}_1^2 - \xi_1 m^2}{(1 - \xi_1)\sqrt{2\bar{s}}}; \vec{\Delta}_1 \right\}, \\ p_2 &= \left\{ \frac{m^2}{\sqrt{2\bar{s}}}, \sqrt{\frac{\bar{s}}{2}}; \vec{0} \right\}, \quad \Delta_2 = \left\{ \frac{-\bar{\Delta}_2^2 - \xi_2 m^2}{(1 - \xi_2)\sqrt{2\bar{s}}}, \xi_2 \sqrt{\frac{\bar{s}}{2}}; \vec{\Delta}_2 \right\} \\ \tilde{p}_1 &= p_1 - \frac{m^2}{\bar{s}} p_2 = \left\{ \sqrt{\frac{\bar{s}}{2}} \left(1 - \frac{m^4}{\bar{s}^2}\right), 0; \vec{0} \right\}, \\ \tilde{p}_2 &= p_2 - \frac{m^2}{\bar{s}} p_1 = \left\{ 0, \sqrt{\frac{\bar{s}}{2}} \left(1 - \frac{m^4}{\bar{s}^2}\right); \vec{0} \right\}, \\ p'_{1,2} &= p_{1,2} - \Delta_{1,2}, \quad p_{1,2}^2 = p'_{1,2}{}^2 = m^2, \quad \tilde{p}_{1,2}^2 = 0; \end{aligned} \quad (\text{П.2.5})$$

$$\begin{aligned} q &= \sqrt{\frac{2}{s}}(q_+ \tilde{p}_1 + q_- \tilde{p}_2) + q_\perp = \{q_+, q_-; \vec{q}\}, \\ q_1 &= q + \Delta_1, \quad q_2 = -q + \Delta_2, \quad \Delta_{1,2} \simeq \xi_{1,2} \tilde{p}_{1,2}, \end{aligned} \quad (\text{П.2.6})$$

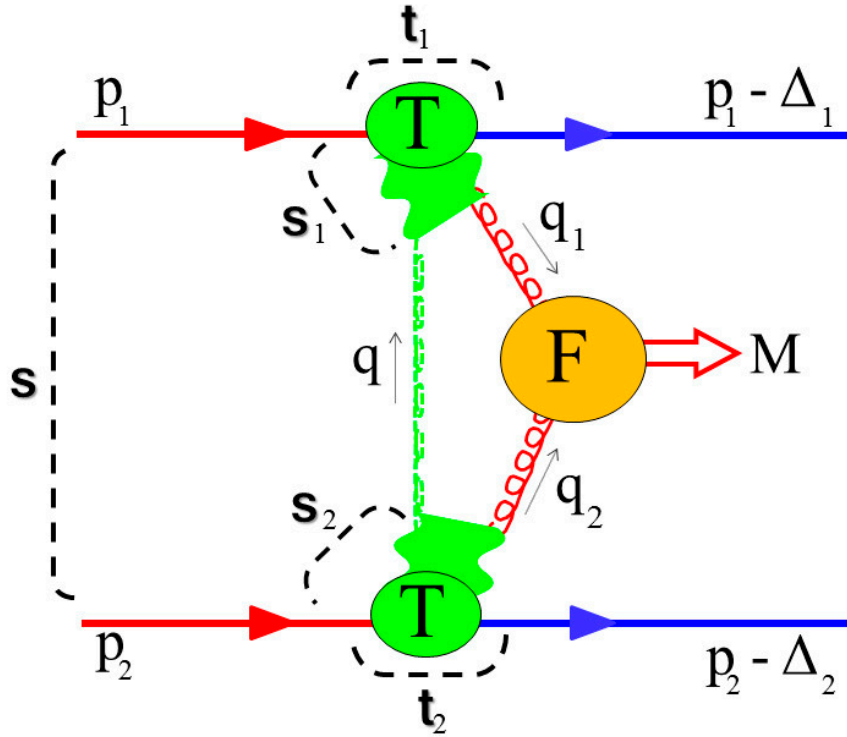


Рис. П.2.1: “Раздетая” (борновская) амплитуда и кинематика для ЭДЦР в случае пертурбативного механизма Померон-Померонных взаимодействий. Абсорбция в начальном и конечном состоянии не показана.

где $\xi_{1,2}$ доли импульса начальных протонов, уносимых глюонами. Дополнительные обозначения для процесса $2 \rightarrow 4$ (в приближении $|\vec{\Delta}_{1,2}| \ll |\vec{k}|$)

$$k_{a,b} \simeq \left\{ \frac{m_{\perp}}{\sqrt{2}} e^{y_c \mp \Delta y}, \frac{m_{\perp}}{\sqrt{2}} e^{-y_c \pm \Delta y}; \pm \vec{k} \right\}, \quad \vec{k}_{a,b} \simeq \pm \vec{k}$$

$$k_{a,b}^2 = m_0^2, \quad m_{\perp}^2 = m_0^2 + \vec{k}^2. \quad (\text{П.2.7})$$

Здесь $\xi_{1,2}$ - потери продольных импульсов протонов, y_c обозначает быстроту центральной системы, $\Delta y = (y_b - y_a)/2$, где $y_{a,b}$ - скорости частиц a, b .

Из вышеуказанных обозначений можно получить следующие отношения:

$$\begin{aligned}
t_{1,2} &= \Delta_{1,2}^2 \simeq -\frac{\vec{\Delta}_{1,2}^2 + \xi_{1,2}^2 m^2}{1 - \xi_{1,2}} \simeq -\vec{\Delta}_{1,2}^2, \quad \xi_{1,2} \rightarrow 0 \\
s_{1,2} &\simeq \xi_{2,1} s, \quad \tau_{1,2} = \sqrt{-t_{1,2}}, \\
M^2 &= (\Delta_1 + \Delta_2)^2 = (q_1 + q_2)^2 \simeq \xi_1 \xi_2 s + t_1 + t_2 - 2\sqrt{t_1 t_2} \cos \phi_0 \\
M_\perp^2 &= \xi_1 \xi_2 s \simeq M^2 + |t_1| + |t_2| + 2\sqrt{t_1 t_2} \cos \phi_0 \\
\cos \phi_0 &= \frac{\vec{\Delta}_1 \vec{\Delta}_2}{|\vec{\Delta}_1| |\vec{\Delta}_2|}, \quad 0 \leq \phi_0 \leq \pi
\end{aligned} \tag{П.2.8}$$

$$\begin{aligned}
s_1 &= (p_1 + q)^2 \simeq m^2 + q^2 + \sqrt{2sq_-} \\
s_2 &= (p_2 - q)^2 \simeq m^2 + q^2 - \sqrt{2sq_+},
\end{aligned} \tag{П.2.9}$$

и дополнительные формулы для процесса $2 \rightarrow 4$

$$\begin{aligned}
s_{1\{a,b\}} &\simeq m^2(1 - \xi_1)^2 + m_0^2 + \frac{M}{M_\perp} \frac{s_1}{2} (1 \pm \tanh \Delta y)(1 - \xi_1), \\
s_{2\{a,b\}} &\simeq m^2(1 - \xi_2)^2 + m_0^2 + \frac{M}{M_\perp} \frac{s_2}{2} (1 \mp \tanh \Delta y)(1 - \xi_2), \\
\hat{t}_{a,b} &\simeq m_0^2 - \frac{MM_\perp}{2} (1 \pm \tanh \Delta y), \\
m_\perp &\simeq \frac{M_\perp}{2 \cosh \Delta y}.
\end{aligned} \tag{П.2.10}$$

Здесь записаны приближенные значения, однако для вычислений использовалась точная кинематика.

Физическая область дифракционных событий с двумя промежутками по быстрой (LRG) определяется следующими кинематическими обрезаниями:

$$0.01 \text{ ГэВ}^2 \leq |t_{1,2}| \leq \sim 1 \text{ ГэВ}^2, \tag{П.2.11}$$

$$\xi_{min} \simeq \frac{M^2}{s\xi_{max}} \leq \xi_{1,2} \leq \xi_{max} \sim 0.1, \tag{П.2.12}$$

$$\begin{aligned}
(\sqrt{-t_1} - \sqrt{-t_2})^2 &\leq \kappa \leq (\sqrt{-t_1} + \sqrt{-t_2})^2 \\
\kappa &= \xi_1 \xi_2 s - M^2 \ll M^2
\end{aligned} \tag{П.2.13}$$

Мы можем записать эти соотношения через быстроты адронов $y_{1,2}$ и быстроту

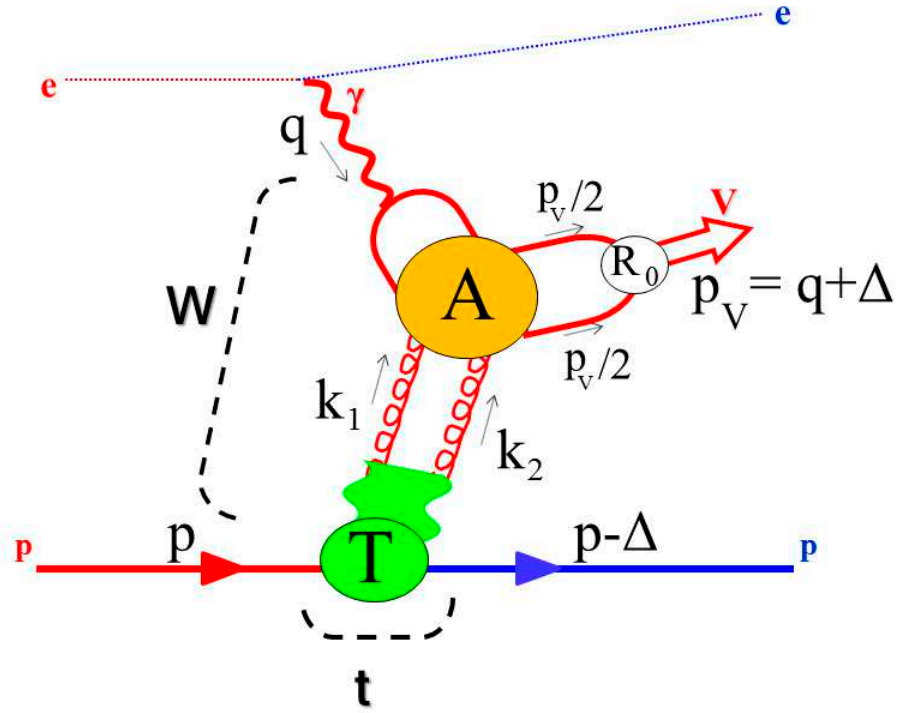


Рис. П.3.2: Эксклюзивное фоторождение векторных мезонов в рамках NRQCD (непертурбативная квантовая хромодинамика). W - энергия γp столкновений. $t = -\Delta^2$ - квадрат переданного импульса. Направления импульсов показаны стрелками. Амплитуды (формфакторы) A , T и R_0 определены в тексте.

центральной системы y_c . Получаем:

$$\begin{aligned} \xi_{1,2} &\simeq \frac{M_{\perp}}{\sqrt{s}} e^{\pm y_c}, \quad |y_c| \leq y_0 = \ln \left(\frac{\sqrt{s} \xi_{max}}{M} \right), \\ |y_{1,2}| &= \frac{1}{2} \ln \frac{(1 - \xi_{1,2})^2 s}{m^2 - t_{1,2}}, \\ |y_c| &\leq 6.5, \quad |y_{1,2}| \geq 8.75 \text{ for } \sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}, \\ |\tanh \Delta y| &\leq \sqrt{1 - \frac{4m_0^2}{M^2}}. \end{aligned} \quad (\text{П.2.14})$$

Более точная кинематика для расчетов представлена в Приложении П.6.

П.3 Кинематика процесса ЭРВМ

Сначала введем обозначения для 4-векторов, изображенных на рисунке П.3.2. Для любого вектора мы используем два типа представления

$$\begin{aligned} \text{usual: } v &= (v_0, v_3; \vec{v}_t) \\ \text{и представление "светового конуса": } v &= \{v_+, v_-; \vec{v}_t\}. \end{aligned} \quad (\text{П.3.1})$$

Для внешних векторов имеем:

$$p = \left(\frac{W^2 + Q^2 + m^2}{2W}, \frac{\lambda^{1/2} (W^2, m^2, -Q^2)}{2W}; \vec{0} \right), \quad (\text{П.3.2})$$

$$q = \left(\frac{W^2 - Q^2 - m^2}{2W}, -\frac{\lambda^{1/2} (W^2, m^2, -Q^2)}{2W}; \vec{0} \right), \quad (\text{П.3.3})$$

$$\begin{aligned} \Delta_3 &= \frac{W^2(m_V^2 + Q^2 - 3t) + (m^2 + Q^2)(m_V^2 + Q^2 + t)}{2\lambda^{1/2} (W^2, m^2, -Q^2) W}, \\ \Delta &= \left(\frac{m_V^2 + Q^2 + t}{2W}, \Delta_3; \vec{\Delta} \right), \end{aligned} \quad (\text{П.3.4})$$

где

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz, \quad (\text{П.3.5})$$

$$s = W^2, \quad q^2 = -Q^2, \quad p^2 = m^2, \quad \Delta^2 = t, \quad p_V^2 = m_V^2. \quad (\text{П.3.6})$$

Введем некоторые базовые переменные:

$$\begin{aligned} k_1 &= \kappa + \frac{\Delta}{2}, \quad k_2 = -\kappa + \frac{\Delta}{2}, \\ p' &= p - \frac{m^2}{\tilde{s}} q, \quad q' = q + \frac{Q^2}{\tilde{s}} p, \quad p_V = q + \Delta, \\ q'^2 &= p'^2 = 0, \quad \tilde{s} = pq + \sqrt{(pq)^2 + Q^2 m^2}, \\ \kappa &= \frac{z_v}{2} (y_+ p' + y_- q') + \kappa_\perp, \\ \Delta &= z_v^2 ([1 + y_Q + y_\Delta] p' - y_\Delta q') + \Delta_\perp, \\ z_v &= \frac{m_V}{W}, \quad y = -\frac{4\kappa^2}{m_V^2}, \quad y_Q = \frac{Q^2}{m_V^2}, \\ t &\simeq \Delta_\perp^2 = -\vec{\Delta}^2, \quad y_\Delta = \frac{\vec{\Delta}^2}{m_V^2}, \quad y_0 = \frac{4s_0}{m_V^2}, \\ \kappa_\perp^2 &= -\vec{\kappa}^2 = -\frac{m_V^2}{4} \left(y + 4y_+ y_- \frac{2p' q'}{W^2} \right) \\ &\simeq -\frac{m_V^2}{4} (y + 4y_+ y_-), \end{aligned} \quad (\text{П.3.7})$$

$s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$.

Поляризационные векторы векторного мезона и фотона в общем случае ($Q \neq 0$) могут быть представлены как

$$\begin{aligned}
\epsilon_{\gamma\perp} q &= \epsilon_{\gamma_0} q = 0, \quad \epsilon_{\gamma\perp}^2 = -\epsilon_{\gamma_0}^2 = -1, \\
\epsilon_{\gamma_0} &= \frac{1}{Q}(q' + z_v^2 y_Q p'), \\
\epsilon_{V\perp} p_V &= \epsilon_{V\parallel} p_V = 0, \\
\epsilon_{V\perp} &= v_\perp + \frac{2(\vec{v}\vec{\Delta})}{s}(p' - q'), \quad v_\perp^2 = -\vec{v}^2, \\
\epsilon_{V\parallel} &= \frac{1}{m_V}(q' - z_v^2(1 - y_\Delta)p' + \Delta_\perp)
\end{aligned} \tag{П.3.8}$$

Для фоторождения при высоких энергиях ($Q \rightarrow 0$) получим

$$\begin{aligned}
Q &\ll m, m_V, \sqrt{-t} \ll W, \\
z_m &= \frac{m}{W}, \quad z_Q = \frac{Q}{W}, \quad z_t = \frac{\sqrt{-t}}{W}, \\
k_1 &\simeq \left\{ \frac{W}{\sqrt{2}} z_v \left(y_+ + \frac{z_v}{2} \right), \frac{W}{\sqrt{2}} z_v y_-; \vec{\kappa} \right\}, \\
k_2 &\simeq \left\{ -\frac{W}{\sqrt{2}} z_v \left(y_+ - \frac{z_v}{2} \right), -\frac{W}{\sqrt{2}} z_v y_-; -\vec{\kappa} \right\}, \\
p_V &\simeq \left\{ \frac{W}{\sqrt{2}}(z_v^2 + z_t^2), \frac{W}{\sqrt{2}}; \sqrt{-t} \frac{\vec{\Delta}}{|\vec{\Delta}|} \right\}, \\
p &\simeq p' \simeq \left\{ \frac{W}{\sqrt{2}}, 0; \vec{0} \right\}, \quad q \simeq q' \simeq \left\{ 0, \frac{W}{\sqrt{2}}, \vec{0} \right\}.
\end{aligned} \tag{П.3.9}$$

Удобно ввести два поперечных вектора поляризации

$$\begin{aligned}
\epsilon_1 &= (0, 0; (1, 0)), \quad \epsilon_2 = (0, 0; (0, 1)), \\
\epsilon_i &\perp p, q, p_V, \quad \epsilon_i^2 = -1, \\
\epsilon_i k_1 &= -\epsilon_i k_2 = \epsilon_i \kappa = - \begin{cases} \kappa_t \cos \phi \\ \kappa_t \sin \phi \end{cases}
\end{aligned} \tag{П.3.10}$$

П.4 Дифференциальные сечения жёстких подпроцессов

Здесь собраны основные выражения для партонных сечений глюон-глюонных столкновений типа $g + g \rightarrow a + b$. Некоторые из них можно найти, например, в [275] ($gg \rightarrow gg, gg \rightarrow Q\bar{Q}$) и [196] ($gg \rightarrow \gamma\gamma$).

$$\frac{d\hat{\sigma}_{gg \rightarrow gg}^{J_z=0}}{d\Delta y} = \frac{18\pi\alpha_s(M/2)^2 \cosh^2 \Delta y}{M^2}, \quad (\text{П.4.1})$$

$$\frac{d\hat{\sigma}_{gg \rightarrow Q\bar{Q}}^{J_z=0}}{d\Delta y} = \frac{4\pi\alpha_s(M/2)^2 \cosh^2 \Delta y m_Q^2}{3M^2} \beta^2, \quad (\text{П.4.2})$$

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_Q^2}{M^2}},$$

$$\frac{d\hat{\sigma}_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{J_z=0}}{d\Delta y} = \frac{121\alpha_e^2\alpha_s(M/2)^2}{324\pi M^2 \cosh^2 \Delta y} f_{\gamma\gamma}(\Delta y), \quad (\text{П.4.3})$$

$$f_{\gamma\gamma}(\Delta y) = 1 + \left(1 - 2\Delta y \tanh \Delta y + \frac{\pi^2 + 4\Delta y^2}{4} (1 + \tanh^2 \Delta y) \right)^2,$$

где $\Delta y = (y_a - y_b)/2$, M - инвариантная масса системы, α_e и α_s - электромагнитная и сильная константы связи соответственно, m_Q - масса кварка.

Мы используем следующую формулу для ширин резонансов:

$$\begin{aligned} \Gamma_{H \rightarrow gg} &= \frac{M_H^3 G_F}{4\pi \sqrt{2}} \left(\frac{\alpha_s(M_H/2)}{2\pi} \right)^2 \left| f_H \left(\frac{M_H^2}{4m_t^2} \right) \right|^2 K_H, \\ K_H &\simeq 1 + \frac{\alpha_s(M_H/2)}{\pi} \left(\pi^2 + \frac{11}{2} \right) + 0.2, \\ f_H(x) &= \frac{1}{x} \left(1 + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{x} \right) [L_+ + L_-] \right), \\ L_{\pm} &= Li_2 \left(\frac{2}{1 \pm \sqrt{1 - \frac{1}{x}} \pm i0} \right), \end{aligned} \quad (\text{П.4.4})$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{\chi_b \rightarrow gg} &\simeq 354.4 \text{ кэВ} K_{\chi_b}, \\ K_{\chi_b} &\simeq 1 + \frac{9.8\alpha_s(m_{\chi_b}/2)}{\pi}, \quad m_{\chi_b} = 10.26 \text{ ГэВ}, \end{aligned} \quad (\text{П.4.5})$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{\chi_c \rightarrow gg} &\simeq 8.817 \text{ МэВ} K_{\chi_c}, \\ K_{\chi_c} &\simeq 1.69, \quad m_{\chi_c} = 3.5 \text{ ГэВ}, \end{aligned} \quad (\text{П.4.6})$$

где G_F - постоянная Ферми и m_t - масса топ-кварка.

П.5 Вычисления “мягкого фактора выживания”

Здесь показаны вычисления “мягкой вероятности выживания” при помощи (П.12.24) в простом случае, когда амплитуда имеет форму

$$\mathcal{M} \sim \bar{\mathcal{M}} = e^{-B(\bar{\Delta}_1^2 + \bar{\Delta}_2^2)}. \quad (\text{П.5.1})$$

Когда $y = 0$, мы можем взять такую форму амплитуды. В этом случае

$$\int |\bar{\mathcal{M}}| d^2\vec{\Delta} d^2\vec{\delta} = \frac{\pi^2}{16B^2},$$

$$\vec{\Delta} = \frac{\vec{\Delta}_2 + \vec{\Delta}_1}{2}, \quad \vec{\delta} = \frac{\vec{\Delta}_2 - \vec{\Delta}_1}{2}, \quad (\text{П.5.2})$$

и

$$\mathcal{M}^U \sim \bar{\mathcal{M}}^U = \int \frac{d^2\vec{q}}{(2\pi)^2} \frac{d^2\vec{q}'}{(2\pi)^2} d^2\vec{b} d^2\vec{b}' e^{i\vec{q}\vec{b} + i\vec{q}'\vec{b}'}$$

$$\times e^{-2B(\vec{\Delta}^2 + \vec{\kappa}^2) - \Omega(s,b) - \Omega(s',b')}, \quad (\text{П.5.3})$$

где $\vec{\kappa} = \vec{q} + \vec{q}' + \vec{\delta}$, $b = |\vec{b}|$, $b' = |\vec{b}'|$,

$$\bar{\mathcal{M}}^U = e^{-2B\vec{\Delta}^2} \int \frac{d^2\vec{b}}{2\pi} e^{-i\vec{\delta}\vec{b} - \Omega(s,b) - \Omega(s',b)} \int \frac{d^2\vec{\kappa}}{2\pi} e^{i\vec{\kappa}\vec{b} - 2B\vec{\kappa}^2}$$

$$= \frac{e^{-2B\vec{\Delta}^2}}{4B} \int \frac{d^2\vec{b}}{2\pi} e^{-i\vec{\delta}\vec{b} - \Omega(s,b) - \Omega(s',b) - b^2/(8B)}$$

$$= \frac{e^{-2B\vec{\Delta}^2}}{4B} h(\delta), \quad (\text{П.5.4})$$

где функция h представлена в (2.63). В результате имеем

$$\int |\bar{\mathcal{M}}^U| d^2\vec{\Delta} d^2\vec{\delta} = \frac{\pi^2}{16B^2} \frac{1}{4B} \int_0^\infty |h(\delta)|^2 d\delta^2, \quad (\text{П.5.5})$$

и

$$\langle S^2 \rangle \simeq \langle S^2 \rangle_{y=0} = \frac{\int |\bar{\mathcal{M}}^U| d^2\vec{\Delta} d^2\vec{\delta}}{\int |\bar{\mathcal{M}}| d^2\vec{\Delta} d^2\vec{\delta}}, \quad (\text{П.5.6})$$

которое приводит к выражению (2.62). Точность этого приближения порядка 1%.

П.6 Точная кинематика ЭДЦР (дополнения)

Здесь представлены выражения точных кинематических формул для процессов 2 в 3 (4), которые используются для вычислений в численном Монте-Карло моделировании.

Введем немного другие определения для $\xi_{1,2}$, которые приблизительно равны значениям из (П.2.5): здесь для любых импульсов p мы используем обозначение

$$p = (p_0, p_z, \vec{p})$$

$$p_1 = \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, \beta \frac{\sqrt{s}}{2}, \vec{0} \right); p_2 = \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, -\beta \frac{\sqrt{s}}{2}, \vec{0} \right)$$

$$\Delta_1 = \left(\xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2} + A, \xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2} + B, \vec{\Delta}_1 \right); \Delta_2 = \left(\xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2} - A, -\xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2} - B, \vec{\Delta}_2 \right)$$

$$p_c = \Delta_1 + \Delta_2 = \left(M_{\perp} \text{Cosh } y_c, M_{\perp} \text{Sinh } y_c, \vec{\Delta}_1 + \vec{\Delta}_2 \right); \xi_{1,2} = \frac{M_{\perp}}{\sqrt{s}} e^{\pm y_c}. \quad (\text{П.6.1})$$

Мы используем условие массовой поверхности $(p_i - \Delta_i)^2 = m_p^2$ и получаем уравнения для A и B :

$$\xi_1 \sqrt{s} (A - B) + A^2 - B^2 - \vec{\Delta}_1^2 - \sqrt{s} \left(A - \beta B + \xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2} (1 - \beta) \right) = 0, \quad (\text{П.6.2})$$

$$-\xi_2 \sqrt{s} (A + B) + A^2 - B^2 - \vec{\Delta}_2^2 + \sqrt{s} \left(A + \beta B - \xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2} (1 - \beta) \right) = 0. \quad (\text{П.6.3})$$

Складывая и вычитая уравнения (П.6.2) и (П.6.3) мы имеем:

$$A = X B + Y, \quad X = \frac{\xi_2 - \xi_1}{2 - \xi_2 - \xi_1}, \quad Y = \frac{\vec{\Delta}_2^2 - \vec{\Delta}_1^2}{\sqrt{s}(2 - \xi_1 - \xi_2)} + X \frac{\sqrt{s}}{2} (1 - \beta),$$

$$|X| \ll 1, \quad Y \sim \frac{m_p^2}{\sqrt{s}},$$

$$2(1 - X^2) B^2 - U B + V = 0, \quad B = \frac{U \pm \sqrt{U^2 - 8(1 - X^2)V}}{4(1 - X^2)}, \quad (\text{П.6.4})$$

$$U = 4XY + \sqrt{s}(2\beta - \xi_1 - \xi_2 + X(\xi_1 - \xi_2)),$$

$$V = \vec{\Delta}_1^2 + \vec{\Delta}_2^2 + \frac{(\xi_1 + \xi_2)\sqrt{s}}{2}(1 - \beta) + (\xi_2 - \xi_1)\sqrt{s}Y - 2Y^2 \quad (\text{П.6.5})$$

Нам нужно выбрать корень со знаком минус в (П.6.4), так как для знака плюс мы получим $B > \sqrt{s}$. Для знака минус мы имеем $A, B \sim m_p^2/\sqrt{s} \ll 1$.

В случае ЭДЦР с рождением двух адронов удобно использовать переменные $y_{a,b}$, $\vec{k}_m = \vec{k}_a - \vec{k}_b$. Сечение выглядит как

$$d\sigma_{p+p \rightarrow p+h_a h_b+p} = \frac{|T|^2}{2\sqrt{s(s-4m_p^2)}} \frac{1}{2^{12}\pi^8} \frac{|\vec{\Delta}_1|d|\vec{\Delta}_1||\vec{\Delta}_2|d|\vec{\Delta}_2|d\phi_1 d\phi_2}{|p'_{1z}E'_2 - p'_{2z}E'_1|} dy_a dy_b \frac{1}{4} d^2\vec{k}_m, \quad (\text{П.6.6})$$

где T - амплитуда ЭДЦР с рождением двух адронов, и p'_{1z} - подходящий корень системы уравнений

$$\begin{aligned} u &= \sqrt{s} - m_{\perp a} \text{Cosh}(y_a) - m_{\perp b} \text{Cosh}(y_b) = \sqrt{m_{\perp a}^2 + p'_{1z}{}^2} + \sqrt{m_{\perp b}^2 + p'_{2z}{}^2}, \\ v &= -m_{\perp a} \text{Sinh}(y_a) - m_{\perp b} \text{Sinh}(y_b) = p'_{1z} + p'_{2z}, \end{aligned} \quad (\text{П.6.7})$$

$$\begin{aligned}
|p'_{1z}E'_2 - p'_{2z}E'_1| &= \frac{1}{2}\sqrt{(u^2 - v^2 - (m_{\perp 1} - m_{\perp 2})^2)(u^2 - v^2 - (m_{\perp 1} + m_{\perp 2})^2)}, \\
p'_{1z} &= \\
\frac{v(u^2 - v^2 + m_{\perp 1}^2 - m_{\perp 2}^2) \pm u\sqrt{(u^2 - v^2 - (m_{\perp 1} - m_{\perp 2})^2)(u^2 - v^2 - (m_{\perp 1} + m_{\perp 2})^2)}}{2(u^2 - v^2)}, \\
m_{\perp i}^2 &= m_p^2 + \vec{\Delta}_i^2, \quad m_{\perp a,b}^2 = m_0^2 + \vec{k}_{a,b}^2
\end{aligned} \tag{П.6.8}$$

И мы берем корень p'_{1z} со знаком плюс, так как другой корень дает рассеяние назад и его вклад в амплитуду пренебрежимо мал.

П.7 Кинематика инклюзивных и эксклюзивных процессов перезарядки

П.7.1 Инклюзивные процессы ОП и ДП

Одиночная перезарядка

Диаграмма процесса $p(p_1) + p(p_2) \rightarrow n(p_n) + X(p_X)$ представлена на левом рисунке 3.1. В системе центра масс импульсы могут быть представлены следующим образом (стрелки обозначают попересные импульсы):

$$p_1 = \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, \frac{\sqrt{s}}{2}\beta, \vec{0} \right), \quad p_2 = \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, -\frac{\sqrt{s}}{2}\beta, \vec{0} \right), \tag{П.7.1}$$

$$p_\pi = \left(\xi \frac{\sqrt{s}}{2}\beta^2 + \frac{t + m_p^2 - m_n^2}{\sqrt{s}}, \xi \frac{\sqrt{s}}{2}\beta, \vec{q} \right), \tag{П.7.2}$$

$$p_n = \left((1 - \xi\beta^2) \frac{\sqrt{s}}{2} - \frac{t + m_p^2 - m_n^2}{\sqrt{s}}, (1 - \xi) \frac{\sqrt{s}}{2}\beta, -\vec{q} \right) \tag{П.7.3}$$

$$p_X^2 = M^2, \quad \xi = \frac{M^2 - m_n^2 - 2(t + m_p^2 - m_n^2)}{s\beta^2} \simeq \frac{M^2}{s}, \tag{П.7.4}$$

$$-t = \frac{\vec{q}^2 + \xi^2\beta^2 m_p^2 + (m_n^2 - m_p^2) \left(\xi\beta^2 - \frac{m_n^2 - m_p^2}{s} \right)}{1 - \xi\beta^2 + \frac{2(m_n^2 - m_p^2)}{s}} \simeq \frac{\vec{q}^2 + \xi^2 m_p^2}{1 - \xi}, \tag{П.7.5}$$

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_p^2}{s}}. \tag{П.7.6}$$

Одним из важных вопросов является определение кинематической области процесса, особенно по быстроте y (псевдобыстроте η). Если мы имеем несколько

вторичных пионов из процесса π^+p рассеяния с импульсами

$$k_i = \left(\sqrt{m_i^2 + \vec{k}_i^2 + \xi_i^2 \beta^2 \frac{s}{4}}, -\xi_i \beta \frac{\sqrt{s}}{2}, \vec{k}_i \right) \quad (\text{П.7.7})$$

то

$$\begin{aligned} \sum_i \xi_i &= 1 - \xi, \quad \sum_i \vec{k}_i = \vec{q}, \\ \sum_i \sqrt{\xi_i^2 + \frac{4(m_i^2 + \vec{k}_i^2)}{s\beta^2}} &= 1 + \xi\beta^2 + \frac{t + m_p^2 - m_n^2}{\sqrt{s}} \simeq 1 + \xi, \end{aligned} \quad (\text{П.7.8})$$

и

$$y_i \simeq \frac{1}{2} \ln \frac{\left(\sqrt{\xi_i^2 + \frac{4(m_i^2 + \vec{k}_i^2)}{s}} - \xi_i \right)^2}{\frac{4(m_i^2 + \vec{k}_i^2)}{s}}, \quad (\text{П.7.9})$$

$$\eta_i \simeq \frac{1}{2} \ln \frac{\left(\sqrt{\xi_i^2 + \frac{4\vec{k}_i^2}{s}} - \xi_i \right)^2}{\frac{4\vec{k}_i^2}{s}}. \quad (\text{П.7.10})$$

Для отрицательных ξ_i имеем $y_i \rightarrow y_{i,max}$, $\eta_i \rightarrow \infty$ для $\vec{k}_i \rightarrow 0$. Это означает, что у нас нет промежутка по псевдобыстроте для малых импульсов рождаемых адронов, даже если есть промежутки по быстроте

$$y_{i,max} \simeq \ln \frac{\xi_i \sqrt{s}}{m_i} \leq \ln \frac{M^2}{\sqrt{s} m_i}. \quad (\text{П.7.11})$$

Экспериментально сложная ситуация, когда нам нужно обрезать импульсы конечных вторичных частиц снизу. Например, если $y = 6$ для пионов с энергией 30 ГэВ, то $\eta \simeq 9$.

Двойная перезарядка

Кинематика двойного пионного обмена (правый рис. 3.1, DπE) аналогична процессу ДПО (ЭДЦР):

$$p_{\pi_1} = \left(\xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2} \beta^2 + \frac{t_1 + m_p^2 - m_n^2}{\sqrt{s}}, \xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2} \beta, \vec{q}_1 \right), \quad (\text{П.7.12})$$

$$p_{n_1} = \left((1 - \xi_1 \beta^2) \frac{\sqrt{s}}{2} - \frac{t_1 + m_p^2 - m_n^2}{\sqrt{s}}, (1 - \xi_1) \frac{\sqrt{s}}{2} \beta, -\vec{q}_1 \right) \quad (\text{П.7.13})$$

$$p_{\pi_2} = \left(\xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2} \beta^2 + \frac{t_2 + m_p^2 - m_n^2}{\sqrt{s}}, -\xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2} \beta, \vec{q}_2 \right), \quad (\text{П.7.14})$$

$$p_{n_2} = \left((1 - \xi_2 \beta^2) \frac{\sqrt{s}}{2} - \frac{t_2 + m_p^2 - m_n^2}{\sqrt{s}}, -(1 - \xi_2) \frac{\sqrt{s}}{2} \beta, -\vec{q}_2 \right), \quad (\text{П.7.15})$$

$$p_X^2 = M^2 = \xi_1 \xi_2 s \beta^2 \frac{1 + \beta^2}{2} - (\vec{q}_1 + \vec{q}_2)^2 - m_p^2 \beta^2 (\xi_1^2 + \xi_2^2) + (t_1 + t_2 + 2(m_p^2 - m_n^2)) \left(\beta^2 (\xi_1 + \xi_2) + \frac{t_1 + t_2 + 2(m_p^2 - m_n^2)}{s} \right) \simeq \xi_1 \xi_2 s \beta^2 \frac{1 + \beta^2}{2} \quad (\text{П.7.16})$$

$$-t_i = \frac{\vec{q}_i^2 + \xi_i^2 \beta^2 m_p^2 + (m_n^2 - m_p^2) \left(\xi_i \beta^2 - \frac{m_n^2 - m_p^2}{s} \right)}{1 - \xi_i \beta^2 + \frac{2(m_n^2 - m_p^2)}{s}} \simeq \frac{\vec{q}_i^2 + \xi_i^2 m_p^2}{1 - \xi_i}. \quad (\text{П.7.17})$$

П.7.2 Эксклюзивные процессы ОП и ДП

Одиночная перезарядка

Диаграмма эксклюзивного однопионного обмена (SπE) $p + p \rightarrow n + \pi^+ + p$ показана на рисунке 3.2а. Импульсы частиц $p_1, p_2, p_n, p'_\pi, p'_2$ соответственно. В системе

центра масс они могут быть записаны следующим образом:

$$p_i \simeq \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, (-1)^{i-1} \frac{\sqrt{s}}{2}, \vec{0} \right), p_n \simeq \left((1-\xi) \frac{\sqrt{s}}{2}, (1-\xi) \frac{\sqrt{s}}{2}, -\vec{q} \right), \quad (\text{П.7.18})$$

$$p'_2 \simeq \left((1-\xi_p) \frac{\sqrt{s}}{2}, -(1-\xi_p) \frac{\sqrt{s}}{2}, \vec{q} - \vec{k} \right), \quad (\text{П.7.19})$$

$$p_\pi = p_1 - p_n, p'_\pi = p_2 + p_\pi - p'_2, \quad (\text{П.7.20})$$

$$M^2 = (p_\pi + p_2)^2 = (p'_\pi + p'_2)^2, \quad (\text{П.7.21})$$

$$t = (p_1 - p_n)^2 = p_\pi^2 \simeq -\frac{\vec{q}^2 + \xi^2 m_p^2}{1-\xi}, \quad \xi \simeq \frac{M^2}{s}, \quad (\text{П.7.22})$$

$$t_p = (p_2 - p'_2)^2 \simeq -\frac{(\vec{q} - \vec{k})^2 + \xi_p^2 m_p^2}{1-\xi_p}, \quad \xi_p \simeq \frac{m_\pi^2 + \vec{k}^2}{\xi s}, \quad (\text{П.7.23})$$

Двойная перезарядка

Кинематика эксклюзивного ДπЕ ($p + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^+ + n$, где импульсы обозначены как $p_1, p_2, p_{n_1}, p'_{\pi_1}, p'_{\pi_2}, p_{n_2}$ соответственно, похожа на кинематику ЭДЦР (см. (П.7.12)-(П.7.17)). Дополнительная переменная здесь

$$t_{\pi\pi} = (p_{\pi_1} - p'_{\pi_1})^2. \quad (\text{П.7.24})$$

П.8 Кинематика жесткого процесса

Импульсы частиц (см. рис. 3.42) могут быть представлены обычным образом (для любого $p \equiv \{p_0, p_3; \vec{p}\}$):

$$k_a = \left\{ x_a p_{h_1,0}, x_a p_{h_1,3}; \vec{k}_{t,a} \right\}, k_b = \left\{ x_b p_{h_2,0}, x_b p_{h_2,3}; \vec{k}_{t,b} \right\}, \quad (\text{П.8.1})$$

$$k_i = \left(k_{t,i} \cosh \eta_i, k_{t,i} \sinh \eta_i; \vec{k}_{t,i} \right), \quad i = c, d, \quad (\text{П.8.2})$$

$$\hat{s} \simeq x_a x_b M_{h_1 h_2}^2 \simeq M_{jj}^2 = (k_c + k_d)^2 = (k_a + k_b)^2, \quad (\text{П.8.3})$$

$$\hat{t} = (k_a - k_c)^2 = (k_b - k_d)^2. \quad (\text{П.8.4})$$

В случае πp рассеяния имеем

$$p_{h_1} = p_\pi \simeq \left\{ \xi \frac{\sqrt{s}}{2}, \xi \frac{\sqrt{s}}{2}; \vec{q} \right\}, p_{h_2} = p_2 \simeq \left\{ \frac{\sqrt{s}}{2}, -\frac{\sqrt{s}}{2}; \vec{0} \right\}$$

и для $\pi\pi$ рассеяния

$$p_{h_1} = p_{\pi,1} \simeq \left\{ \xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2}, \xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2}; \vec{q}_1 \right\}, p_{h_2} = p_{\pi,2} \simeq \left\{ \xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2}, -\xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2}; \vec{q}_2 \right\}.$$

Для $|t_i| \ll m_{h_1, h_2}^2 \ll M_{h_1 h_2}^2$ запишем

$$\begin{aligned} x_a &= \frac{1}{2p_{h_1, 0}} (m_{\perp, c} e^{\eta_c} + m_{\perp, d} e^{\eta_d}), \quad x_b = \frac{1}{2p_{h_2, 0}} (m_{\perp, c} e^{-\eta_c} + m_{\perp, d} e^{-\eta_d}), \\ m_{\perp, i} &= \sqrt{m_i^2 + k_{t, i}^2}. \end{aligned} \quad (\text{П.8.5})$$

В коллинеарном приближении $k_{t, a, b} \ll k_t \simeq k_{t, c} \simeq k_{t, d}$, $m_{a, b, c, d} \ll k_t$

$$\begin{aligned} x_a &= \frac{k_t}{p_{h_1, 0}} e^y \cosh \eta, \quad x_b = \frac{k_t}{p_{h_2, 0}} e^{-y} \cosh \eta, \\ M_{jj} &\simeq 2k_t \cosh \eta, \quad \eta = \frac{\eta_d - \eta_c}{2}, \quad y = \frac{\eta_d + \eta_c}{2}, \\ \hat{t} &\simeq -\frac{\hat{s}}{2}(1+z), \quad \hat{u} \simeq -\frac{\hat{s}}{2}(1-z), \quad z = \tanh \eta = \cos \theta^*, \end{aligned} \quad (\text{П.8.6})$$

где θ^* - угол рассеяния в системе центра масс партонов а и б.

П.9 Ковариантная реджезация. Основные структуры

В этом приложении мы вычисляем точные амплитуды реджеон-реджеонных столкновений для эксклюзивного рождения 0^+ и 0^- состояний методом ковариантной реджезации, предложенном в [52]. Для других состояний вычисления аналогичны и приведены в приложении П.10.

Чтобы рассчитать собственные переданные импульсы и зависимость от азимутального угла, мы используем амплитуды с обменом мезонами произвольного спина с последующей реджезацией.

Базовые элементы данного подхода - вершинные функции

$$T^{\mu_1 \dots \mu_J}(p, \Delta) = \langle p - \Delta | I^{\mu_1 \dots \mu_J} | p \rangle \quad (\text{П.9.1})$$

и

$$\begin{aligned} F_{\alpha_1 \dots \alpha_J}^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}, \nu_1 \dots \nu_{J_2}}(\Delta_1, \Delta_2, p_X) &= \int d^4x d^4y e^{-i\Delta_1 x - i\Delta_2 y} \cdot \\ &\cdot \langle 0 | T^* I^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}}(x) I^{\nu_1 \dots \nu_{J_2}}(y) I_{\alpha_1 \dots \alpha_J}(0) | 0 \rangle, \end{aligned} \quad (\text{П.9.2})$$

где $I^{\mu_1 \dots \mu_J}$ - оператор тока, соответствующий адронному оператору поля со спином J ,

$$(\square + m_J^2) \Phi^{\mu_1 \dots \mu_J}(x) = I^{\mu_1 \dots \mu_J}(x). \quad (\text{П.9.3})$$

Амплитуда \mathcal{M}^{JP} (левая картинка на рисунке 2.17) состоит из вершин $T^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}}$, $T^{\nu_1 \dots \nu_{J_2}}$, $F_{\alpha_1 \dots \alpha_J}^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}, \nu_1 \dots \nu_{J_2}}$ и пропагаторов $d(J_i, t)/(m^2(J_i) - t)$, которые имеют полюса при

$$m^2(J_i) - t = 0, \quad \text{i.e. } J_i = \alpha_{\mathbb{R}_i}(t), \quad (\text{П.9.4})$$

после подходящего аналитического продолжения амплитуд с определенной сигнатурой по J_i в комплексную плоскость. Мы предполагаем, что эти полюса, где $\alpha_{\mathbb{R}_i}$ - траектории Редже, дают лидирующий вклад при высоких энергиях после взятия соответствующих вычетов. Реджевские разрезы генерируются унитаризацией.

Для вершинных функций $T_{1,2}$ мы можем получить следующее тензорное представление:

$$T^{(J_i)} \equiv T^{\mu_1 \dots \mu_{J_i}}(p_i, \Delta_i) = T_0(\Delta_i^2) \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{J_i}{2} \rfloor} \mathbb{C}_{J_i}^n \left(P_i^{(J_i-2n)} G_i^{(n)} \right), \quad (\text{П.9.5})$$

$$\mathbb{C}_{J_i}^n = \frac{(-1)^n (2(J_i - n))!}{(J_i - n)! n! (J_i - 2n)!}, \quad (\text{П.9.6})$$

которое удовлетворяет условиям Париты-Швингера (поперечность-симметричность-бесследовость):

$$\Delta_{\mu_i} T^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_J} = 0 \quad (\text{П.9.7})$$

$$T^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_j \dots \mu_J} = T^{\mu_1 \dots \mu_j \dots \mu_i \dots \mu_J} \quad (\text{П.9.8})$$

$$g_{\mu_i \mu_j} T^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_j \dots \mu_J} = 0 \quad (\text{П.9.9})$$

Тензорные структуры $\left(P_i^{(J_i-2n)} G_i^{(n)} \right)^{\mu_1 \dots \mu_{J_i}}$ удовлетворяют только двум условиям (П.9.7), (П.9.8) (поперечность-симметричность) и состоит из элементов P_i^μ и $G_i^{\mu_1 \mu_2}$:

$$P_i^\mu = (p_i^\mu - \Delta_i^\mu/2) / \sqrt{m^2 - \Delta_i^2/4}, \quad (\text{П.9.10})$$

$$G_i^{\mu_1 \mu_2} = g^{\mu_1 \mu_2} - \frac{\Delta_i^{\mu_1} \Delta_i^{\mu_2}}{\Delta_i^2}. \quad (\text{П.9.11})$$

$$\left(P_i^{(J_i-2n)} G_i^{(n)} \right) = \frac{P_i^{(\mu_1 \dots \mu_{J_i-2n}} P_i^{\mu_{J_i-2n+1} \mu_{J_i-2n+2} \dots \mu_{J_i}} G_i^{\mu_{J_i-2n+1} \mu_{J_i-2n+2} \dots \mu_{J_i}})}{N_{J_i}^n}, \quad (\text{П.9.12})$$

$$N_{J_i}^n = \frac{J_i!}{2^n n! (J_i - 2n)!}. \quad (\text{П.9.13})$$

Коэффициенты $\mathbb{C}_{J_i}^n$ в (П.9.5) могут быть получены из условия (П.9.9), которое приводит к рекуррентной системе уравнений. Для каждой поперечно-симметричной

структуры мы имеем

$$\begin{aligned}
& g_{\mu_1\mu_2} \left(P_i^{(J_i-2n)} G_i^{(n)} \right)^{\mu_1 \dots \mu_{J_i}} = \\
& \frac{(J_i - 2n)(J_i - 2n - 1)}{J_i(J_i - 1)} \times \left(P_i^{(J_i-2n-2)} G_i^{(n)} \right) + \\
& \frac{2n(2(J_i - 2)N_{J_i-3}^{n-1} + (J_i - 2)(J_i - 3)N_{J_i-4}^{n-2} + 3N_{J_i-2}^{n-1})}{J_i(J_i - 1)N_{J_i-2}^{n-1}} \times \\
& \left(P_i^{(J_i-2n)} G_i^{(n-1)} \right) = 0, \tag{П.9.14}
\end{aligned}$$

где первый член соответствует свертке тензоров

$$P_i^{\mu_1} P_i^{\mu_2} g_{\mu_1\mu_2} = 1, \tag{П.9.15}$$

и три составляющих второго члена соответствуют сверткам

$$P_i^{\mu_1} G_i^{\mu_2\mu_k} g_{\mu_1\mu_2} = P_i^{\mu_k}, \tag{П.9.16}$$

$$G_i^{\mu_1\mu_k} G_i^{\mu_2\mu_l} g_{\mu_1\mu_2} = G_i^{\mu_k\mu_l}, \tag{П.9.17}$$

$$G_i^{\mu_1\mu_2} g_{\mu_1\mu_2} = 3. \tag{П.9.18}$$

В итоге имеем

$$\begin{aligned}
& \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{J_i}{2} \rfloor} \mathbb{C}_{J_i}^n \times \left[(J_i - 2n)(J_i - 2n - 1) \times \left(P_i^{(J_i-2n-2)} G_i^{(n)} \right) + \right. \\
& \left. 2n(2J_i - 2n + 1) \times \left(P_i^{(J_i-2n)} G_i^{(n-1)} \right) \right] = \\
& \sum_{n=1}^{\lfloor \frac{J_i}{2} \rfloor} \left[\mathbb{C}_{J_i}^{n-1} (J_i - 2n + 2)(J_i - 2n + 1) + \right. \\
& \left. \mathbb{C}_{J_i}^n 2n(2J_i - 2n + 1) \right] \times \left(P_i^{(J_i-2n)} G_i^{(n-1)} \right) = 0 \tag{П.9.19}
\end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}
\mathbb{C}_{J_i}^n &= \mathbb{C}_{J_i}^{n-1} \frac{(-1)(J_i - 2n + 2)(J_i - 2n + 1)}{2n(2J_i - 2n + 1)} = \\
& \frac{(-1)^n (2(J_i - n))!}{(J_i - n)! n! (J_i - 2n)!} \left[\mathbb{C}_{J_i}^0 \frac{(J_i!)^2}{(2J_i)!} \right], \tag{П.9.20}
\end{aligned}$$

что эквивалентно (П.9.6), если мы положим выражение в квадратных скобках равным единице.

Теперь получим общее выражение для вершины $F_{(J)}^{(J_1), (J_2)} \equiv F_{\alpha_1 \dots \alpha_J}^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}, \nu_1 \dots \nu_{J_2}}$, когда $J = 0$. Так как тензор должен удовлетворять (П.9.7)-(П.9.9) по каждой группе

индексов, его можно представить как

$$F_{0^+}^{(J_1),(J_2)} = \sum_{k=0}^{\min[J_1, J_2]} \sum_{n_i=0}^{\lfloor \frac{J_i-k}{2} \rfloor} \mathbb{C}_{J_1, J_2}^{k, n_1, n_2} \times \\ \left(D_1^{(J_1-k-2n_1)} G_1^{(n_1)} G_{12}^{(k)} G_2^{(n_2)} D_2^{(J_2-k-2n_2)} \right). \quad (\text{П.9.21})$$

Здесь поперечно-симметричная структура в скобках содержит две группы индексов: $\{\mu\} \equiv \mu_1 \dots \mu_{J_1}$ и $\{\nu\} \equiv \nu_1 \dots \nu_{J_2}$ и состоит из следующих элементов:

$$D_{1,2}^\rho = \left(\Delta_{1,2}^\rho + \frac{d_{1,2}^2}{(\Delta_1 \Delta_2)} \Delta_{2,1}^\rho \right) / (d_{1,2} K_{12}), \quad (\text{П.9.22})$$

$$d_{1,2} = \sqrt{-t_{1,2}}, \quad K_{12} = \sqrt{1 - \frac{d_1^2 d_2^2}{(\Delta_1 \Delta_2)^2}}, \quad (\text{П.9.23})$$

$$G_{12}^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} - \frac{\Delta_2^\mu \Delta_1^\nu}{(\Delta_1 \Delta_2)}, \quad (\text{П.9.24})$$

и G_i определена в (П.9.11). Число различных членов в каждой структуре

$$N_{J_1 J_2}^{k, n_1, n_2} = \frac{N_{J_1}^{n_1} N_{J_2}^{n_2}}{k!}. \quad (\text{П.9.25})$$

Для 0^- состояния нам нужно добавить анти-симметричный элемент

$$F_A^{\mu\nu} = \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \Delta_{1,\rho} \Delta_{2,\sigma} / (d_1 d_2), \quad (\text{П.9.26})$$

и вершина выглядит следующим образом:

$$F_{0^-}^{(J_1),(J_2)} = \sum_{k=0}^{\min[J_1, J_2]-1} \sum_{n_i=0}^{\lfloor \frac{J_i-1-k}{2} \rfloor} \mathbb{C}_{J_1, J_2}^{k, n_1, n_2} \times \\ \left(F_A D_1^{(J_1-1-k-2n_1)} G_1^{(n_1)} G_{12}^{(k)} G_2^{(n_2)} D_2^{(J_2-1-k-2n_2)} \right). \quad (\text{П.9.27})$$

Для дальнейших вычислений определим дополнительные величины и функции (приближенные значения даны для $d_{1,2} \ll m \leq M \ll \sqrt{s_{1,2}}$):

$$X_{1,2} = \frac{(P_{1,2} \Delta_{2,1}) d_{1,2}}{(\Delta_1 \Delta_2) Q_{1,2}} \simeq \frac{s_{1,2} d_{1,2}}{M^2 m}, \quad (\text{П.9.28})$$

$$Q_{1,2} = \sqrt{1 + d_{1,2}^2 / (\Delta_1 \Delta_2)}, \quad (\text{П.9.29})$$

$$Z_{12} = \frac{(P_1 P_2) (\Delta_1 \Delta_2)}{(P_1 \Delta_2) (P_2 \Delta_1)} \simeq 1 - \frac{2\vec{\Delta}_1 \vec{\Delta}_2}{M^2}, \quad (\text{П.9.30})$$

$$\mathbb{C}_{J_1 J_2}^{k, 0, 0} = \left(\frac{d_1 d_2}{(\Delta_1 \Delta_2)} \right)^k f_{J_1 J_2}^k, \quad (\text{П.9.31})$$

где $f_{J_1 J_2}^k$ при $t_i \rightarrow 0$ - не сингулярные функции по t_1, t_2 и M^2 .

Мы можем построить вершины $F_{0^\pm}^{(J_1)(J_2)}$ как мы делали для $T^{(J_i)}$ в (П.9.14)-(П.9.20), взяв след в каждой из групп индексов и получая рекуррентные уравнения для $\mathbb{C}_{J_1 J_2}^{k, n_1, n_2}$. Но здесь достаточно того, что в свертке

$$V_{J_1 J_2, 0^\pm} = \frac{T_{\{\mu\}}^{(J_1)}}{T_0(t_1)} \otimes F_{0^\pm}^{(J_1), \{\mu\} (J_2), \{\nu\}} \otimes \frac{T_{\{\nu\}}^{(J_2)}}{T_0(t_2)} \quad (\text{П.9.32})$$

F -вершины могут быть заменены на

$$F_{0^+}^{(J_1), (J_2)} \rightarrow \left(\frac{d_1}{(\Delta_1 \Delta_2) K_{12}} \right)^{J_1} \left(\frac{d_2}{(\Delta_1 \Delta_2) K_{12}} \right)^{J_2} \times \sum_{k=0}^{\min[J_1, J_2]} f_{J_1, J_2}^k ((\Delta_1 \Delta_2) K_{12}^2)^k \times \Delta_2^{\mu_{k+1}} \dots \Delta_2^{\mu_{J_1}} G_{12}^{\mu_1 \nu_1} \dots G_{12}^{\mu_k \nu_k} \Delta_1^{\nu_{k+1}} \dots \Delta_1^{\nu_{J_2}}, \quad (\text{П.9.33})$$

$$F_{0^-}^{(J_1), (J_2)} \rightarrow \left(\frac{d_1}{(\Delta_1 \Delta_2) K_{12}} \right)^{J_1} \left(\frac{d_2}{(\Delta_1 \Delta_2) K_{12}} \right)^{J_2} \times \sum_{k=0}^{\min[J_1-1, J_2-1]} f_{J_1, J_2}^k ((\Delta_1 \Delta_2) K_{12}^2)^k \times F_A^{\mu_1 \nu_1} \Delta_2^{\mu_{k+2}} \dots \Delta_2^{\mu_{J_1}} G_{12}^{\mu_2 \nu_2} \dots G_{12}^{\mu_{k+1} \nu_{k+1}} \Delta_1^{\nu_{k+2}} \dots \Delta_1^{\nu_{J_2}}, \quad (\text{П.9.34})$$

исходя из поперечно-симметрично-бесследовых свойств структур T . Возможно показать, что в точных F -вершинах коэффициенты $\mathbb{C}_{J_1 J_2}^{k, n_1, n_2}$, $n_i > 0$ могут быть выражены только через $f_{J_1 J_2}^k$, то есть мы можем получить точные формулы для (П.9.32), используя упрощенные выражения (П.9.33), (П.9.34), что сделано ниже.

Вычислим ведущие члены в разложениях свернутых вершин

$$V_{J_1 J_2, 0^+} = \sum_{k=0}^{\min[J_1, J_2]} V_{J_1 J_2, 0^+}^k, \quad (\text{П.9.35})$$

$$V_{J_1 J_2, 0^-} = \sum_{k=0}^{\min[J_1-1, J_2-1]} V_{J_1 J_2, 0^-}^k. \quad (\text{П.9.36})$$

Достаточно легко показать, что

$$V_{J_1 J_2, 0^+}^0 = f_{J_1 J_2}^0 \prod_{i=1}^2 \left(\frac{2Q_i}{K_{12}} \right)^{J_i} \mathcal{P}_{J_i}(X_i) \simeq \tilde{f}_{J_1 J_2}^0 X_1^{J_1} X_2^{J_2} \text{ for } X_i \gg 1, t_i \ll m^2, \quad (\text{П.9.37})$$

где $\mathcal{P}_J(X)$ - полиномы Лежандра, а числовые факторы “скрыты” в $\tilde{f}_{J_1 J_2}^0$. Для следующего члена мы можем применить такой трюк:

$$\begin{aligned} & \left(P_1^{(J_1-2n_1)} G_1^{(n_1)} \right)_{\{\mu\}} = \\ & P_1^{\mu_1} \frac{J_1 - 2n_1}{J_1} \left(P_1^{(J_1-2n_1-1)} G_1^{(n_1)} \right)^{\{\mu\} \neq \mu_1} + \\ & \sum_{i=2}^{J_1} G_1^{\mu_1 \mu_i} \frac{2n_1}{J_1} \left(P_1^{(J_1-2n_1)} G_1^{(n_1-1)} \right)^{\{\mu\} \neq \mu_1, \mu_i} \end{aligned} \quad (\text{П.9.38})$$

и то же самое для второй структуры. Эффективно в свертке должен быть добавлен следующий безразмерный фактор

$$\begin{aligned} & \left[\frac{(J_1 - 2n_1) \sqrt{(\Delta_1 \Delta_2)}}{J_1 (P_1 \Delta_2)} P_1^{\mu_1} + \frac{(2n_1) d_1 K_{12}}{J_1 \sqrt{(\Delta_1 \Delta_2)} Q_1^2} D_1^{\mu_1} \right] \times \\ & \left[1 \rightarrow 2, \mu \rightarrow \nu \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.9.39})$$

Затем нам нужно свернуть эти структуры с $G_{12}^{\mu_1 \nu_1}$ и $F_A^{\mu_1 \nu_1}$, чтобы вычислить $V_{J_1 J_2, 0^+}^1$ и $V_{J_1 J_2, 0^-}^0$ соответственно. Окончательный результат может быть представлен как

$$\begin{aligned} V_{J_1 J_2, 0^+}^1 &= f_{J_1 J_2}^1 \left(\frac{2Q_1}{K_{12}} \right)^{J_1} \left(\frac{2Q_2}{K_{12}} \right)^{J_2} \frac{K_{12}^2}{J_1 J_2} \times \\ & \left\{ [Z_{12} - 1] \mathcal{P}'_{J_1} \mathcal{P}'_{J_2} + \frac{d_1^2 d_2^2}{(\Delta_1 \Delta_2)^2} \left[\frac{K_{12}^2}{Q_1^2 Q_2^2} \mathcal{P}''_{J_1} \mathcal{P}''_{J_2} + \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{1}{Q_2^2} \mathcal{P}'_{J_1} \mathcal{P}''_{J_2} + \frac{1}{Q_1^2} \mathcal{P}''_{J_1} \mathcal{P}'_{J_2} \right] \right\} \simeq \\ & \tilde{f}_{J_1 J_2}^1 X_1^{J_1} X_2^{J_2} \frac{2\vec{\Delta}_1 \vec{\Delta}_2}{M^2}, \end{aligned} \quad (\text{П.9.40})$$

$$\begin{aligned} V_{J_1 J_2, 0^-}^0 &= f_{J_1 J_2}^0 \left\{ \frac{\sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}}}{1 - \frac{s_1 + s_2}{2s} + \frac{M^2 - 4m^2 - d_1^2 - d_2^2}{4s}} \right\} \times \\ & \left(\frac{2Q_1}{K_{12}} \right)^{J_1} \left(\frac{2Q_2}{K_{12}} \right)^{J_2} \frac{Z_{12}}{J_1 J_2} \mathcal{P}'_{J_1} \mathcal{P}'_{J_2} \frac{[\vec{\Delta}_1 \times \vec{\Delta}_2]}{d_1 d_2} \simeq \\ & \tilde{f}_{J_1 J_2}^0 X_1^{J_1} X_2^{J_2} \frac{[\vec{\Delta}_1 \times \vec{\Delta}_2]}{d_1 d_2}, \end{aligned} \quad (\text{П.9.41})$$

где член в фигурных скобках близок к единице, и

$$\mathcal{P}'_J = X \frac{\partial}{\partial X} \mathcal{P}_J(X) = \frac{J X}{X^2 - 1} (X \mathcal{P}_J(X) - \mathcal{P}_{J-1}(X)), \quad (\text{П.9.42})$$

$$\mathcal{P}''_J = -\frac{\partial}{\partial X} \mathcal{P}_{J-1}(X) = -\frac{J}{X^2 - 1} (\mathcal{P}_J(X) - X \mathcal{P}_{J-1}(X)). \quad (\text{П.9.43})$$

Для $d_{1,2} \ll m \leq M \ll \sqrt{s_{1,2}} \leq \sqrt{s}$ и $X_i \gg 1$ мы можем записать выражения для ведущих членов амплитуд

$$\mathcal{M}^{0+} \simeq \sum_{J_1, J_2} \prod_{i=1,2} [T_0(t_i) X_i^{J_i}] \times \sum_{k=0}^{\min(J_1, J_2)} \tilde{f}_{J_1 J_2}^k \left(\frac{2\sqrt{t_1 t_2} \cos \phi}{M^2} \right)^k, \quad (\text{П.9.44})$$

$$\mathcal{M}^{0-} \simeq \sum_{J_1, J_2} \prod_{i=1,2} [T_0(t_i) X_i^{J_i}] \times \sum_{k=0}^{\min(J_1, J_2) - 1} \tilde{f}_{J_1 J_2}^k \left(\frac{2\sqrt{t_1 t_2} \cos \phi}{M^2} \right)^k \sin \phi. \quad (\text{П.9.45})$$

Затем нам нужно аналитически продолжить указанные выше выражения в область комплексных $J_{1,2}$. Это может быть сделано, как в работе [223], используя предписание реджезации

$$\sum_J \frac{F^J}{(t - m^2)} \rightarrow \frac{\alpha'_{\mathbb{R}}}{2} \eta_{\mathbb{R}}(t) \Gamma(-\alpha_{\mathbb{R}}(t)) F^{\alpha_{\mathbb{R}}(t)}. \quad (\text{П.9.46})$$

Для проверки того, что описанное выше приближение совпадает с обычным Реджевским подходом, найдем амплитуду упругого рассеяния двух частиц с одинаковой массой m . Для обмена мезоном со спином J она равна свертке

$$\mathcal{M}^{el}(s, t) = T_{\{\mu\}}^{(J)}(p_1, \Delta) \otimes T_{\{\mu\}}^{(J)}(p_2, -\Delta) = T_0(t)^2 2^J \mathbb{C}_J^0 \mathcal{P}_J \left(\frac{s - 2m^2 + t/2}{2m^2 - t/2} \right) \sim \left(\frac{s}{m^2} \right)^J, \quad (\text{П.9.47})$$

которая ведет к основной Реджевской формуле после соответствующего аналитического продолжения в комплексную плоскость J .

Более сложная ситуация возникает в случае неравных масс. К примеру, рассмотрим процесс $p + p \rightarrow p + X$, где $m_p = m$, $m_X = M \gg m$. Для обмена мезоном со спином J имеем

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(s, t) &= T_{\{\mu\}}^{(J)}(p_1, \Delta) \otimes T_{\{\mu\}}^{(J)}(p_2, -\Delta) = \\ &T_{01}(t)T_{02}(t)2^J \mathbb{C}_J^0 \mathcal{P}_J \left(\frac{(2s - 3m^2 - M^2 + t)\sqrt{-t}}{\sqrt{4m^2 - t} \lambda^{1/2}(t, m^2, M^2)} \right) \\ &\sim \left(\frac{s\sqrt{-t}}{M^2 m} \right)^J. \end{aligned} \quad (\text{П.9.48})$$

Здесь аргумент функции Лежандра - это t -канальный косинус $z_t = \cos \theta_t$, а

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz.$$

Фактор $\sqrt{-t}$ является следствием сохранения тензорного мезонного тока (П.9.7). В классической Реджевской схеме

$$\sum_J (2J + 1) \mathcal{M}_J \mathcal{P}_J(-z_t) \rightarrow \eta_{\mathbb{R}}(t) \beta_{\mathbb{R}}(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_{\mathbb{R}}(t)}, \quad (\text{П.9.49})$$

где этот фактор “скрыт” в неизвестной функции вычета $\beta_{\mathbb{R}}(t)$. В нашем предписании t -зависимость вычета выглядит как

$$\beta_{\mathbb{R}} \sim T_{01}(t)T_{02}(t)(-t)^{\alpha_{\mathbb{R}}/2}. \quad (\text{П.9.50})$$

Нет нуля по t , так как Реджевское приближение действует только для $|z_t| \gg 1$. Но иногда это поведение при малых t выделяется в точной форме, как в работе [125], посвященной процессу ОДД (SD).

П.10 Ковариантная реджезация. Формулы для амплитуд

Здесь мы кратко рассмотрим более общий случай, когда в центре рождается частица со спином больше 0.

Для вершинных функций $T_{1,2}$ мы можем получить следующее тензорное представление, которое похоже на представление из приложения П.9, но с другими обозначениями:

$$T^{\mu_1 \dots \mu_J}(p, \Delta) = T_0(\Delta^2) \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{J}{2} \rfloor} Y_J^n \mathcal{T}_{00J, n}^{\mu_1 \dots \mu_J}, \quad (\text{П.10.1})$$

$$Y_J^n = \frac{2^n (2(J-n))! J! D_p^{2n}}{(J-n)! (2J)!} \quad (\text{П.10.2})$$

$$D_p^\mu = 2p^\mu - \Delta^\mu, \quad D_p^2 = 4m^2 - \Delta^2, \quad (\text{П.10.3})$$

которые удовлетворяют условиям Рариты-Швингера (П.9.7).

Тензорные структуры $\mathcal{T}_{00J, n}^{\mu_1 \dots \mu_J}$ удовлетворяют только двум условиям (П.9.8), (П.9.7) и состоят из элементов D_p^μ и $G^{\mu\nu}$:

$$G^{\mu\nu} = -g^{\mu\nu} + \frac{\Delta^\mu \Delta^\nu}{\Delta^2}. \quad (\text{П.10.4})$$

$$\mathcal{T}_{00J, n}^{\mu_1 \dots \mu_J} = D_p^{(\mu_1} \dots D_p^{\mu_{J-2n}} G^{\mu_{J-2n+1} \mu_{J-2n+2}} \dots G^{\mu_{J-1} \mu_J)} \quad (\text{П.10.5})$$

Рассмотрим слияние двух частиц со спинами J_1 и J_2 в частицу со спином J . Общая структура $F_{\alpha_1 \dots \alpha_J}^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}, \nu_1 \dots \nu_{J_2}}(\Delta_1, \Delta_2, p_X)$ должна удовлетворять условиям (П.9.8)-(П.9.9) в каждой группе индексов. Так как свертка вершины со структурами $T^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}}(p_1, \Delta_1)$, $T^{\nu_1 \dots \nu_{J_2}}(p_2, \Delta_2)$ и поляризационным тензором $e^{\alpha_1 \dots \alpha_J}(p_X)$ частицы X приводит к исчезновению некоторых членов в F , остаток может быть построен из

$$p_X^{\mu_i}, p_X^{\nu_j}, \Delta_1^{\alpha_k} \text{ (or } \Delta_2^{\alpha_k}), g^{\mu_i \nu_j}, g^{\mu_i \alpha_k}, g^{\nu_j \alpha_k} \quad (\text{П.10.6})$$

для тензоров и дополнительных элементов

$$\Lambda_X^{\mu_i \nu_j \alpha_k} = p_X^\rho \epsilon^{\rho \mu_i \nu_j \alpha_k}, \quad (\text{П.10.7})$$

$$\Lambda_n^{\mu_i \nu_j \alpha_k} = \Delta_n^\rho \epsilon^{\rho \mu_i \nu_j \alpha_k}, \quad (\text{П.10.8})$$

$$Q_n^{\lambda \kappa} = \Delta_n^\rho p_X^\sigma \epsilon^{\rho \sigma \lambda \kappa} \rightarrow \Delta_1^\rho \Delta_2^\sigma \epsilon^{\rho \sigma \lambda \kappa}, \quad (\text{П.10.9})$$

$$n = 1 \text{ or } 2, (\lambda \kappa) = (\mu_i \nu_j), (\mu_i \alpha_k), (\nu_j \alpha_k)$$

$$i \leq J_1, j \leq J_2, k \leq J$$

для псевдотензоров [276]. Пусть $J_1 \leq J_2$, и рассмотрим несколько случаев.

- $J^P = 0^+$

$$F^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}, \nu_1 \dots \nu_{J_2}}(\Delta_1, \Delta_2, p_X) = \sum_{k=0}^{J_1} f_k \cdot \quad (\text{П.10.10})$$

$$\cdot (p_X^{\mu_1} \dots p_X^{\mu_{J_1-k}} \cdot g^{\mu_{J_1-k+1} \nu_{J_2-k+1}} \dots g^{\mu_{J_1} \nu_{J_2}} \cdot p_X^{\nu_{J_2-k}} \dots p_X^{\nu_1}) \cdot$$

После свертки тензоров мы получаем разложение типа

$$\sum_{n=0}^{\lfloor \frac{J_i}{2} \rfloor} \frac{(-1)^n C_{J_i}^n C_{J_i}^{2n}}{C_{2J_i}^{2n}} \left(\sqrt{\frac{\xi_i^2 (m^2 - t_i/4) M_X^2 - t_1 - t_2}{-t_i M_\perp^2}} \right)^{2n}. \quad (\text{П.10.11})$$

В кинематической области (П.2.11), (П.2.12) $\xi_i^2 m^2 / |t_i| \ll 1$ и мы можем оставить только первый член разложения (П.10.11). Тензорное произведение дается выражением

$$T^{J_1}(p_1, \Delta_1) \otimes F^{J_1, J_2, 0^+}(\Delta_1, \Delta_2) \otimes T^{J_2}(p_2, \Delta_2) \sim$$

$$\sim s_1^{J_1} s_2^{J_2} \sum_{k=0}^{J_1} \frac{f_k 2^k}{M_\perp^{2k}}. \quad (\text{П.10.12})$$

- $J^P = 0^-$

$$F^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}, \nu_1 \dots \nu_{J_2}}(\Delta_1, \Delta_2, p_X) = Q_n^{\mu_1 \nu_1} \sum_{k=0}^{J_1-1} f_k \cdot \quad (\text{П.10.13})$$

$$\cdot \left(p_X^{\mu_2} \dots p_X^{\mu_{J_1-k}} \cdot g^{\mu_{J_1-k+1} \nu_{J_2-k+1}} \dots g^{\mu_{J_1} \nu_{J_2}} \cdot p_X^{\nu_{J_2-k}} \dots p_X^{\nu_2} \right) ,$$

$$T^{J_1}(p_1, \Delta_1) \otimes F^{J_1, J_2, 0^-}(\Delta_1, \Delta_2) \otimes T^{J_2}(p_2, \Delta_2) \sim \quad (\text{П.10.14})$$

$$\sim 4Q_n^{\mu_1 \nu_1} p_1^{\mu_1} p_2^{\nu_1} s_1^{J_1-1} s_2^{J_2-1} \sum_{k=0}^{J_1-1} \frac{f_k 2^k}{M_{\perp}^{2k}}$$

$$\simeq [\Delta_1 \times \Delta_2] \cdot s_1^{J_1} s_2^{J_2} \sum_{k=0}^{J_1-1} \frac{f_k 2^{k+1}}{M_{\perp}^{2k+2}}$$

- $J^P = 1^-$

$$F^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}, \nu_1 \dots \nu_{J_2}, \alpha}(\Delta_1, \Delta_2, p_X) = g^{\alpha \mu_1} \sum_{k=0}^{J_1-1} f_k \cdot \quad (\text{П.10.15})$$

$$\cdot \left(p_X^{\mu_2} \dots p_X^{\mu_{J_1-k}} \cdot g^{\mu_{J_1-k+1} \nu_{J_2-k+1}} \dots g^{\mu_{J_1} \nu_{J_2}} \cdot p_X^{\nu_{J_2-k}} \dots p_X^{\nu_1} \right) +$$

$$+ g^{\alpha \nu_1} \sum_{k=0}^{J_1} f_{J_1+k} \cdot$$

$$\cdot \left(p_X^{\mu_1} \dots p_X^{\mu_{J_1-k}} \cdot g^{\mu_{J_1-k+1} \nu_{J_2-k+1}} \dots g^{\mu_{J_1} \nu_{J_2}} \cdot p_X^{\nu_{J_2-k}} \dots p_X^{\nu_2} \right) +$$

$$+ \Delta_n^{\alpha} \sum_{k=0}^{J_1} f_{2J_1+k+1} \cdot$$

$$\cdot \left(p_X^{\mu_1} \dots p_X^{\mu_{J_1-k}} \cdot g^{\mu_{J_1-k+1} \nu_{J_2-k+1}} \dots g^{\mu_{J_1} \nu_{J_2}} \cdot p_X^{\nu_{J_2-k}} \dots p_X^{\nu_1} \right) ,$$

$$T^{J_1}(p_1, \Delta_1) \otimes F^{J_1, J_2, 1^-}(\Delta_1, \Delta_2) \otimes T^{J_2}(p_2, \Delta_2) \sim \quad (\text{П.10.16})$$

$$\sim s_1^{J_1} s_2^{J_2} \left[\frac{2p_1^{\alpha}}{s_1} \sum_{k=0}^{J_1-1} \frac{f_k 2^k}{M_{\perp}^{2k}} + \right.$$

$$+ \frac{2p_2^{\alpha}}{s_2} \sum_{k=0}^{J_1} \frac{f_{J_1+k} 2^k}{M_{\perp}^{2k}} +$$

$$\left. + \Delta_n^{\alpha} \sum_{k=0}^{J_1} \frac{f_{2J_1+1+k} 2^k}{M_{\perp}^{2k}} \right] .$$

Легко показать из общей формы тензорного разложения, что после реджезации получается структура амплитуды, которая аналогична специальному

случаю $J_1 = J_2 = 1$. В этом случае удобно использовать бозе-симметричную форму тензора

$$\begin{aligned} F^{\mu\nu, \alpha}(\Delta_1, \Delta_2, p_X) &= f_0 g^{\alpha\mu} \Delta_1^\nu + \bar{f}_0 g^{\alpha\nu} \Delta_2^\mu + \\ &+ (f_1 \Delta_1^\alpha + \bar{f}_1 \Delta_2^\alpha) \Delta_2^\mu \Delta_1^\nu + \\ &+ (f_2 \Delta_1^\alpha + \bar{f}_2 \Delta_2^\alpha) g^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (\text{П.10.17})$$

и тензорное произведение

$$\begin{aligned} T^{J_1}(p_1, \Delta_1) \otimes F^{J_1, J_2, 1^-}(\Delta_1, \Delta_2) \otimes T^{J_2}(p_2, \Delta_2) &\sim \\ &\sim s_1^{J_1} s_2^{J_2} \left[\frac{2p_1^\alpha}{s_1} f_0 + \frac{2p_2^\alpha}{s_2} \bar{f}_0 + \left(f_1 + \frac{f_2}{M_\perp^2} \right) \Delta_1^\alpha + \right. \\ &\left. + \left(\bar{f}_1 + \frac{\bar{f}_2}{M_\perp^2} \right) \Delta_2^\alpha \right], \end{aligned} \quad (\text{П.10.18})$$

где $\bar{f}(t_1, t_2) = f(t_2, t_1)$.

- $J^P = 1^+$

$$\begin{aligned} F^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}, \nu_1 \dots \nu_{J_2}, \alpha}(\Delta_1, \Delta_2, p_X) &= \Lambda_X^{\mu_1 \nu_1 \alpha} \sum_{k=0}^{J_1-1} f_k \cdot \\ &\cdot (p_X^{\mu_2} \dots p_X^{\mu_{J_1-k}} \cdot g^{\mu_{J_1-k+1} \nu_{J_2-k+1}} \dots g^{\mu_{J_1} \nu_{J_2}} \cdot p_X^{\nu_{J_2-k}} \dots p_X^{\nu_2}) + \\ &+ \Lambda_n^{\mu_1 \nu_1 \alpha} \sum_{k=0}^{J_1-1} f_{J_1+k} \cdot \\ &\cdot (p_X^{\mu_2} \dots p_X^{\mu_{J_1-k}} \cdot g^{\mu_{J_1-k+1} \nu_{J_2-k+1}} \dots g^{\mu_{J_1} \nu_{J_2}} \cdot p_X^{\nu_{J_2-k}} \dots p_X^{\nu_2}) + \\ &+ Q_n^{\nu_1 \alpha} f_{2J_1} (g^{\mu_1 \nu_2} \dots g^{\mu_{J_1} \nu_{J_1+1}} \cdot p_X^{\nu_{J_1+2}} \dots p_X^{\nu_{J_2}}) + \\ &+ Q_n^{\mu_1 \alpha} \sum_{k=0}^{J_1-1} f_{2J_1+k+1} \cdot \\ &\cdot (p_X^{\mu_2} \dots p_X^{\mu_{J_1-k}} \cdot g^{\mu_{J_1-k+1} \nu_{J_2-k+1}} \dots g^{\mu_{J_1} \nu_{J_2}} \cdot p_X^{\nu_{J_2-k}} \dots p_X^{\nu_1}), \end{aligned} \quad (\text{П.10.19})$$

$$\begin{aligned}
& T^{J_1}(p_1, \Delta_1) \otimes F^{J_1, J_2, 1^+}(\Delta_1, \Delta_2) \otimes T^{J_2}(p_2, \Delta_2) \sim \quad (\text{П.10.20}) \\
& \sim s_1^{J_1} s_2^{J_2} \left[\frac{2p_1^{\mu_1} p_2^{\nu_1} p_X^\rho \epsilon^{\rho\alpha\mu_1\nu_1}}{s} \sum_{k=0}^{J_1-1} \frac{f_k 2^{k+1}}{M_\perp^{2k+2}} + \right. \\
& + \frac{2p_1^{\mu_1} p_2^{\nu_1} \Delta_n^\rho \epsilon^{\rho\alpha\mu_1\nu_1}}{s} \sum_{k=0}^{J_1-1} \frac{f_{J_1+k} 2^{k+1}}{M_\perp^{2k+2}} + \\
& + \frac{2p_2^{\nu_1} p_X^\rho \Delta_n^\sigma \epsilon^{\rho\sigma\alpha\nu_1}}{s_2} \frac{f_{2J_1} 2^{J_1}}{M_\perp^{2J_1}} + \\
& \left. + \frac{2p_1^{\mu_1} p_X^\rho \Delta_n^\sigma \epsilon^{\rho\sigma\alpha\mu_1}}{s_1} \sum_{k=0}^{J_1-1} \frac{f_{2J_1+1+k} 2^k}{M_\perp^{2k}} \right].
\end{aligned}$$

Для $J_1 = J_2 = 1$

$$T^{J_1}(p_1, \Delta_1) \otimes F^{J_1, J_2, 1^+}(\Delta_1, \Delta_2) \otimes T^{J_2}(p_2, \Delta_2) \sim \quad (\text{П.10.21})$$

$$\sim s_1^{J_1} s_2^{J_2} \left[\frac{4p_1^\sigma p_2^\lambda (f_0 \Delta_1^\rho - \bar{f}_0 \Delta_2^\rho)}{s M_\perp^2} + 2\Delta_1^\rho \Delta_2^\sigma \left(\frac{f_1 p_1^\lambda}{s_1} - \frac{\bar{f}_1 p_2^\lambda}{s_2} \right) \right] \epsilon^{\rho\sigma\lambda\alpha} =$$

$$= 2s_1^{J_1} s_2^{J_2} [p_1^\lambda P_2^\rho \Delta_1^\sigma + p_2^\lambda P_1^\rho \Delta_2^\sigma] \epsilon^{\rho\sigma\lambda\alpha},$$

$$P_1 = -\frac{\bar{f}_1}{s_2} \Delta_1 + \frac{\bar{f}_0}{s M_\perp^2} 2p_1, \quad (\text{П.10.22})$$

$$P_2 = -\frac{f_1}{s_1} \Delta_2 + \frac{f_0}{s M_\perp^2} 2p_2.$$

- $J^P = 2^+$. Для простоты рассмотрим только случай $J_1 = J_2 = 1$.

$$F^{\mu\nu, \alpha_1\alpha_2}(\Delta_1, \Delta_2, p_X) = f_0 g^{\alpha_1\mu} g^{\alpha_2\nu} + \quad (\text{П.10.23})$$

$$+ f_1 g^{\alpha_1\mu} \Delta_1^{\alpha_2} \Delta_1^\nu + \bar{f}_1 g^{\alpha_1\nu} \Delta_2^{\alpha_2} \Delta_2^\mu + (f_2 \Delta_1^{\alpha_1} \Delta_1^{\alpha_2} + \bar{f}_2 \Delta_2^{\alpha_1} \Delta_2^{\alpha_2}) g^{\mu\nu} +$$

$$+ (f_3 \Delta_1^{\alpha_1} \Delta_1^{\alpha_2} + \bar{f}_3 \Delta_2^{\alpha_1} \Delta_2^{\alpha_2}) \Delta_2^\mu \Delta_1^\nu,$$

$$T^{J_1}(p_1, \Delta_1) \otimes F^{J_1, J_2, 2^+}(\Delta_1, \Delta_2) \otimes T^{J_2}(p_2, \Delta_2) \sim \quad (\text{П.10.24})$$

$$\sim s_1^{J_1} s_2^{J_2} \left[f_0 \frac{4p_1^{\alpha_1} p_2^{\alpha_2}}{s M_\perp^2} + f_1 \frac{2p_1^{\alpha_1} \Delta_1^{\alpha_2}}{s_1} + \bar{f}_1 \frac{2p_2^{\alpha_1} \Delta_2^{\alpha_2}}{s_2} + \right.$$

$$\left. + \frac{2(f_2 \Delta_1^{\alpha_1} \Delta_1^{\alpha_2} + \bar{f}_2 \Delta_2^{\alpha_1} \Delta_2^{\alpha_2})}{M_\perp^2} + (f_3 \Delta_1^{\alpha_1} \Delta_1^{\alpha_2} + \bar{f}_3 \Delta_2^{\alpha_1} \Delta_2^{\alpha_2}) \right].$$

Во всех предыдущих выражениях $f_k = f_k^{J^P}(t_1, t_2, M_X^2)$.

Теперь мы можем выписать общую структуру зависимости от азимутального угла для различных J^P состояний в подходе тензорных токов. Если мы предположим, что ведущий вклад дается полюсами Редже $\alpha_1(t_1)$ и $\alpha_2(t_2)$, тогда амплитуда

процесса может быть записана в следующей форме

$$\mathcal{M}^{J^P} \sim \eta(\alpha_1(t_1))\eta(\alpha_2(t_2)) \left[T^{J_1} \otimes F^{J_1, J_2, J^P} \otimes T^{J_2} \right]_{\substack{J_1 \rightarrow \alpha_1 \\ J_2 \rightarrow \alpha_2}}, \quad (\text{П.10.25})$$

где $J_i \rightarrow \alpha_i$ означает обычную процедуру аналитического продолжения в комплексную плоскость J и взятия вычетов в полюсах Редже, $\eta(\alpha_i)$ - сигнатурные факторы.

В наиболее важном случае, когда главный вклад дается Померонной траекторией, $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_{\mathbb{P}}(0)$ и квадраты “раздетых” амплитуд пропорциональны следующим выражениям:

- $J^P = 0^+$

$$|\mathcal{M}^{0^+}|^2 \sim (M_{\perp}^2)^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)}(f_0 M_{\perp}^2 + 2f_1)^2 \quad (\text{П.10.26})$$

- $J^P = 0^-$

$$|\mathcal{M}^{0^-}|^2 \sim (M_{\perp}^2)^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)} f_0 t_1 t_2 \sin^2 \phi_0 \quad (\text{П.10.27})$$

- $J^P = 1^-$. В этом случае мы предполагаем существование С-нечетной вакуумной траектории, Оддерона, $\alpha_{\mathbb{O}}(t)$.

$$|\mathcal{M}^{1^-}|^2 \sim (M_{\perp}^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)+\alpha_{\mathbb{O}}(0)-2}(\mathcal{F}_0 M_{\perp}^4 + \mathcal{F}_1 M_{\perp}^2 + \mathcal{F}_2), \quad (\text{П.10.28})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_0 &= \frac{f_0^S}{M_X^2} + f_0^A f_1^A + \frac{(t_1 - t_2) f_1^A f_0^S}{M_X^2} + \frac{f_1^A \lambda}{4M_X^2}, \\ \mathcal{F}_1 &= f_0^A - f_0^S - f_0^A f_2^A + \frac{(t_1 - t_2) f_2^A f_0^S}{M_X^2} + \frac{f_1^A f_2^A \lambda}{2M_X^2}, \\ \mathcal{F}_2 &= \frac{f_2^A \lambda}{4M_X^2}, \end{aligned} \quad (\text{П.10.29})$$

$$\begin{aligned} \lambda &= \lambda(M_X^2, t_1, t_2) = M_X^4 + t_1^2 + t_2^2 - 2M_X^2 t_1 - 2M_X^2 t_2 - 2t_1 t_2, \\ f_k^S &= f_k + \bar{f}_k, f_k^A = f_k - \bar{f}_k. \end{aligned}$$

- $J^P = 1^+$

$$|\mathcal{M}^{1^+}|^2 \sim (M_{\perp}^2)^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)}(\mathcal{F}_0 M_{\perp}^4 + \mathcal{F}_1 t_1 t_2 \sin^2 \phi_0 + \mathcal{F}_2), \quad (\text{П.10.30})$$

$$\mathcal{F}_0 = (f_1 \Delta_1 - \bar{f}_1 \Delta_2)^2, \quad (\text{П.10.31})$$

$$\mathcal{F}_1 = \frac{2(s_2 f_1 - s_1 \bar{f}_1)^2}{s} + 4M_{\perp}^2 f_1 \bar{f}_1 - \frac{4(f_0 + \bar{f}_0)^2}{M_X^2}, \quad (\text{П.10.32})$$

$$\mathcal{F}_2 = 4(f_0 \Delta_1 - \bar{f}_0 \Delta_2)^2, \quad (\text{П.10.33})$$

- $J^P = 2^+$

$$|\mathcal{M}^{2^+}|^2 \sim (M_\perp^2)^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)}(\mathcal{F}_0 M_\perp^4 + \mathcal{F}_1 M_\perp^2 + \mathcal{F}_2), \quad (\text{П.10.34})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_0 = & \frac{f_1^{S^2} - 12f_0 f_3^S}{24} + \frac{f_1^S(-4f_0 + f_1^A(t_1 - t_2) + 2\lambda f_3^S)}{12M_X^2} + \\ & + \frac{1}{24M_X^4} [16f_0^2 + 4f_0(4f_1^A(t_1 - t_2) + f_3^S(3(t_1 - t_2)^2 - \lambda)) + \\ & + 4f_3^S f_1^A(t_1 - t_2)\lambda + f_3^{S^2}\lambda + f_1^{A^2}((t_1 - t_2)^2 + 3\lambda)] , \end{aligned} \quad (\text{П.10.35})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_1 = & -\frac{1}{3}f_0(f_1^S + 3f_2^S) + \\ & + \frac{f_2^S}{6M_X^4} [\lambda^2 f_3^S + 2\lambda(-f_0 + f_1^A(t_1 - t_2)) + 6f_0(t_1 - t_2)^2] + \\ & + \frac{1}{6M_X^2} \left[\lambda \left(2f_1^S f_2^S + 2f_0 f_3^S + 3(f_1^{S^2} - f_1^{A^2})/4 \right) - 4f_0^2 - 2f_0 f_1^A(t_1 - t_2) \right] , \end{aligned} \quad (\text{П.10.36})$$

$$\mathcal{F}_2 = \frac{(2f_0 + f_2^S \lambda / M_X^2)^2}{6} . \quad (\text{П.10.37})$$

Похожие формулы для дифференциальных сечений были также получены другими авторами. В работах [183],[184] результаты были получены в предположении, что Померон действует как 1^+ сохраняющийся или не сохраняющийся ток. В conserved or nonconserved current. В [181] и с более детальными исследованиями в [182] было показано, что тот же самый результат следует из простого Реджевского поведения спиральных амплитуд. Экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с этими предсказаниями.

Получено хорошее описание тех же данных и в рамках нашего приближения (с учетом абсорбции, см. рисунки 2.23,2.24).

В дополнение к настоящему описанию существуют модели “глоболов”, основанные на динамике инстантонов [102].

П.11 Структура амплитуды для рождения двух адронов в ЭДЦР

Здесь рассмотрена общая структура амплитуды для процесса $2 \rightarrow 4$, $p + p \rightarrow p + h\bar{h} + p$. Эта амплитуда изображена на рисунке П.11.3. Определения кинематических величин следующие:

$$\begin{aligned} s_{1\{a,b\}} &= (p'_1 + k_{a,b})^2, \quad s_{2\{a,b\}} = (p'_2 + k_{a,b})^2, \\ \hat{t}_{a,b} &= (p_1 - p'_1 - k_{a,b})^2 = (p_2 - p'_2 - k_{b,a})^2, \end{aligned} \quad (\text{П.11.1})$$

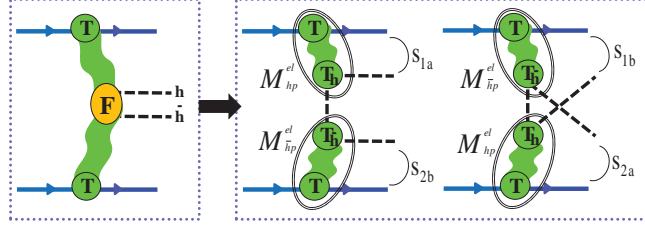


Рис. П.11.3: Схема вычисления “раздетой” амплитуды ЭДЦР в случае малой инвариантной массы ($M < 3$ ГэВ) с рождением двух адронов. Упругие амплитуды показаны здесь как реджеонные обмены, обведенные эллипсами.

Ведущий вклад в реджеон-реджеонную вершину дается амплитудой обмена (правая часть рисунка П.11.3). В этом случае мы можем записать

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{h\bar{h}} &= \mathcal{M}_{hp}^{el}(s_{1a}, t_1) \frac{(F_h(\hat{t}_a))^2}{(\hat{t}_a - m_0^2)} \mathcal{M}_{hp}^{el}(s_{2b}, t_2) + \\ & \mathcal{M}_{hp}^{el}(s_{1b}, t_1) \frac{(F_h(\hat{t}_b))^2}{(\hat{t}_b - m_0^2)} \mathcal{M}_{hp}^{el}(s_{2a}, t_2). \end{aligned} \quad (\text{П.11.2})$$

Здесь \mathcal{M}_{hp}^{el} и $\mathcal{M}_{\bar{h}p}^{el}$ - амплитуды упругого адрон-протонного рассеяния, которые могут быть вычислены в любом подходящем приближении, F_h - формфактор, учитывающий факт того, что адрон, обмен которым происходит в процессе, находится вне массовой поверхности. К примеру, мы можем использовать простые реджеонные обмены для этих амплитуд, как было сделано в [224],[205]. Строго говоря, нам нужно учесть унитарные поправки, так как $s_{i\{a,b\}}$ могут быть порядка $\sim \sqrt{s}$.

Вычисления для рождения $\pi^+\pi^-$ в ЭДЦР в данной диссертации основано на простой Реджевской формуле (как в [224],[205]) для пион-протонных упругих амплитуд

$$\mathcal{M}_{\pi^\pm p}^{el}(s, t) = \sum_{i=\mathbb{P}, \mathbb{R}} C_i^\pm F_i(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_i(t)}, \quad (\text{П.11.3})$$

$$F_i(t) = e^{B_i^0 t}, \quad \alpha_i(t) = \alpha_i^0 + \alpha_i' t, \quad (\text{П.11.4})$$

$$\begin{aligned} C_{\mathbb{P}} &= iC_P, \quad C_{\mathbb{R}}^\pm = C_f(a_f + i) \pm C_\rho(a_\rho - i), \\ C_P &= 13.63 \text{ мб}, \quad C_f = 31.79 \text{ мб}, \quad C_\rho = 4.23 \text{ мб}, \\ a_f &= -0.860895, \quad a_\rho = -1.16158, \end{aligned} \quad (\text{П.11.5})$$

$$B_{\mathbb{P}}^0 = 2.75 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad B_{\mathbb{R}}^0 = 2 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad (\text{П.11.6})$$

$$\alpha_{\mathbb{P}}(t) = 1.088 + 0.25t, \quad \alpha_{\mathbb{R}} = 0.5475 + 0.93t, \quad (\text{П.11.7})$$

$$F_\pi(\hat{t}) \simeq e^{\frac{\hat{t}-m_\pi^2}{\Lambda_{eff}^2}}, \quad \Lambda_{eff}^2 = 1 \text{ ГэВ}^2. \quad (\text{П.11.8})$$

П.12 Структура унитаризованных амплитуд

В этом приложении мы вычисляем адрон-адронное “мягкое” взаимодействие в начальном и конечном состояниях (унитарные поправки). Оно обозначено как V на рисунке 2.17 и дается следующими аналитическими выражениями:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^U(p_1, p_2, \Delta_1, \Delta_2) &= \int \frac{d^2\vec{q}_T}{(2\pi)^2} \frac{d^2\vec{q}'_T}{(2\pi)^2} V(s, \vec{q}_T) \\ &\times \mathcal{M}(p_1 - q_T, p_2 + q_T, \Delta_{1T}, \Delta_{2T}) V(s', \vec{q}'_T), \end{aligned} \quad (\text{П.12.1})$$

$$V(s, \vec{q}_T) = \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}_T\vec{b}} \sqrt{1 + 2iT_{pp \rightarrow pp}^{el}(s, \vec{b})}, \quad (\text{П.12.2})$$

где $\Delta_{1T} = \Delta_1 - q_T - q'_T$, $\Delta_{2T} = \Delta_2 + q_T + q'_T$, \mathcal{M} - “раздетая” амплитуда процесса $p + p \rightarrow p + M + p$. В случае эйконального представления упругой амплитуды $T_{pp \rightarrow pp}^{el}$ мы имеем

$$V(s, \vec{q}_T) = \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}_T\vec{b}} e^{i\delta_{pp \rightarrow pp}(s, \vec{b})}, \quad (\text{П.12.3})$$

где $\delta_{pp \rightarrow pp}$ - эйкональная функция. В этом случае амплитуда (П.12.1) может быть переписана как

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^U(\vec{\Delta}_1, \vec{\Delta}_2) &= \int \frac{d^2\vec{b}}{2\pi} e^{-i\vec{\delta}\vec{b} - \Omega(s, b) - \Omega(s', b)} \times \\ &\int \frac{d^2\vec{\kappa}}{2\pi} e^{i\vec{\kappa}\vec{b}} \mathcal{M}(\vec{\Delta} - \vec{\kappa}, \vec{\Delta} + \vec{\kappa}), \\ \Omega(s, b) &= -i\delta_{pp \rightarrow pp}(s, b), \\ \vec{\Delta} &= \frac{\vec{\Delta}_2 + \vec{\Delta}_1}{2}, \quad \vec{\delta} = \frac{\vec{\Delta}_2 - \vec{\Delta}_1}{2}, \\ \vec{\kappa} &= \vec{\delta} + \vec{q}_T + \vec{q}'_T. \end{aligned} \quad (\text{П.12.4})$$

Здесь мы используем следующее представление для упругой амплитуды [7]

$$T_{el}(s, b) = i \left(1 - e^{-2\Omega(s, b)} \right) / 2. \quad (\text{П.12.5})$$

Некоторые группы [277],[278] используют другие предписания

$$T_{el}(s, b) = i \left(1 - e^{-\Omega(s, b)/2} \right), \quad (\text{П.12.6})$$

или [279]

$$T_{el}(s, b) = i \left(1 - e^{-\Omega(s, b)} \right), \quad (\text{П.12.7})$$

которые математически эквивалентны.

Рассмотрим вычисления для конкретных выражений \mathcal{M} . Чтобы исследовать общие свойства дифракционных картин для эйкональной функции мы используем модель [259] (которая возникла из [7] и использует простое эйкональное приближение) как пример. Тем не менее, некоторые авторы [277],[280] указывают, что мы должны использовать многоканальный эйконал, чтобы учесть дифракционные собственные состояния. Здесь укажем, что параметризация (П.12.5) удовлетворяет в точности условию унитарности и может быть использована без предположений о внутренней структуре эйконала, как в многоканальном приближении. Мы полагаем, что модель [259] является достаточно хорошей для наших целей, по крайней мере при $|t_i| < 1.5 \text{ ГэВ}^2$, так как она хорошо описывает последние данные [209].

Для амплитуды мы представляем вычисления для нескольких случаев:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_i(\vec{\Delta}_1, \vec{\Delta}_2) &= \mathcal{H}(\vec{\Delta}^2) e^{-B_1 \vec{\Delta}_1^2 - B_2 \vec{\Delta}_2^2} \mathcal{K}_i(\vec{\Delta}_1, \vec{\Delta}_2) \rightarrow \\ &\mathcal{H}(\vec{\Delta}^2) e^{-B_+(\vec{\Delta}^2 + \vec{\kappa}^2) + 2B_-(\vec{\Delta}\vec{\kappa})} \mathcal{K}_i(\vec{\Delta} - \vec{\kappa}, \vec{\Delta} + \vec{\kappa}), \end{aligned} \quad (\text{П.12.8})$$

$$B_{\pm} = B_1 \pm B_2,$$

$$\mathcal{K}_0 = 1, \quad (\text{П.12.9})$$

$$\mathcal{K}_V = [\vec{\Delta}_1 \times \vec{\Delta}_2] \rightarrow 2 [\vec{\Delta} \times \vec{\kappa}], \quad (\text{П.12.10})$$

$$\mathcal{K}_S = (\vec{\Delta}_1 \vec{\Delta}_2) \rightarrow \vec{\Delta}^2 - \vec{\kappa}^2, \quad (\text{П.12.11})$$

$$\mathcal{K}_T = \vec{\Delta}_1^2 \vec{\Delta}_2^2 \rightarrow (\vec{\Delta}^2 + \vec{\kappa}^2)^2 - 4 (\vec{\Delta}\vec{\kappa})^2. \quad (\text{П.12.12})$$

Нам нужно вычислить следующие вспомогательные интегралы:

$$\mathcal{I}_{\vec{\kappa}}^v = \int \frac{d^2 \vec{\kappa}}{2\pi} e^{i\vec{\kappa}\vec{b} - B_+ \vec{\kappa}^2 + 2B_-(\vec{\Delta}\vec{\kappa})} v, \quad (\text{П.12.13})$$

$$\mathcal{I}_{\vec{\kappa}}^1 = \frac{1}{2B_+} e^{a/B_+},$$

$$a = B_-^2 \vec{\Delta}^2 + iB_- (\vec{\Delta}\vec{b}) - b^2/4, \quad (\text{П.12.14})$$

$$\mathcal{I}_{\vec{\kappa}}^{\vec{\kappa}(i)} = -i \frac{\partial}{\partial \vec{b}(i)} \mathcal{I}_{\vec{\kappa}}^1 = \left(\frac{B_-}{B_+} \vec{\Delta}^{(i)} + i \frac{\vec{b}(i)}{2B_+} \right) \mathcal{I}_{\vec{\kappa}}^1, \quad (\text{П.12.15})$$

$$\mathcal{I}_{\vec{\kappa}}^{\vec{\kappa}^2} = -\frac{\partial}{\partial B_+} \mathcal{I}_{\vec{\kappa}}^1 = \frac{1}{B_+} \left(1 + \frac{a}{B_+} \right) \mathcal{I}_{\vec{\kappa}}^1, \quad (\text{П.12.16})$$

$$\mathcal{I}_{\vec{\kappa}}^{\vec{\kappa}^4} = -\frac{\partial}{\partial B_+} \mathcal{I}_{\vec{\kappa}}^{\vec{\kappa}^2} = \frac{1}{B_+^2} \left(2 + \frac{4a}{B_+} + \frac{a^2}{B_+^2} \right) \mathcal{I}_{\vec{\kappa}}^1. \quad (\text{П.12.17})$$

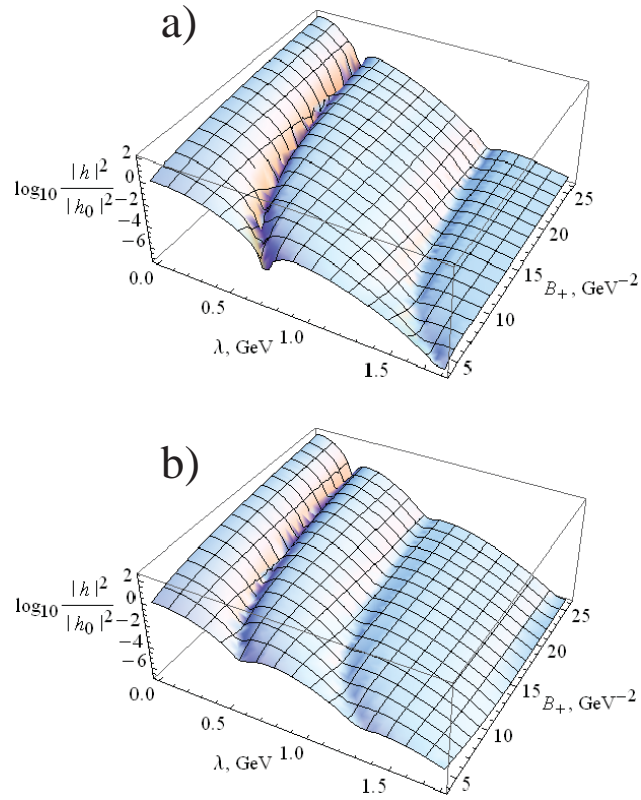


Рис. П.12.4: Функция $|h(\lambda, B_+)|^2$ при а) $\sqrt{s} = 62$ ГэВ и б) $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. $|h(0., 4.)|^2 = 20.5$ ГэВ $^{-2}$ при $\sqrt{s} = 62$ ГэВ и $|h(0., 4.)|^2 = 5.27$ ГэВ $^{-2}$ при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

Дальнейшие вычисления выражаются через функцию h (см. рисунок П.12.4)

$$\begin{aligned}
 h(\lambda, B_+) &= \int \frac{d^2\vec{b}}{2\pi} e^{-i\vec{\lambda}\vec{b} - \Omega(s,b) - \Omega(s',b) - b^2/(4B_+)} = \\
 &= \int db b J_0(\lambda b) e^{-\Omega(s,b) - \Omega(s',b) - b^2/(4B_+)}, \\
 \lambda &= \left| \vec{\lambda} \right| = \left| \vec{\delta} - \frac{B_-}{B_+} \vec{\Delta} \right|.
 \end{aligned} \tag{П.12.18}$$

Мы можем записать

$$\mathcal{M}_i^U = \frac{1}{2B_+} \mathcal{H}(\vec{\Delta}^2) e^{-B_+ \left(1 - \frac{B_-^2}{B_+^2}\right) \vec{\Delta}^2} \hat{\mathcal{K}}_i h(\lambda, B_+), \quad (\text{П.12.19})$$

$$\hat{\mathcal{K}}_0 = 1, \quad (\text{П.12.20})$$

$$\hat{\mathcal{K}}_V = -\frac{1}{B_+} [\vec{\Delta} \times \vec{\lambda}] \frac{1}{\lambda} \frac{\partial}{\partial \lambda}, \quad (\text{П.12.21})$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{K}}_S = & -\frac{1}{B_+} + \vec{\Delta}^2 \left(1 - \frac{B_-^2}{B_+^2}\right) + \\ & \frac{B_-}{B_+^2} (\vec{\Delta} \vec{\lambda}) \frac{1}{\lambda} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial B_+}, \end{aligned} \quad (\text{П.12.22})$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{K}}_T = & \left[\frac{2}{B_+^2} + \frac{2\vec{\Delta}^2}{B_+} \left(1 + \frac{2B_-^2}{B_+^2}\right) + \vec{\Delta}^4 \left(1 - \frac{B_-^2}{B_+^2}\right) \right] + \\ & \left[\frac{2B_-}{B_+^2} \left(-\frac{2}{B_+} + \vec{\Delta}^2 \left(1 - \frac{B_-^2}{B_+^2}\right)\right) (\vec{\Delta} \vec{\lambda}) - \right. \\ & \left. \frac{\vec{\Delta}^2}{B_+^2} \left(1 - \frac{B_-^2}{B_+^2}\right) \right] \frac{1}{\lambda} \frac{\partial}{\partial \lambda} - \\ & 2 \left(\frac{1}{B_+} + \vec{\Delta}^2 \left(1 + \frac{B_-^2}{B_+^2}\right) \right) \frac{\partial}{\partial B_+} + \\ & \frac{\partial^2}{\partial^2 B_+} + 2 \frac{B_-}{B_+^2} (\vec{\Delta} \vec{\lambda}) \frac{1}{\lambda} \frac{\partial}{\partial \lambda} \frac{\partial}{\partial B_+} - \\ & \frac{1}{B_+^2} \left(1 - \frac{B_-^2}{B_+^2}\right) (\vec{\Delta} \vec{\lambda})^2 \frac{1}{\lambda} \frac{\partial}{\partial \lambda} \frac{1}{\lambda} \frac{\partial}{\partial \lambda}. \end{aligned} \quad (\text{П.12.23})$$

Отношение

$$\langle S^2 \rangle = \frac{\int \int d^2 \vec{\Delta}_1 d^2 \vec{\Delta}_2 |\mathcal{M}^U|^2}{\int \int d^2 \vec{\Delta}_1 d^2 \vec{\Delta}_2 |\mathcal{M}|^2} \quad (\text{П.12.24})$$

обычно называют “мягкой вероятностью выживания”. К примеру, при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, значение $\langle S^2 \rangle \sim 0.03$ для наклона t -распределения ~ 4 ГэВ $^{-2}$ (инвариантные массы порядка 100 ГэВ) и 0.13 для наклона ~ 10 ГэВ $^{-2}$ (инвариантные массы порядка 1 ГэВ).

П.13 Кинематика ОДД и ДДД

Рассмотрим сначала общий процесс

$$p(k) + p(p) \rightarrow M_1(k') + M_2(p'),$$

где

$$p^2 = k^2 = m^2, k'^2 = (k - q)^2 = M_1^2, p'^2 = (p + q)^2 = M_2^2, q^2 = -Q^2 \equiv t, s = (p + k)^2,$$

и определяют его кинематические переменные. В системе центра масс имеем (для всех импульсов используем обозначения $p \equiv (p_0, p_1, p_2, p_3)$)

$$\begin{aligned}
p &= \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, \beta \frac{\sqrt{s}}{2} \right), \quad k = \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -\beta \frac{\sqrt{s}}{2} \right) \\
q &= (q_0, q_1, q_2, q_3), \quad q_0 = \frac{kq + pq}{\sqrt{s}}, \quad q_3 = \frac{kq - pq}{\beta \sqrt{s}}, \\
(q_1, q_2) &= \rho_q \sin \theta (\cos \phi, \sin \phi), \quad \rho_q^2 = q_0^2 + Q^2, \\
\sin^2 \theta &= \left(Q^2 - \frac{m^2(pq^2 + kq^2)}{pk^4 - m^4} \right) / \left(Q^2 + \frac{(pq + kq)^2}{2(pk + m^2)} \right), \\
\beta &= \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}}, \\
kq &= \frac{m^2 - Q^2 - M_1^2}{2}, \quad pq = \frac{-m^2 + Q^2 + M_2^2}{2}, \\
Q_{\min}^2 &= \frac{m^2((kq)^2 + (pq)^2) - 2pk kq pq}{(pk)^2 - m^4} \\
&= \frac{s}{2} \left(1 - \xi_1 - \xi_2 - 2\xi_m - \sqrt{(1 - 4\xi_m) \left((1 - \xi_1 - \xi_2)^2 - 4\xi_1 \xi_2 \right)} \right), \\
\xi_i &= M_i^2/s, \quad \xi_m = m^2/s.
\end{aligned} \tag{П.13.1}$$

В случае SD (рисунок 4.1(a)) можно записать

$$\begin{aligned}
M_2 &= M, \quad M_1 = m, \quad \xi_1 = \xi_m, \quad \xi_2 = \xi, \quad Q_{\min} \simeq m\xi, \\
Q_{\min} &\ll Q \ll m, \quad m \ll M \ll \sqrt{s}.
\end{aligned} \tag{П.13.2}$$

Для DD (рисунок 4.1(b)) имеем

$$\begin{aligned}
\xi_{1,2} &\gg \xi_m, \quad Q_{\min} \simeq \sqrt{s\xi_1\xi_2}, \\
Q_{\min} &\ll Q \ll m, \quad m \ll M_{1,2} \ll \sqrt{s}.
\end{aligned} \tag{П.13.3}$$

П.14 Ковариантная реджезация для диссоциативных процессов

В этом приложении ряд формул аналогичны формулам приложений П.9, П.10. Для удобства чтения здесь они повторяются, однако, в применении к расчетам других процессов.

Для вычисления сечений процессов SD и DD мы используем амплитуды с обмeнами мезонами произвольных спинов с последующей реджезацией. Базовыми элементами этого приближения являются вершинные функции $T^{\mu_1 \dots \mu_J}(k, q)$, $T^{\nu_1 \dots \nu_{J'}}(k, q)$, где

$$T^{\mu_1 \dots \mu_J}(k, q) = \langle k - q | I^{\mu_1 \dots \mu_J} | p \rangle, \quad (\text{П.14.1})$$

адронный тензор

$$W^{\mu_1 \dots \mu_J \nu_1 \dots \nu_{J'}}(p, q) = \int d^4x e^{iqx} \langle p | I^{\mu_1 \dots \mu_J}(x) I^{\nu_1 \dots \nu_{J'}}(0) | p \rangle, \quad (\text{П.14.2})$$

и пропагаторы $d(J, t)/(m^2(J) - t)$, которые имеют полюса при

$$m^2(J) - t = 0, \text{ i.e. } J = \alpha_{\mathbb{P}}(t), \quad (\text{П.14.3})$$

после подходящего аналитического продолжения сигнатурных амплитуд в плоскость комплексного значения J . Мы предполагаем, что этот полюс, где $\alpha_{\mathbb{P}}$ - траектория Померона, дает, по определению, наибольший вклад при высоких энергиях после взятия соответствующих вычетов. На этой стадии мы не учитываем унитарные поправки, обозначенные как V на рисунке 4.1. Они были оценены в главе 4.

$I^{\mu_1 \dots \mu_J}$ - оператор тока, связанный с оператором адронного Гейзенберговского поля со спином J ,

$$(\square + m_J^2) \Phi^{\mu_1 \dots \mu_J}(x) = I^{\mu_1 \dots \mu_J}(x), \quad (\text{П.14.4})$$

и

$$\partial_{\mu} I^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_J} = \partial_{\nu} I^{\nu_1 \dots \nu_i \dots \nu_{J'}} = 0; \quad (\text{П.14.5})$$

$$I^{\mu_1 \dots \mu_J} = I^{(\mu_1 \dots \mu_J)}; \quad I^{\nu_1 \dots \nu_{J'}} = I^{(\nu_1 \dots \nu_{J'})}; \quad (\text{П.14.6})$$

$$g_{\mu_i \mu_k} I^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_k \dots \mu_J} = g_{\nu_i \nu_k} I^{\nu_1 \dots \nu_i \dots \nu_k \dots \nu_{J'}} = 0. \quad (\text{П.14.7})$$

В терминах тензора $W^{\mu_1 \dots \mu_J \nu_1 \dots \nu_{J'}}$ условия (П.14.5)-(П.14.7) выглядят как условия Рариты-Швингера для неприводимых представлений алгебры Пуанкаре

$$q_{\lambda} W^{\mu_1 \dots \lambda \dots \nu_{J'}} = 0; \quad (\text{П.14.8})$$

$$W^{\mu_1 \dots \mu_J \nu_1 \dots \nu_{J'}} = W^{(\mu_1 \dots \mu_J)(\nu_1 \dots \nu_{J'})}; \quad (\text{П.14.9})$$

$$g_{\mu_i \mu_k} W^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_k \dots \mu_J \dots} = g_{\nu_i \nu_k} W^{\dots \nu_1 \dots \nu_i \dots \nu_k \dots \nu_{J'}} = 0. \quad (\text{П.14.10})$$

Похожие условия накладываются на тензоры T

$$T^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_j \dots \mu_J} = T^{\mu_1 \dots \mu_j \dots \mu_i \dots \mu_J} \quad (\text{П.14.11})$$

$$q_{\mu_i} T^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_J} = 0 \quad (\text{П.14.12})$$

$$g_{\mu_i \mu_j} T^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_j \dots \mu_J} = 0. \quad (\text{П.14.13})$$

Определим главные структуры, которые мы используем в данной диссертации:

$$\begin{aligned}
G_{\alpha\beta} &= g_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{q^2}; \\
P_\alpha &= \left(p_\alpha - q_\alpha \frac{pq}{q^2} \right) / \sqrt{m^2 - (pq)^2/q^2}, \quad P^2 = 1, \\
K_\alpha &= \left(k_\alpha - q_\alpha \frac{kq}{q^2} \right) / \sqrt{m^2 - (kq)^2/q^2}, \quad K^2 = 1; \\
G_{\alpha\beta} P^\beta &= P_\alpha, \quad G_{\alpha\beta} K^\beta = K_\alpha, \\
g_{\alpha\beta} G^{\alpha\beta} &= G_{\alpha\beta} G^{\alpha\beta} = 3.
\end{aligned} \tag{П.14.14}$$

Для вершинных функций T получаем следующее тензорное представление:

$$\begin{aligned}
T^{(J)} &\equiv T^{\mu_1 \dots \mu_J}(k, q) = \\
&F_J(t) \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{J}{2} \rfloor} \frac{\mathbb{C}_J^n}{\mathbb{C}_J^0} \left(K^{(J-2n)} G^{(n)} \right),
\end{aligned} \tag{П.14.15}$$

$$\mathbb{C}_J^n = \frac{(-1)^n (2(J-n))!}{(J-n)! n! (J-2n)!}, \tag{П.14.16}$$

где тензорные структуры $(K^{(J-2n)} G^{(n)})^{\mu_1 \dots \mu_J}$ удовлетворяют только двум условиям (П.14.11), (П.14.12) (поперечно-симметричные)

$$\begin{aligned}
&\left(K^{(J-2n)} G^{(n)} \right) = \\
&\frac{K^{(\mu_1 \dots \mu_{J-2n}} G^{\mu_{J-2n+1} \mu_{J-2n+2} \dots \mu_{J-1} \mu_J)}}{N_J^n},
\end{aligned} \tag{П.14.17}$$

$$N_J^n = \frac{J!}{2^n n! (J-2n)!}. \tag{П.14.18}$$

Коэффициенты \mathbb{C}_J^n в (П.14.15) получаются из условия (П.14.13), которое приводит к рекуррентной системе уравнений (см. [3]).

Вычислим адронный тензор. Введем следующие обозначения для тензорных структур:

$$\begin{aligned}
G_M^{(l)} &= G_{(\mu_{i_1} \mu_{i_2}} G_{\mu_{i_3} \mu_{i_4}} \dots G_{\mu_{i_{l-1}} \mu_{i_l}}), \\
G_N^{(s)} &= G_{(\nu_{i_1} \nu_{i_2}} G_{\nu_{i_3} \nu_{i_4}} \dots G_{\nu_{i_{s-1}} \nu_{i_s}}), \\
P_M^{(m)} &= P_{\mu_{i_1}} \dots P_{\mu_{i_m}}, \quad P_N^{(n)} = P_{\nu_{i_1}} \dots P_{\nu_{i_n}}; \\
G_{MN}^{(k)} &= G_{(\mu_{i_1} (\nu_{i_1} G_{\mu_{i_2} \nu_{i_2}} \dots G_{\mu_{i_k} \nu_{i_k}}))}.
\end{aligned} \tag{П.14.19}$$

где $(\mu_{i_1} \mu_{i_2} \dots) \rightarrow M$ и $(\nu_{i_1} \nu_{i_2} \dots) \rightarrow N$, соответственно. Базовая конструкция

$$\left(P_M^{(m)} G_M^{(l)} G_{MN}^{(k)} G_N^{(s)} P_N^{(n)} \right)$$

симметрична по каждой группе (M и N) индексов и поперечна по каждому индексу. Для $J = J'$ (для простоты мы рассматриваем здесь только этот случай) мы введем обозначение

$$\begin{aligned} \{n_1 k n_2\} &= \frac{\left(P_M^{(J-2n_1-k)} G_M^{(n_1)} G_{MN}^{(k)} G_N^{(n_2)} P_N^{(J-2n_2-k)} \right)}{N_{n_1 k n_2}}, \\ N_{n_1 k n_2} &= \frac{(J!)^2}{k! n_1! n_2! (J-2n_1)! (J-2n_2)! 2^{n_1+n_2}} \end{aligned} \quad (\text{П.14.20})$$

Адронный тензор может быть теперь записан в форме

$$W_{MN} = \sum_{k=0}^{J-1} \sum_{n_{1,2}=0}^{\lfloor \frac{J}{2} \rfloor} f_{n_1 n_2}^k \{n_1 k n_2\} + f_{0,0}^J \{0J0\} \quad (\text{П.14.21})$$

Чтобы получить поперечно-симметрично-бесследовую конструкцию, нужно решить рекуррентную систему уравнений для $f_{n_1 n_2}^k$, следующую из условий бесследовости $g_{\mu_i \mu_j} W_{MN} = 0$ и $g_{\nu_i \nu_j} W_{MN} = 0$, или $g_{\mu_i \mu_j} W_{MN} = 0$ и $f_{n_1 n_2}^k = f_{n_2 n_1}^k$:

$$\begin{aligned} f_{n_1 n_2}^k &= f_{n_2 n_1}^k, \quad n_1 \leq n_2 \leq \left\lfloor \frac{J-k}{2} \right\rfloor, \\ f_{n_1 n_2}^k &(J-2n_1-k)(J-2n_1-k-1) + \\ &f_{n_1(n_2-1)}^{(k+2)}(k+1)(k+2)\Theta(n_2-1) \times \\ &\quad \Theta\left(\left\lfloor \frac{J-k-2}{2} \right\rfloor + 1 - n_2\right) + \\ &f_{n_1 n_2}^{(k+1)}(2(k+1)(J-2n_1-k-1)) \times \\ &\quad \Theta\left(\left\lfloor \frac{J-k-1}{2} \right\rfloor - n_2\right) + \\ &f_{(n_1+1)n_2}^k(2(n_1+1)(2J-2n_1-1)) \times \\ &\quad \Theta\left(\left\lfloor \frac{J-k}{2} \right\rfloor - 1 - n_1\right) = 0, \\ &J \geq 2, \quad 0 \leq k \leq J-2, \\ &0 \leq n_1 \leq \left\lfloor \frac{J-k-2}{2} \right\rfloor, \quad 0 \leq n_2 \leq \left\lfloor \frac{J-k}{2} \right\rfloor, \end{aligned} \quad (\text{П.14.23})$$

где

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}.$$

В итоге возможно выразить все функции через f_{00}^k , $k = 0, J$. Обычно в литературе они обозначаются как структурные функции адронного тензора $W_{J-k+1} = f_{00}^k$.

Рассмотрим предел $Q \rightarrow Q_{\min} \sim 0$. Из условия конечности адронного тензора при $q = 0$ мы можем получить в этом пределе J соотношений между структурными функциями W_i , и, в результате, мы можем выразить адронный тензор через одну функцию W_1 .

Как пример для иллюстрации, рассмотрим случаи $J = 1, 2, 3$. Адронный тензор выглядит как

$$\begin{aligned}
 J = 1, \quad W_{MN} &= W_1\{010\} + W_2\{000\}, \\
 J = 2, \quad W_{MN} &= \\
 &W_1 \left[\{020\} - \frac{1}{3}\{101\} \right] + \\
 &W_2 \left[\{010\} - \frac{1}{3}(\{001\} + \{100\}) + \frac{1}{9}\{101\} \right] + \\
 &W_3 \left[\{000\} - \frac{1}{3}(\{001\} + \{100\}) + \frac{1}{9}\{101\} \right], \\
 \\
 J = 3, \quad W_{MN} &= \\
 &W_1 \left[\{030\} - \frac{3}{5}\{111\} \right] + \\
 &W_2 \left[\{020\} - \frac{2}{5}(\{011\} + \{110\}) + \frac{2}{25}\{111\} - \frac{1}{25}\{101\} \right] + \\
 &W_3 \left[\{010\} - \frac{2}{5}(\{001\} + \{100\}) - \frac{1}{5}(\{011\} + \{110\}) + \right. \\
 &\quad \left. \frac{1}{25}\{111\} + \frac{8}{25}\{101\} \right] + \\
 &W_4 \left[\{000\} - \frac{3}{5}(\{001\} + \{100\}) + \frac{9}{25}\{101\} \right], \tag{П.14.24}
 \end{aligned}$$

а для $Q \rightarrow Q_{min}$

$$J = 1, W_2 = -W_1, W_{MN} = W_1 [\{010\} - \{000\}],$$

$$J = 2, W_2 = -2W_1, W_3 = \frac{1}{2}W_1,$$

$$W_{MN} =$$

$$W_1 \left[\{020\} - 2\{010\} + \frac{1}{2}(\{000\} + \{001\} + \{100\} - \{101\}) \right],$$

$$J = 3, W_2 = -3W_1, W_3 = \frac{9}{4}W_1, W_4 = -\frac{1}{4}W_1,$$

$$W_{MN} =$$

$$W_1 \left[\{030\} - 3\{020\} + \frac{9}{4}\{010\} - \frac{1}{4}\{000\} - \frac{3}{4}(\{001\} + \{100\} - \{011\} - \{110\} + \{111\} - \{101\}) \right],$$

(П.14.25)

Литература

- [1] The TOTEM Collaboration, *First measurement of elastic, inelastic and total cross-section at $\sqrt{s} = 13$ TeV by TOTEM and overview of cross-section data at LHC energies*, CERN-EP-2017-321-v2; arXiv:1712.06153 [hep-ex]
- [2] A.A. Godizov, *Models of elastic diffractive scattering to falsify at the LHC*, PoS **IHEP-LHC-2011** (2012) 005; arXiv:1203.6013 [hep-ph]
- [3] R.A. Ryutin, *Visualizations of exclusive central diffraction*, Eur. Phys. J. C **74** (2014) 3162;
- [4] I.M. Dremin, *Unexpected properties of interaction of high-energy protons*, Phys. Usp. **60 no.4** (2017) 333.
- [5] V.A. Petrov, R.A. Ryutin, *Patterns of the exclusive double diffraction*, J. Phys. G **35** (2008) 065004.
- [6] V.A. Petrov, A.V. Prokudin, S.M. Troshin and N.E. Tyurin, *Novel features of diffraction at the LHC*, J. Phys. G **27** (2001) 2225.
- [7] V.A. Petrov and A.V. Prokudin, *The first three Pomerons*, Eur. Phys. J. C **23** (2002) 135.
- [8] B.R. Webber, *A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference*, Nucl. Phys. B **238** (1984) 492; M. Ciafaloni, *Coherent Soft Gluon Emission And Qcd Jets*, CERN-TH-3698. Invited talk given at Int. Euro physics Conf. on High Energy Physics, Brighton, England, Jul 20-27, 1983. Published in EPS High Energy Conf.1983:199 (QCD161:E85:1983); G. Curci, M. Greco, Y. Srivastava, *Coherent Quark - Gluon Jets*, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 834.
- [9] ZEUS collab.: M. Derrick et al., *Exclusive ρ^0 production in deep inelastic electron - proton scattering at HERA*, Phys. Lett. B **356** (1995) 601; ZEUS Collaboration, *Measurement of the cross-section for the reaction $\gamma p \rightarrow J/\psi p$ with the ZEUS detector at HERA*, Phys. Lett. B **350** (1995) 120; ZEUS Collaboration, *Measurement of elastic ρ^0 photoproduction at HERA*, Z. Phys. C **69** (1995) 39; S. Aid et al., H1 Collaboration, *Elastic photoproduction of rho0 mesons at HERA*, Nucl. Phys. B **463** (1996) 3; S. Aid et al., H1 Collaboration, *Elastic electroproduction of ρ^0 and J/ψ*

- mesons at large Q^2 at HERA*, Nucl. Phys. B **468** (1996) 3; ZEUS Collaboration, *Measurement of elastic ϕ photoproduction at HERA*, Phys. Lett. B **377** (1996) 259; ZEUS Collaboration, *Measurement of the reaction $\gamma^* p \rightarrow \phi p$ in deep inelastic $e^+ p$ scattering at HERA*, Phys. Lett. B **380** (1996) 220; ZEUS Collaboration, *Measurement of elastic J/ψ photoproduction at HERA*, Z. Phys. C **75** (1997) 215; ZEUS Collaboration, *Measurement of inelastic J/ψ photoproduction at HERA*, Z. Phys. C **76** (1997) 599; ZEUS Collaboration, *Exclusive electroproduction of ρ^0 and J/ψ mesons at HERA*, Eur. Phys. J. C **6** (1999) 603; C. Adloff et al., H1 Collaboration, *Elastic electroproduction of rho mesons at HERA*, Eur. Phys. J. C **13** (2000) 371; H1 Collaboration: C. Adloff, et al., *Novel features of J/ψ dissociation in matter*, Phys. Lett. B **484** (2000) 23; H1 Collaboration: C. Adloff, et al., *Measurement of elastic electroproduction of phi mesons at HERA*, Phys. Lett. B **483** (2000) 360.
- [10] CDF Collaboration (K. Borras for the collaboration), *Double pomeron exchange at the Tevatron: Results from CDF*, FERMILAB-CONF-00-141-E, Jun 2000; K. Goulianos, *Soft and hard diffraction in QCD*, talk given in the Xth Blois workshop, 2003, Helsinki, Finland. M. Gallinaro, *Diffraction physics results at CDF*, hep-ph/0311192.
- [11] D. Kharzeev, E. Levin, *Scale anomaly and “soft” pomeron in QCD*, Nucl. Phys. B **578** (2000) 351, hep-ph/9912216; D. Kharzeev, E. Levin, *Soft double diffractive Higgs production at hadron colliders*, Phys. Rev. D **63** (2001) 073004, hep-ph/0005311; D. Kharzeev, E. Levin, *QCD instantons and the soft pomeron*, Nucl. Phys. A **690** (2001) 621, hep-ph/0007182.
- [12] J.C. Collins, *Factorization in hard diffraction*, J. Phys. G **28** (2002) 1069, hep-ph/0107252; J.C. Collins, *Hard scattering factorization with heavy quarks: A General treatment*, Phys. Rev. D **58** (1998) 094002, hep-ph/9806259; J.C. Collins, *Factorization is not violated*, Phys. Lett. B **438** (1998) 184, hep-ph/9806234; L. Alvero, J.C. Collins, J. Terron, J.J. Whitmore, *Diffractive production of jets and weak bosons, and tests of hard scattering factorization*, Phys. Rev. D **59** (1999) 074022, hep-ph/9805268; J.C. Collins, *Proof of factorization for diffractive hard scattering*, Phys. Rev. D **57** (1998) 3051, Erratum. *ibid.* D **61** (2000) 019902, hep-ph/9709499.
- [13] A.B. Kaidalov, V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Factorization breaking in diffractive dijet production*, Phys. Lett. B **559** (2003) 235, hep-ph/0302091; K. Goulianos, J. Montanha, *Factorization and scaling in soft diffraction*, LAFEX International School on High-Energy Physics (LISHEP 98) Session A: Particle Physics for High School Teachers - Session B: Advanced School in HEP - Session C: Workshop on Diffractive Physics, Rio de Janeiro, Brazil, 16-20 Feb 1998. Published in *Rio de Janeiro 1998, High energy physics* 35-51.

- [14] C. Royon, *QCD analysis of the diffractive structure functions measured at HERA and factorization breaking at Tevatron*, Talk given at Workshop on B Physics at the Tevatron: Run II and Beyond, Batavia, Illinois, 23-25 Sep 1999. hep-ph/0005086; Jia-Sheng Xu, Hong-An Peng, *Associated $J/\Psi + \gamma$ production through double pomeron exchange: The Nature of the pomeron and hard diffractive factorization breaking*, Commun. Theor. Phys. **34** (2000) 129, hep-ph/9811416; Chung-I Tan, *Diffractive production at collider energies and factorization*, Phys. Rept. **315** (1999) 175, hep-ph/9810237; Jia-Sheng Xu, Hong-An Peng, *Associated $J/\Psi + \gamma$ diffractive production: The Nature of pomeron and test of hard diffractive factorization*, Phys. Rev. D **59** (1999) 014028, hep-ph/9807220.
- [15] G.F. Chew and F.E. Low, *Unstable particles as targets in scattering experiments*, Phys. Rev. **113** (1959) 1640.
- [16] C. Goebel, *Determination of the $\pi - \pi$ Interaction Strength from $\pi - N$ Scattering*, Phys. Rev. Lett. **1** (1958) 337.
- [17] J.T. Carroll, J.A.J. Matthews, W.D. Walker, M.W. Firebaugh, J.D. Prentice, T.S. Yoon, *$\pi\pi$ Scattering and $\pi^+ d$ Interactions at 7-GeV/c*, Phys. Rev. D **10** (1974) 1430; B.Y. Oh, A.F. Garfinkel, R. Morse, W.D. Walker, J.D. Prentice, E.C. West, T.S. Yoon, *$\pi\pi$ scattering up to 1.4 GeV of dipion mass*, Phys. Rev. D **1** (1970) 2494.
- [18] W.J. Robertson, W.D. Walker, J.L. Davis, *High-energy $\pi\pi$ collisions*, Phys. Rev. D **7** (1973) 2554.
- [19] By ZEUS Collaboration (J. Breitweg et al.), *Elastic and proton dissociative ρ_0 photoproduction at HERA*, Eur. Phys. J. C **2** (1998) 247.
- [20] M.G. Ryskin, Yu.M. Shabelski, *Role of the nonresonant background in the ρ_0 meson diffractive electroproduction and photoproduction*, Phys. Atom. Nucl. **61** (1998) 81; Yad. Fiz. **61** (1998) 89.
- [21] P. Soding, *On the Apparent shift of the ρ meson mass in photoproduction*, Phys. Lett. **19** (1966) 702.
- [22] ZEUS Collab., M. Derrick et al., *Observation of events with an energetic forward neutron in deep inelastic scattering at HERA*, Phys. Lett. B **384** (1996) 388; J. Breitweg et al., *Measurement of dijet cross-sections for events with a leading neutron in photoproduction at HERA*, Nucl. Phys. B **596** (2001) 3; *Measurement of the diffractive structure function $F_2(D(4))$ at HERA*, Eur. Phys. J. C **1** (1998) 81; *ibid.* C **2** (1998) 237.
- [23] J. Breitweg et al., *Measurement of dijet cross-sections for events with a leading neutron in photoproduction at HERA*, Nucl. Phys. B **596** (2001) 3.

- [24] ZEUS Collab., S. Chekanov et al., *Leading neutron production in $e^+ p$ collisions at HERA*, Nucl. Phys. B **637** (2002) 3.
- [25] ZEUS Collab., S. Chekanov et al., *Study of the pion trajectory in the photoproduction of leading neutrons at HERA*, Phys. Lett. B **610** (2005) 199.
- [26] H1 Collab., C. Adloff et al., *Measurement of leading proton and neutron production in deep inelastic scattering at HERA*, Eur. Phys. J. C **6** (1999) 587.
- [27] H1 Collab., C. Adloff et al., *Photoproduction with a leading proton at HERA*, Nucl. Phys. B **619** (2001) 3.
- [28] W. Flauger and F. Monnig, *Measurement of Inclusive Zero-Angle Neutron Spectra at the ISR*, Nucl. Phys. B **109** (1976) 347.
- [29] J. Engler et al., *Measurement of Inclusive Neutron Spectra at the ISR*, Nucl. Phys. B **84** (1975) 70.
- [30] S.J. Barish et al., *Study of the Reaction $p p \rightarrow \Delta^{++}(1236) x_0$ at 205-GeV/c*, Phys. Rev. D **12** (1975) 1260.
- [31] B. Robinson et. al., *Inclusive $p d \rightarrow p x$ and $p n \rightarrow p x$ Cross-Sections Between 50-GeV and 400-GeV*, Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1475.
- [32] Y. Eisenberg et. al., *Production of Slow Protons in the Inclusive Reactions $p(\pi^+) n \rightarrow p$ (Slow) x at 195-GeV/c*, Nucl. Phys. B **135** (1978) 189.
- [33] D. Vagra, NA49 Collab., *Baryon number transfer and baryon pair production in soft hadronic interactions at the CERN SPS*, Eur. Phys. J. C **33** (2004) S515.
- [34] M. Togawa for the PHENIX Collab., *Measurement of the cross section and the single transverse spin asymmetry in very forward neutron production from polarized $p p$ collisions at RHIC*, talk at *Hamburg 2007, Blois07, Forward physics and QCD* 308-315.
- [35] A.B. Kaidalov, V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Leading neutron spectra*, Eur. Phys. J. C **47** (2006) 385.
- [36] V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Information from leading neutrons at HERA*, Eur. Phys. J. C **48** (2006) 797.
- [37] B.Z. Kopeliovich, I.K. Potashnikova, Ivan Schmidt, J. Soffer, *Damping of forward neutrons in pp collisions*, Phys. Rev. D **78** (2008) 014031.
- [38] B.Z. Kopeliovich, I.K. Potashnikova, Ivan Schmidt, J. Soffer, *Leading neutrons from polarized pp collisions*, AIP Conf. Proc. **1056** (2008) 199.

- [39] A.B. Kaidalov and K.A. Ter-Martirosyan, *The pomeron-particle total cross-section and diffractive production of showers at very high energies*, Nucl. Phys. B **75** (1974) 471.
- [40] A.B. Kaidalov, *Diffractive Production Mechanisms*, Phys. Rept. **50** (1979) 157.
- [41] V. A. Petrov and V. A. Okorokov, *The size seems to matter or where lies the “asymptopia”?*, Int. J. Mod. Phys. A **33**, no. 13 (2018) 1850077.
- [42] V. Petrov, R. Ryutin and A. Sobol, *LHC as πp and $\pi\pi$ Collider*, Eur. Phys. J. C **65** (2010) 637.
- [43] A. Sobol, R. Ryutin, V. Petrov, M. Murray, *Elastic π^+p and $\pi^+\pi^+$ scattering at LHC*, Eur. Phys. J. C **69** (2010) 641.
- [44] V.A. Petrov, R.A. Ryutin, A.E. Sobol, M.J. Murray, *Can We Get Deeper Inside the Pion at the LHC?*, Eur. Phys. J. C **72** (2012) 1886.
- [45] R.A. Ryutin, *Total pion–proton cross section from the new LHCf data on leading neutrons spectra*, Eur. Phys. J. C **77** (2017) 114; Erratum: Eur. Phys. J. C **77** (2017) 843.
- [46] V.A. Petrov and R.A. Ryutin, *Single and double diffractive dissociation and the problem of extraction of the proton–Pomeron cross-section*, Int. J. Mod. Phys. A **31** (2016) 1650049.
- [47] V.A. Petrov and R.A. Ryutin, *High-energy scattering versus static QCD strings*, Mod. Phys. Lett. A **30** (2015) 1550081.
- [48] R.A. Ryutin, *Exclusive Double Diffractive Events: general framework and prospects*, Eur. Phys. J. C **73** (2013) 2443.
- [49] R.A. Ryutin, V.A. Petrov and A.E. Sobol, *Towards Extraction of π^+p and $\pi^+\pi^+$ cross-sections from Charge Exchange Processes at the LHC*, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1667.
- [50] R.A. Ryutin, *Investigation of diffractive processes with the CMS detector: New results*, Phys. Atom. Nucl. **73** (2010) 1956; Yad. Fiz. **73** (2010) 2009.
- [51] A.V. Kisselev, V.A. Petrov and R.A. Ryutin, *5-dimensional quantum gravity effects in exclusive double diffractive events*, Phys. Lett. B **630** (2005) 100.
- [52] V.A. Petrov, R.A. Ryutin, A.E. Sobol and J.-P. Guillaud, *Azimuthal angular distributions in EDDE as spin-parity analyser and glueball filter for LHC*, JHEP **0506** (2005) 007.

- [53] V.A. Petrov, R.A. Ryutin and A.V. Prokudin, *From the exclusive photoproduction of heavy quarkonia at HERA to the EDDE at Tevatron and LHC*, Czech. J. Phys. **55** (2005) 17.
- [54] A.V. Kisselev, V.A. Petrov and R.A. Ryutin, *Production of radions and massive gravitons at LHC*, Proceedings, 28th International Workshop on Fundamental Problems of High Energy Physics and Field Theory: New Physics at Colliders and in Cosmic Rays : Protvino, Russia, June 22-24, 2005.
- [55] V. Petrov, R. Ryutin, A. Sobol , *RDMS Diffraction Physics*, Proceedings, 13th Annual RDMS CMS Collab. Conference, August 2009.
- [56] R. Ryutin (on behalf of the IHEP Diffractive Group), *π - p and π - π scattering: towards the first LHC results*, Proceedings, 14th RDMS CMS Annual Conference, Varna, September 2010.
- [57] R. Ryutin (on behalf of the IHEP Diffractive Group) , *π - p and π - π scattering at LHC*, Proceedings, Diffraction 2010, Otranto, Italy, September 2010.
- [58] M. Albrow et al., *Prospects for Diffractive and Forward Physics at the LHC*, LHCC-G-124 ; CERN-LHCC-2006-039-G-124 ; CMS-Note-2007-002 ; TOTEM-Note-2006-005 ; CERN-TOTEM-Note-2006-005
- [59] A. Godizov, V. Petrov, A. Prokudin, R. Ryutin , *Hard Diffractive Scattering at LHC Energies*, CMS-IN-2003/016
- [60] V. Petrov, R. Ryutin , *Measurements of Diffractive Patterns*, CMS-IN-2006/051
- [61] V. Petrov, R. Ryutin , *Exclusive and Semiinclusive Central Diffraction*, CMS-IN-2007/022
- [62] R. Ryutin , *One remark on the $\gamma\gamma$ production in the central exclusive diffraction*, CMS-IN-2007/063
- [63] В. Петров, Р. Рютин, А. Соболев , *Физика больших расстояний в экспериментах на Большом Адронном Коллайдере*, статья в книге (Сборник статей "В глубь материи. Физика 21 века глазами создателей экспериментального комплекса на Большом адронном коллайдере". Москва, 2009 г. Издается Институтом истории естествознания и техники им. С. И. Вавилова Российской Академии наук.)
- [64] V.N. Gribov, *Partial waves with complex orbital angular momenta and the asymptotic behavior of the scattering amplitude*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **41** (1961) 1962.
- [65] G.F. Chew, S.C. Frautschi, *Principle Of Equivalence For All Strongly Interacting Particles Within The S Matrix Framework*, Phys. Rev. Lett. **7** (1961) 394.

- [66] A.B. Kaidalov, K.A. Ter-Martirosian, *Multiple Production of Hadrons at High-Energies in the Model of Quark-Gluon Strings*, Sov. J. Nucl. Phys. **39** (1984) 979; Yad. Fiz. **39** (1984) 1545.
- [67] A.B. Kaidalov, *The Quark-Gluon Structure of the Pomeron and the Rise of Inclusive Spectra at High-Energies*, Phys. Lett. B **116** (1982) 459.
- [68] A.B. Kaidalov, K.A. Ter-Martirosian, *Pomeron as Quark-Gluon Strings and Multiple Hadron Production at SPS Collider Energies*, Phys. Lett. B **117** (1982) 247.
- [69] V.N. Gribov, *A Reggeon Diagram Technique*, Sov. Phys. JETP **26** (1968) 414; Zh. Eksp. Teor. Fiz. **53** (1967) 654.
- [70] V.A. Abramovskii, O.V. Kancheli, V.N. Gribov, *Character of Inclusive Spectra and Fluctuations Produced in Inelastic Processes by Multi - Pomeron Exchange*, Sov. J. Nucl. Phys. **18** (1974) 308.
- [71] V.A. Abramovskii, O.V. Kancheli, V.N. Gribov, *Structure of inclusive spectra and fluctuations in inelastic processes caused by multiple-pomeron exchange*, eConf C720906V1 (1972) 389.
- [72] L. Bertocchi, D. Treleani, *Glauber theory, Unitarity and the AGK cancellation*, J. Phys. G **3** (1977) 147.
- [73] J. Bartels, M. Salvadore, G.P. Vacca, *AGK cutting rules and multiple scattering in hadronic collisions*, Eur. Phys. J. C **42** (2005) 53.
- [74] A.V. Popov, *AGK in the parton model*, ArXiv:0805.2091.
- [75] R.C. Brower, J.R. Ellis, R. Savit, W.J. Zakrzewski, *Reggeon Field Theory on a Lattice: A Formulation*, Nucl. Phys. B **94** (1975) 460.
- [76] L. Masperi, V. Roberto, A. Ungkitchanukit, *Renormalization of the Pomeron Intercept in Reggeon Field Theory on a Transverse Lattice*, Nucl. Phys. B **140** (1978) 301.
- [77] M. Froissart, *Asymptotic behavior and subtractions in the Mandelstam representation*, Phys. Rev. **123** (1961) 1053.
- [78] A. Martin, *Unitarity and high-energy behavior of scattering amplitudes*, Phys. Rev. **129** (1963) 1432.
- [79] G. Auberson, T. Kinoshita and A. Martin, *Violation of the Pomeranchuk Theorem and Zeros of the Scattering Amplitude*, Phys. Rev. D **3** (1971) 3185.

- [80] T. Kinoshita, *Mass singularities of Feynman amplitudes*, J. Math. Phys. **3** (1962) 650.
- [81] T.D. Lee, M. Nauenberg, *Degenerate Systems and Mass Singularities*, Phys. Rev. **133** (1964) B1549.
- [82] A.H. Mueller, *$O(2,1)$ Analysis Of Single Particle Spectra At High-Energy*, Phys. Rev. D **2** (1970) 2963.
- [83] P.D.B. Collins, *An Introduction to Regge Theory & High Energy Physics*, Cambridge University Press, 1977
- [84] Eugene Levin, *Everything about Reggeons. Part 1: Reggeons in 'soft' interaction*, TAUP-2465-97, DESY-97-213; e-Print: hep-ph/9710546
- [85] Eugene Levin, *An Introduction to pomerons*, DESY-98-120, TAUP-2522-98; e-Print: hep-ph/9808486
- [86] Eugene Levin, *The Pomeron: Yesterday, today and tomorrow*, CBPF-NF-010-95, CBPF-NF-010-95; e-Print: hep-ph/9503399
- [87] S. Donnachie, Hans Gunter Dosch, O. Nachtmann, P. Landshoff, *Pomeron physics and QCD*, Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. **19** (2002) 1-347.
- [88] P.V. Landshoff, *Pomerons*, ArXiv: hep-ph/0108156
- [89] P.V. Landshoff, *Soft and hard QCD*, PoS jhw2002 (2002) 017; ArXiv: hep-ph/0209364.
- [90] M.G. Ryskin, A.D. Martin, V.A. Khoze, *Soft processes at the LHC. I. Multi-component model*, Eur. Phys. J. C **60** (2009) 249-264.
- [91] E.S. Martynov, B.V. Struminsky, *Unitarized model of hadronic diffractive dissociation*, Phys. Rev. D **53** (1996) 1018-1022.
- [92] T. Arens, O. Nachtmann, M. Diehl and P.V. Landshof, *Some tests for the helicity structure of the pomeron in $e p$ collisions*, Z. Phys. C **74** (1997) 651.
- [93] P.V. Landshoff, *Introduction to the Pomeron Structure Functions*, Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 95) Paris, France, 24-28 Apr, 1995, p. 0371, ArXiv: hep-ph/9505254.
- [94] Michael Groy, *Pomeron Structure and Diffractive Parton Distributions*, DESY-THESIS-2005-018; DOI: 10.3204/DESY-THESIS-2005-018
- [95] J.C. Collins, J. Huston, J. Pumplin, H. Weerts and J.J. Whitmore, *Measuring parton densities in the pomeron*, Phys. Rev. D **51** (1995) 3182.

- [96] G.P. Salam, *An Introduction to leading and next-to-leading BFKL*, Acta Phys. Polon. B **30** (1999) 3679.
- [97] E. Gotsman, E. Levin, U. Maor, J.S. Miller, *A QCD motivated model for soft interactions at high energies*, Eur. Phys. J. C **57** (2008) 689-709.
- [98] A.R. Fazio, *The pomeron in closed bosonic string theory*, Int. J. Theor. Phys. **50** (2011) 2366-2382.
- [99] Ziyi Hu, Brian Maddock, Nelia Mann, *A Second Look at String-Inspired Models for Proton-Proton Scattering via Pomeron Exchange*, JHEP **1808** (2018) 093.
- [100] R. Enberg, G. Ingelman, N. Timneanu, *Soft color interactions and diffractive hard scattering at the Tevatron*, Phys. Rev. D **64** (2001) 114015.
- [101] E. Levin and C.-I. Tan, *Heterotic pomeron: A Unified treatment of high-energy hadronic collisions in QCD*, in “Santiago de Compostela 1992, Proceedings, Multiparticle dynamics”, p. 568-575, ArXiv: hep-ph/9302308.
- [102] E.V. Shuryak and I. Zahed, *Semiclassical double pomeron production of glueballs and eta-prime*, Phys. Rev. D **68** (2003) 034001.
- [103] N.G. Antoniou, *The Fractal Pomeron*, Phys. Lett. B **245** (1990) 624.
- [104] N.G. Antoniou, F. Diakonov and C.G. Papadopoulos, *The Phenomenology of the fractal pomeron*, Phys. Lett. B **265** (1991) 399.
- [105] V.I. Savrin, N.E. Tyurin, O.A. Khrustalev, *The U Matrix Method in the Theory of Strong Interactions* (In Russian), Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra **7** (1976) 21.
- [106] S.M. Troshin, N.E. Tyurin, *Analytization of elastic scattering amplitude*, Mod.Phys.Lett. A **32** (2017) no.04, 1750028
- [107] B. Schrempp, F. Schrempp, *High-energy reactions seen from the s channel: A Complex pole in the impact parameter plane*, Nucl. Phys. B **54** (1973) 525-551.
- [108] B. Schrempp, F. Schrempp, *Probing the Space(-Time) Structure of Hadronic Diffraction Scattering*, CERN-TH-2319.
- [109] B. Schrempp, F. Schrempp, *A New Mechanism for Hadronic Diffraction*, Lett. Nuovo Cim. **20** (1977) 95-102.
- [110] B. Schrempp, F. Schrempp, *A Space(-Time) Picture of Hadronic Diffraction*, Phys. Lett. **70B** (1977) 88-94; CERN-TH-2258

- [111] B. Schrempp, F. Schrempp, *Strong Interactions: A Tunneling Phenomenon? 1. Theory and Application to Hadronic Diffraction*, Nucl. Phys. B **163** (1980) 397-452; CERN-TH-2573.
- [112] B. Schrempp, F. Schrempp, *Strong Interactions, A Tunneling Phenomenon? 2. Inclusive Particle Production At Small And Large Transverse Momenta*, CERN-TH-2604.
- [113] Mikael Mieskolainen, *Bayesian Classification of Hadronic Diffraction in the Collider Detector at Fermilab*, PhD Thesis; <https://dspace.cc.tut.fi/dpub/handle/123456789/21965>
- [114] K. Eggert, *The TOTEM/CMS forward experiment at the LHC*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **122** (2003) 447.
- [115] M.G. Albrow et al. (FP420 R&D Collaboration), *The FP420 R&D Project: Higgs and New Physics with forward protons at the LHC*, JINST **4** (2009) T10001.
- [116] M. Albrow et al. (USCMS Collaboration), *Forward Physics with Rapidity Gaps at the LHC*, JINST **4** (2009) P10001.
- [117] M. Tasevsky (for the ATLAS Collaboration), *Diffraction and central exclusive production at ATLAS*, AIP Conf. Proc. **1350** (2011) 164.
- [118] G.A. Alves et al. (for the CMS Collaboration), *Search for central exclusive gamma pair production and observation of central exclusive electron pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, CMS-PAS-FWD-11-004, CERN-PH-EP-2012-246 (2012), accepted for publication in JHEP.
- [119] V.A. Khoze, F. Krauss, A.D. Martin, M.G. Ryskin, K.C. Zapp, *Diffraction and correlations at the LHC: Definitions and observables*, Eur. Phys. J. C **69** (2010) 85.
- [120] M.L. Good, W.D. Walker, *Diffraction dissociation of beam particles*, Phys. Rev. **120** (1960) 1857.
- [121] E.G.S. Luna, V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Diffraction dissociation re-visited for predictions at the LHC*, Eur. Phys. J. C **59** (2009) 1-12.
- [122] V.A. Khoze, A.D. Martin, and M.G. Ryskin, *Elastic scattering and diffraction dissociation in the light of LHC data*, Int. J. Mod. Phys. A **30** (2015) 1542004.
- [123] Yu.M. Shabelski and A.G. Shuvaev, *Diffraction dissociation in high energy pp collisions in additive quark model*, Eur. Phys. J. C **75** (2015) 438.
- [124] R. Fiore, A. Flachi, L.L. Jenkovszky, F. Paccanoni, and A. Papa, *Triple Pomeron and Proton Diffraction Dissociation*, Phys. Rev. D **61** (1999) 034004.

- [125] A. Donnachie and P.V. Landshoff, *Soft diffraction dissociation*, arXiv: hep-ph/0305246.
- [126] L. Jenkovszky, O. Kuprash, R. Orava, and A. Saliı, *Low missing mass, single- and double diffraction dissociation at the LHC*, Phys. Atom. Nucl. **77** (2014) 1463.
- [127] Arif I. Shoshi, Bo-Wen Xiao, *Diffraction dissociation including pomeron loops in zero transverse dimensions*, Phys. Rev. D **75** (2007) 054002.
- [128] B.Z. Kopeliovich, I.K. Potashnikova, Ivan Schmidt, *Diffraction in QCD*, Braz. J. Phys. **37** (2007) 473-483.
- [129] A.B. Kaidalov, M.G. Poghosyan, *Spectra of particles produced in high-mass diffraction dissociation in the Model of Quark-Gluon Strings*, e-Print: arXiv:0910.1558
- [130] A.B. Kaidalov, M.G. Poghosyan, *Description of soft diffraction in the framework of reggeon calculus: Predictions for LHC*, arXiv:0909.5156
- [131] A.A. Godizov, *High-energy single diffractive dissociation of nucleons and the 3P-model applicability range*, Nucl. Phys. A **955** (2016) 228-235.
- [132] D.Yu. Ivanov, *Diffractive dissociation into two jets*, e-Print: hep-ph/0305124
- [133] D.Yu. Ivanov, V.M. Braun and A. Sch' afer, *Diffractive Proton Dissociation into three Jets at LHC*, Proceedings, 17th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2009) : Madrid, Spain, April 26-30, 2009, p.162.
- [134] T.W. Kibble, Proc. Roy. Soc. **244**, 355 (1958)
- [135] A.A. Logunov, A.N. Tavkhelidze, Nucl. Phys. **8**, 374 (1958)
- [136] S.S. Gershtein, A.A. Logunov, *Growth Of Hadron Cross-sections And Its Possible Connection With Glueballs*, Sov. J. Nucl. Phys. **39**, 960 (1984) [Yad. Fiz. **39**, 1514 (1984)]
- [137] K.A. Ter-Martirosyan, Nucl. Phys. **68**, 591 (1964)
- [138] K.G. Boreskov, Yad. Fiz. **8**, 796 (1968)
- [139] A. Actor, *Characteristics of double-pomeron exchange*, Ann. of Phys. **109**, 317 (1977)
- [140] J. Pumplin, F.S. Henyey, *Double pomeron exchange in the reaction $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$* , Nucl. Phys. B **117**, 377 (1976)

- [141] A. Bialas, P.V. Landshoff, *Higgs production in $p p$ collisions by double pomeron exchange* Phys. Lett. B **256**, 540 (1991)
- [142] B.R. Desai, B.C. Shen, M. Jacob, *Double pomeron exchange in high-energy pp collisions*, Nucl. Phys. B **142**, 258 (1978)
- [143] L.A. Harland-Lang, V.A. Khoze, M.G. Ryskin, W.J. Stirling, *The Phenomenology of Central Exclusive Production at Hadron Colliders*, Eur. Phys. J. C **72** (2012) 2110.
- [144] V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *New Physics with Tagged Forward Protons at the LHC*, Frascati Phys. Ser. **44** (2007) 147.
- [145] V.A. Khoze, A.B. Kaidalov, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Diffraction processes as a tool for searching for new physics*, DCPT-05-72, IPPP-05-36, arXiv: hep-ph/0507040.
- [146] L.A. Harland-Lang, V.A. Khoze, M.G. Ryskin, W.J. Stirling *Standard candle central exclusive processes at the Tevatron and LHC*, Eur. Phys. J. C **69** (2010) 179.
- [147] V.A. Petrov, R.A. Ryutin, *Exclusive double diffractive events: Menu for LHC*, JHEP **0408** (2004) 013.
- [148] V.A. Petrov, R.A. Ryutin, *Exclusive double diffractive Higgs boson production at LHC*, Eur. Phys. J. C **36** (2004) 509.
- [149] J.R. Cudell, A. Dechambre, O.F. Hernandez, *Higgs Central Exclusive Production*, Phys. Lett. B **706** (2012) 333.
- [150] M.G. Albrow, T.D. Coughlin, J.R. Forshaw, *Central Exclusive Particle Production at High Energy Hadron Colliders*, Prog. Part. Nucl. Phys. **65** (2010) 149.
- [151] J. Ellis, D. Kharzeev, *The Glueball filter in central production and broken scale invariance*, Preprint CERN-TH-98-349, arXiv: hep-ph/9811222.
- [152] N.I. Kochelev, *Unusual properties of the central production of glueballs and instantons*, arXiv: hep-ph/9902203.
- [153] R.C. Brower, M. Djuric, C.-I Tan, *Diffractive Higgs Production by AdS Pomeron Fusion*, JHEP **1209** (2012) 097.
- [154] M.V.T. Machado, *Investigating the central diffractive $f_0(980)$ and $f_2(1270)$ meson production at the LHC*, Phys. Rev. D **86** (2012) 014029.
- [155] B.Z. Kopeliovich, I. Schmidt, *Higgs diffractive production*, Nucl. Phys. A **782** (2007) 118.

- [156] A. Bzdak, *Exclusive Higgs and dijet production by double pomeron exchange: The CDF upper limits*, Phys. Lett. B **615** (2005) 240.
- [157] E. Gotsman, H. Kowalski, E. Levin, U. Maor, A. Prygarin, *Survival probability for diffractive dijet production at the LHC*, Eur. Phys. J. C **47** (2006) 655.
- [158] S.M. Troshin, N.E. Tyurin, *Reflective scattering effects in double-pomeron exchange processes*, Mod. Phys. Lett. A **23** (2008) 169.
- [159] R. Enberg, G. Ingelman, N. Timneanu, *Soft color interactions and diffractive Higgs production*, Eur. Phys. J. C **33** (2004) S542.
- [160] C.P. Herzog, S. Paik, M.J. Strassler, E.G. Thompson, *Holographic Double Diffractive Scattering*, JHEP **0808** (2008) 010.
- [161] D.M. Chew, *Search for experimental evidence on exclusive double-pomeron exchange*, Nucl. Phys. **82** (1974) 422.
- [162] Yu.D. Prokoshkin, *The experiment to study the gluon interactions and glueball production in the central region of hadron collisions at UNK energies (2-3 TeV)*, IFVE-85-32 (1985)
- [163] WA102 Collaboration, *A Study of pseudoscalar states produced centrally in $p p$ interactions at 450 GeV/c*, Phys. Lett. B **427** (1998) 398.
- [164] WA102 Collaboration, *Experimental evidence for a vector like behavior of Pomeron exchange*, Phys. Lett. B **467** (1999) 165.
- [165] WA102 Collaboration, *A Study of the $f(0)(1370)$, $f(0)(1500)$, $f(0)(2000)$ and $f(2)(1950)$ observed in the centrally produced 4π final states*, Phys. Lett. B **474** (2000) 423.
- [166] WA102 Collaboration, *A Coupled channel analysis of the centrally produced $K^+ K^-$ and $\pi^+ \pi^-$ final states in $p p$ interactions at 450 GeV/c*, Phys. Lett. B **462** (1999) 462.
- [167] A. Kirk, *Resonance production in central $p p$ collisions at the CERN Omega spectrometer*, Phys. Lett. B **489** (2000) 29.
- [168] K. Goulios (CDF II Collaboration), *Diffractive Results from CDF*, arXiv:1204.5241 [hep-ex]
- [169] T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), *Observation of Exclusive Dijet Production at the Fermilab Tevatron $p^- \bar{p}$ Collider*, Phys. Rev. D **77** (2008) 052004.

- [170] T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), *Observation of Exclusive Gamma Gamma Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 081801.
- [171] T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), *Search for exclusive $\gamma\gamma$ production in hadron-hadron collisions*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 242002.
- [172] T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), *Observation of exclusive charmonium production and $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ in p anti- p collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 242001.
- [173] L.A. Harland-Lang, V.A. Khoze, M.G. Ryskin, W.J. Stirling, *Central exclusive meson pair production in the perturbative regime at hadron colliders*, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1714.
- [174] J.D. Bjorken, *Rapidity gaps and jets as a new-physics signature in very-high-energy hadron-hadron collisions*, Phys. Rev. D **47** (1993) 101.
- [175] F. Abe et al. (CDF Collaboration), *Observation of rapidity gaps in $\bar{p}p$ collisions at 1.8 TeV*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 855.
- [176] M.G. Albrow, A. Rostovtsev, *Searching for the Higgs at hadron colliders using the missing mass method*, FERMILAB-PUB-00-173 (2000), arXiv: hep-ph/0009336 [hep-ph]
- [177] J. Pumplin, *Two gluon exchange model predictions for double pomeron jet production*, Phys. Rev. D **52** (1995) 1477.
- [178] V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Double diffractive processes in high resolution missing mass experiments at the Tevatron*, Eur. Phys. J. C **19** (2001) 477; Erratum-ibid. C **20** (2001) 599.
- [179] A. De Roeck, V.A. Khoze, A.D. Martin, R. Orava, M.G. Ryskin, *Ways to detect a light Higgs boson at the LHC*, Eur. Phys. J. C **25** (2002) 391.
- [180] J.G. Rushbrooke, B.R. Webber, *Spin-parity analysis of $\pi\pi$ systems produced in $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ and the question of double pomeron exchange*, Nucl. Phys. B. **88** (1975) 145.
- [181] A.B. Kaidalov, V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Central exclusive diffractive production as a spin-parity analyser: From Hadrons to Higgs*, Eur. Phys. J. C **31** (2003) 387.
- [182] V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Physics with tagged forward protons at the LHC*, Eur. Phys. J. C **24** (2002) 581.

- [183] F.E. Close, G.A. Schuller, *Central production of mesons: Exotic states versus pomeron structure*, Phys. Lett. B **458** (1999) 127.
- [184] F.E. Close, G.A. Schuller, *Evidence that the pomeron transforms as a nonconserved vector current*, Phys. Lett. B **464** (1999) 279.
- [185] R. S. Pasechnik, A. Szczurek and O. V. Teryaev, *Elastic double diffractive production of axial-vector $\chi(c)(1^{++})$ mesons and the Landau-Yang theorem*, Phys. Lett. B **680** (2009) 62.
- [186] J.H. Lee (for the STAR Collaboration), *Physics Program with Tagged Forward Protons at STAR/RHIC*, arXiv:0908.4552 [hep-ex]
- [187] J.H. Lee (for the STAR Collaboration), *Diffractive physics program with tagged forward protons at STAR/RHIC*, PoS **DIS2010** (2010) 076.
- [188] W. Guryn (for the STAR Collaboration), *Central Production with Tagged Forward Protons and the Star Detector at RHIC*, arXiv:0808.3961 [nucl-ex]
- [189] W. Guryn, *Physics with tagged forward protons at RHIC*, Acta Phys. Polon. B **40** (2009) 1897.
- [190] S. Chekanov et al. (ZEUS Collaboration), *Exclusive photoproduction of J/ψ mesons at HERA*, Eur. Phys. J. C **24** (2002) 345.
- [191] S. Chekanov et al. (ZEUS Collaboration), *Exclusive photoproduction of ψ mesons at HERA*, Phys. Lett. B **680** (2009) 4.
- [192] J. Breitweg et al. (ZEUS Collaboration), *Measurement of elastic ψ photoproduction at HERA*, Phys. Lett. B **437** (1998) 432.
- [193] M. Derrick et al. (ZEUS Collaboration), *Measurement of elastic ω photoproduction at HERA*, Z. Phys. C **73** (1996) 73.
- [194] M. Derrick et al. (ZEUS Collaboration), *Measurement of elastic ϕ photoproduction at HERA*, Phys. Lett. B **377** (1996) 259.
- [195] L.A. Harland-Lang, V.A. Khoze, M.G. Ryskin, W.J. Stirling, *Central exclusive χ_c meson production at the Tevatron revisited*, Eur. Phys. J. C **65** (2010) 433.
- [196] R. Gastmans, T.T. Wu, *The Ubiquitous Photon: Helicity Method For QED And QCD*, (Oxford, UK: Clarendon, 1990), 648 p.
- [197] C.S. Kim, E. Mirkes, *esting J/ψ production and decay properties in hadronic collisions*, Phys. Rev. D **51** (1995) 3340.

- [198] M. Kramer, *Quarkonium production at high-energy colliders*, Prog. Part. Nucl. Phys. **47** (2001) 141.
- [199] C.G. Callan, D.J. Gross, *High-energy electroproduction and the constitution of the electric current*, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 156.
- [200] C.G. Callan, D.J. Gross, *Crucial Test of a Theory of Currents*, Phys. Rev. Lett. **21** (1968) 311.
- [201] V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Can the Higgs be seen in rapidity gap events at the Tevatron or the LHC?*, Eur. Phys. J. C **14** (2000) 525; *ibid.* C **21** (2001) 99.
- [202] A. Berera and J.C. Collins, *Double pomeron jet cross-sections*, Nucl. Phys. B **474** (1996) 183.
- [203] V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, W.J. Stirling, *Double diffractive chi meson production at the hadron colliders*, Eur. Phys. J. C **35** (2004) 211.
- [204] L. Motyka, G. Watt, *Exclusive photoproduction at the Tevatron and CERN LHC within the dipole picture*, Phys. Rev. D **78** (2008) 014023.
- [205] R. Staszewski, P. Lebiedowicz, M. Trzebinski, J. Chwastowski, A. Szczurek, *Exclusive $\pi^+\pi^+$ Production at the LHC with Forward Proton Tagging*, Acta Phys. Polon. B **42** (2011) 1861.
- [206] A.B. Kaidalov, V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Extending the study of the Higgs sector at the LHC by proton tagging*, Eur. Phys. J. C **33** (2004) 261.
- [207] D. Moran, *Central Exclusive Production with Dimuon Final States at LHCb*, CERN-THESIS-2011-209 (2011)
- [208] The TOTEM Collaboration, *Proton-proton elastic scattering at the LHC energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Europhys. Lett. **95** (2011) 41001.
- [209] The TOTEM Collaboration, *First measurement of the total proton-proton cross section at the LHC energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Europhys. Lett. **96** (2011) 21002.
- [210] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, *The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter*, Phys. Lett. B **429** (1998) 263;
 I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, *New dimensions at a millimeter to a Fermi and superstrings at a TeV*, Phys. Lett. B **436** (1998) 257;
 N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, *Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity*, Phys. Rev. D **59** (1999) 086004.

- [211] L. Randall and R. Sundrum, *A Large mass hierarchy from a small extra dimension*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3370.
- [212] L. Randall and R. Sundrum, *An Alternative to compactification*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4690; J. Lykken and L. Randall, *The Shape of gravity*, JHEP **0006** (2000) 014.
- [213] C. Charmousis, R. Gregory and V.A. Rubakov, *Wave function of the radion in a brane world*, Phys. Rev. D **62** (2000) 067505;
I.Ya. Aref'eva, M.G. Ivanov, W.Mück, K.S. Viswanathan and I.V. Volovich, *Consistent linearized gravity in brane backgrounds*, Nucl. Phys. B **590** (2000) 273.
- [214] E.E. Boos, Yu.A. Kubyshin, M.N. Smolyakov and I.P. Volobuev, *Effective Lagrangians for physical degrees of freedom in the Randall-Sundrum model*, Class. Quant. Grav. **19** (2002) 4591.
- [215] W.D. Goldberger and M.B. Wise, *Modulus stabilization with bulk fields*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4922;
C. Csáki *et al.*, *Cosmology of brane models with radion stabilization*, Phys. Rev. D **62** (1999) 045015;
C. Csáki, M. Graesser and G.D. Kribs, *Stabilization of submillimeter dimensions: The New guise of the hierarchy problem*, *ibid* D **63** (2001) 064020.
- [216] G.F. Giudice, T. Plehn and A. Strumia, *Graviton collider effects in one and more large extra dimensions*, Nucl. Phys. B **706** (2005) 455.
- [217] A.V. Kisselev and V.A. Petrov, arXiv:hep-ph/0504203, *Gravireggeons and transplanckian scattering in models with one extra dimension*, Phys.Rev. D **71** (2005) 124032.
- [218] M. Battaglia, S. De Curtis, A. De Roeck, P. Dominici, and J.F. Gunion, *On the complementarity of Higgs and radion searches at LHC*, Phys. Lett. B **568** (2003) 92.
- [219] G.F. Giudice, R. Rattazzi and J.D. Wells, *Graviscalars from higher dimensional metrics and curvature Higgs mixing*, Nucl. Phys. B **595** (2001) 250.
- [220] M. Chaichian, A. Datta, K. Huitu and Z. Yu, *Radion and Higgs mixing at the LHC*, Phys. Lett. B **524** (2002) 161.
- [221] K. Eggert, M. Oriunno and M. Bozzo, *TOTEM Technical Design Report*, CERN-LHCC-2004-002;
M. Deile, Talk given at the Workshop "Physics at LHC" (July 2004, Vienna), arXiv:hep-ex/0503042.

- [222] A. Breakstone *et al.* [Ames-Bologna-CERN-Dortmund-Heidelberg-Warsaw Collaboration], *The Reaction pomeron-pomeron $\rightarrow \pi^+ \pi^-$ and an unusual production mechanism for the $f_2(1270)$* , Z. Phys. C **48** (1990) 569.
- [223] R.A. Morrow, *Construction of multi-Regge amplitudes by the Van Hove-Durand method*, Phys. Rev. D **18** (1978) 2672.
- [224] L. A. Harland-Lang, V. A. Khoze, M. G. Ryskin, *Modeling exclusive meson pair production at hadron colliders*, arXiv:1312.4553 [hep-ph]
- [225] F.E. Close, *Filtering glueball from q anti- q production in proton proton or double tagged $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- R$ and implications for the spin structure of the pomeron*, Phys. Lett. B **419** (1998) 387, hep-ph/9710450;
 WA102 Coll., A. Kirk *et al.*, *New effects observed in central production by the WA102 experiment at the CERN Omega spectrometer*, hep-ph/9810221;
 F.E. Close, A. Kirk, *A Glueball - q anti- q filter in central hadron production*, Phys. Lett. B **397** (1997) 333, hep-ph/9701222;
 F.E. Close, A. Kirk, G.A. Schuler, *Dynamics of glueball and q anti- q production in the central region of $p p$ collisions*, Phys. Lett. B **477** (2000) 13, hep-ph/0001158.
- [226] Y.M. Cho, *Chromoelectric knot in QCD*, hep-th/0406004.
- [227] A.S. Ayan *et. al.*, *ZDC Technical Design Report*, CMS-IN-2006/54.
- [228] V. Stocks, R. Timmermans and J.J. de Swart, *On the pion - nucleon coupling constant*, Phys. Rev. C **47** (1993) 512; R.A. Arndt, I.I. Strakovsky, R.L. Workman and M.M. Pavan, *Updated analysis of πN elastic scattering data to 2.1-GeV: The Baryon spectrum*, Phys. Rev. C **52** (1995) 2120.
- [229] B.Z. Kopeliovich, B. Povh and I. Potashnikova, *Deep inelastic electroproduction of neutrons in the proton fragmentation region*, Z. Phys. C **73** (1996) 125.
- [230] K.G. Boreskov, A.B. Kaidalov and L.A. Ponomarev, *Nucleon spectra in $p p$ collisions and the reggeized π -meson exchange model*, Sov. J. Nucl. Phys. **19** (1974) 565.
- [231] K.G. Boreskov, A.B. Kaidalov, V.I. Lisin, E.S. Nikolaevskii, L.A. Ponomarev, *Model of reggeized one pion exchange and reaction $p p \rightarrow p n \pi^+$* , Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 203.
- [232] E. Ferrari, *A Diffractive Contribution to the Single-Particle Inclusive Neutron Spectrum in $p p$ Collisions Through Low-Mass Resonance Decay*, Nucl. Phys. B **98** (1975) 109.
- [233] A. Donnachie, P.V. Landshoff, *Total cross-sections*, Phys. Lett. B **296** (1992) 227.

- [234] By COMPETE Collaboration (B. Nicolescu et al.), *Analytic amplitude models for forward scattering*, *Pruhonice 2001, Elastic and diffractive scattering* 265-274, ArXiv: hep-ph/0110170.
- [235] C. Bourrely, J. Soffer, T.T. Wu, *Impact picture phenomenology for $\pi^\pm p$, $K^\pm p$ and pp , anti- $p p$ elastic scattering at high-energies*, Eur. Phys. J. C **28** (2003) 97.
- [236] A.A. Godizov, V.A. Petrov, *Nonlinearity of Regge trajectories in the scattering region*, JHEP **0707** (2007) 083.
- [237] A.A. Godizov, *Asymptotic properties of Regge trajectories and elastic pseudoscalar-meson scattering on nucleons at high energies*, Yad. Fiz. **71** (2008) 1822.
- [238] P.E. Volkovitsky, A.M. Lapidus, V.I. Lisin, K.A. Ter-Martirosian, *Experimental Data FIT in the Theory of Pomeron with $\alpha_{IP}(0) > 1$ and Some of Its Consequences*, Sov. J. Nucl. Phys. **24** (1976) 648.
- [239] $\pi^+ p$ real cross-sections data, Particle Data Group.
- [240] *The Compact Muon Solenoid, Technical Proposal*, CERN/LHCC-94-38, LHCC/P1.
- [241] A. Clemens, A. Denisov, E. Garcia, M. Murray, H. Strobele, S. White, *The RHIC zero degree calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. A **470** (2001) 488.
- [242] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **0605** (2006) 026.
- [243] M. Murray, private communications.
- [244] O.A. Grachov *et al.* [CMS Collaboration], *Performance of the combined zero degree calorimeter for CMS*, J. Phys. Conf. Ser. **160** (2009) 012059; [arXiv:0807.0785 [nucl-ex]].
- [245] <http://durpdg.dur.ac.uk/>
- [246] M. Dittmar *et al.*, *Parton distributions*, e-Print: arXiv:0901.2504 [hep-ph].
- [247] C. Weiss, *Generalized parton distributions: Status and perspectives*, AIP Conf.Proc. **1149** (2009) 150.
- [248] O.V. Selyugin, *GPDs of the nucleons and elastic scattering at high energies*, Eur. Phys. J. C **72** (2012) 2073; см. также A.V. Belitsky, A.V. Radyushkin, *Unraveling hadron structure with generalized parton distributions*, Phys. Rep. **418** (2005) 1.

- [249] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne, G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. C **63** (2009) 189.
- [250] By E609 Collaboration (A. Bordner *et al.*), *Experimental information on the pion gluon distribution function*, Z. Phys. C **72** (1996) 249.
- [251] A.D. Martin., R.G. Roberts., W.J. Stirling and P.J. Sutton, *Parton distributions for the pion extracted from Drell-Yan and prompt photon experiments*, Phys. Rev. D **45** (1992) 2349.
- [252] M. Gluck, E. Reya, I. Schienbein, *Pionic parton distributions revisited*, Eur. Phys. J. C **10** (1999) 313.
- [253] H. Holtmann, G. Levman, N.N. Nikolaev, A. Szczurek, J. Speth, *How to measure the pion structure function at HERA*, Phys. Lett. B **338** (1994) 363.
- [254] G. Levman, *The Structure of the pion and nucleon, and leading neutron production at HERA*, Nucl. Phys. B **642** (2002) 3.
- [255] M. Klasen, *The Pion structure function and jet production in gamma p → n X*, J. Phys. G **28** (2002) 1091.
- [256] M. Klasen, G. Kramer, *Photoproduction of jets on a virtual pion target in next-to-leading order QCD*, Phys. Lett. B **508** (2001) 259.
- [257] W. Selove *et al.*, *Search for difference in pion / proton internal structure*, preprint: FERMILAB-PROPOSAL-0246 (1973).
- [258] LHCf Collab., O. Adriani *et al.*, *Measurement of very forward neutron energy spectra for 7 TeV proton-proton collisions at the Large Hadron Collider*, Phys. Lett. B **750** (2015) 360.
- [259] A. Alkin, O. Kovalenko and E. Martynov, *Can the "standard"unitarized Regge models describe the TOTEM data?*, Europhys. Lett. **102** (2013) 31001.
- [260] B.Z. Kopeliovich, I.K. Potashnikova, Ivan Schmidt, *Production of neutrons in the vicinity of the pion pole*, Acta Phys. Polon. Supp. **8** (2015) 977.
- [261] B.Z. Kopeliovich, H.J. Pirner, I.K. Potashnikova, K. Reygiers, Ivan Schmidt, *Pion-pion cross section from proton-proton collisions at the LHC*, Phys. Rev. D **91** (2015) 054030.
- [262] V.A. Khoze, A.D. Martin and M.G. Ryskin, *Total π^+p cross section extracted from the leading neutron spectra at the LHC*, Phys. Rev. D **96** (2017) 034018.
- [263] The CDF Collab. (F. Abe *et al.*), *Measurement of $\bar{p}p$ single diffraction dissociation at $\sqrt{s} = 546$ and 1800 GeV*, Phys. Rev. D **50** (1994) 5535.

- [264] The CDF Collab. (F. Abe *et al.*), *Measurement of the antiproton-proton total cross section at $\sqrt{s} = 546$ and 1800 GeV*, Phys. Rev. D **50** (1994) 5550.
- [265] K. Österberg (on behalf of the TOTEM Collab.), *Recent results with TOTEM at LHC*, talk presented at POETIC IV workshop, Jyväskylä, September 2-5, 2013.
- [266] T. Csörgo (for the TOTEM Collab.), *TOTEM results on total pp cross-section and diffractive dissociation*, talk presented at Low-X 2014, June 17-21, 2014.
- [267] The CMS Collab., *Measurement of pp diffraction dissociation cross sections at $\sqrt{s} = 7$ TeV at the LHC*, CMS PAS FSQ-12-005 (2013).
- [268] R. Benoit (on behalf of the CMS Collab.), *Recent CMS results on diffraction*, Int. J. Mod. Phys. A **30** (2015) 1542011.
- [269] T.A.D. Martin, *Summary of diffractive studies at ATLAS, CMS and TOTEM*, Int. J. Mod. Phys. A **30** (2015) 1542010.
- [270] The ALICE Collab., *Diffractive Dissociation in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ and 7 TeV with ALICE at the LHC*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **38** (2011) 124044.
- [271] The ALICE Collab., *Measurement of inelastic, single- and double-diffractive cross-sections in proton-proton collisions at the LHC with ALICE*, Eur. Phys. J. C **73** (2013) 2456.
- [272] V.A. Petrov, R.A. Ryutin, A.E. Sobol and J.-P. Guillaud, *EDDE Monte-Carlo event generator. Version 2.1.*, arXiv:0711.1794[hep-ph].
- [273] R.A. Ryutin, A.E. Sobol and V.A. Petrov, *MonChER: Monte-Carlo Generator for CHarge EXchange Reactions. Version 1.1. Physics and Manual*, arXiv:1106.2076 [hep-ph].
- [274] R.A. Ryutin, *ExDiff Monte Carlo generator for Exclusive Diffraction. Version 2.0. Physics and manual*, arXiv:1805.08591 [hep-ph].
- [275] V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Prospects for new physics observations in diffractive processes at the LHC and Tevatron*, Eur. Phys. J. C **23** (2002) 311.
- [276] Jie-Jie Zhu, Mu-Lin Yan, *Covariant amplitudes for mesons*, hep-ph/9903349.
- [277] V.A. Khoze, A.D. Martin and M.G. Ryskin, *High Energy Elastic and Diffractive Cross Sections*, Eur. Phys. J. C **74** (2014) 2756.
- [278] E. Gotsman, E. Levin and U. Maor, *Proton-air collisions in a model of soft interactions at high energies*, Phys. Rev. D **88** (2013) 114027.

- [279] C. Bourrely, *An analysis of elastic scattering reactions with a Fermi-Dirac pomeron opaqueness in impact parameter space*, Eur. Phys. J. C **74** (2014) 2736.
- [280] E. Gotsman, E. Levin and U. Maor, *Description of LHC data in a soft interaction model*, Phys. Lett. B **716** (2012) 425.

Список иллюстраций

1.1	Дифракционные процессы: а) упругое рассеяние; б) «мягкая» ОДД; в) «мягкая» ДДД; г) «мягкая» ЭДЦР; д) «мягкая» ИДЦР с одиночной диссоциацией; е) «мягкая» ИДЦР с двойной диссоциацией; ж) «жёсткая» ЭДЦР; з) «жёсткая» ИДЦР с одиночной диссоциацией; и) «жёсткая» ИДЦР с двойной диссоциацией; к) эксклюзивная «жёсткая» одиночная дифракция; л) инклюзивная «жёсткая» одиночная дифракция; м) эксклюзивное (адрон рассеивается упруго) и инклюзивное (адрон диссоциирует) фотон-адронное рассеяние; н) «мягкое» ЭРВМ и ИРВМ (с диссоциацией адрона); о) «жёсткое» эксклюзивное (адрон рассеивается упруго) и инклюзивное (адрон диссоциирует) фотон-адронное рассеяние; п) «жёсткое» ЭРВМ и ИРВМ (инклюзивное рождение векторных мезонов с диссоциацией адрона). В м)-п) начальный фотон может испускаться лептоном или адроном.	22
1.2	Дважды дифракционные процессы центрального рождения (Двойной Померонный Обмен) или ЭДЦР и их топология в переменных ϕ (азимутальный угол в плоскости, перпендикулярной оси рассеяния) и θ (полярный угол или угол рассеяния, связан с псевдобыстротой по формуле $\eta = \ln \tan \frac{\theta}{2}$): а) эксклюзивный; б) с однократной диссоциацией; в) с двукратной диссоциацией.	23
1.3	Схема рассеяния протонов и измеряемые величины в случае регистрации обоих протонов: полярные углы рассеяния и азимутальный угол ϕ_{12} между плоскостями рассеяния.	24
1.4	Классификация процессов по типу центральной системы и их топология в ЭДЦР: а) чисто эксклюзивное рождение (малое число частиц или струй) или «жёсткая» дифракция; б) полуинклюзивное рождение (добавочная радиация в центральной области); в) неупругие «мягкие» процессы.	25
1.5	Кинематические переменные ЭДЦР.	25
1.6	Глубинная структура процесса ЭДЦР.	26

- 1.7 Представление через “перекошенные” UPDF в протоне. Схема KMR:
 а) замена партонов на протоны с введением “перекошенных” функций распределения; б) учет эволюции функций распределения (судаковский форм-фактор); в) учет перерассеяний в начальном состоянии (унитарные поправки или “мягкий фактор выживания”); г) учет “усиленных” диаграмм, связанных с взаимодействием реджеонов. 28
- 1.8 Представление через PDF в Помероне: “фактор выживания” S^2 , связанный с перерассеянием, вводится дополнительно: а),б) полуинклюзивное рождение в ЭДЦР; в),г) чисто эксклюзивное рождение в ЭДЦР. 29
- 1.9 Представление через UPDF в Помероне: “фактор выживания” S^2 , связанный с перерассеянием, вводится дополнительно: а),б) полуинклюзивное рождение в ЭДПО; в),г) чисто эксклюзивное рождение в ЭДПО. 29
- 1.10 Представление: а) в общем Реджевском подходе; б) в эквивалентном фотонном приближении; в) через операторное разложение. Унитарные поправки в начальном и конечном состоянии не показаны. . . 30
- 1.11 Представление ЭДЦР. Протон-глюонные амплитуды T и перерассеяния V вычисляются в эйкональном, либо в U-матричном представлении, либо с критическим Помероном; а) производится свертка амплитуд T с “жесткой” амплитудой \bar{F} ; б) учитываются виртуальные поправки к вершине (судаковский форм-фактор); в) вычисляются унитарные поправки в начальном и конечном(!) состоянии. 31
- 1.12 Представление через лестничные диаграммы КХД. Схема GLM: а),б) расчет лестничных диаграмм; в) учет перерассеяний в начальном состоянии (унитарные поправки или “мягкий фактор выживания”); г) учет “усиленных” диаграмм, связанных с взаимодействием реджеонов (КХД-лестниц). 32
- 1.13 Сигнальные процессы с рождением лидирующих нейтронов. Одиночный пионный (ρ, a_2) обмен с: а) полным $\pi^+(\rho, a_2) p$ рассеянием, б) упругим $\pi^+ p$ рассеянием, в) инклюзивным $\pi^+ p$ рождением двух струй. Двойной пионный (ρ, a_2) обмен с: д) полным $\pi^+(\rho, a_2) \pi^+(\rho, a_2)$ рассеянием, е) упругим $\pi^+ \pi^+$ рассеянием, ф) инклюзивным $\pi^+ \pi^+$ рождением двух струй. 33
- 1.14 а) борновская амплитуда с однопионным обменом; б) представление абсорбционных поправок и взаимодействия в конечном состоянии. 34

- 1.15 а) борновский член с одиночным пионным обменом и возбуждением протона, $p + \pi \rightarrow X$; б) неупругое протон-пионное взаимодействие, $p + \pi \rightarrow X$, путем обмена цветом, что приводит к рождению двух цветных октетных диполей, которые дальше адронизируются в X ; в) представление фоковского состояния предыдущего механизма. Цветной октет-октетный диполь, который представляет собой пятикварковое фоковское состояние начального протона, взаимодействует с протоном-мишенью через π^+ -обмен. Это пятикварковое состояние может иметь начальное и конечное взаимодействия путем обмена вакуумом. 35
- 1.16 Абсорбционные поправки из-за возможности неупругого взаимодействия, которые могут заполнить большой пробел по быстроте (LRG). а) Взаимодействие протона и его остатков (см. рис. 1.17) с мишенью; б) тройное взаимодействие Померона из-за взаимодействия рожденных частиц (например, излучаемых глюонов); в) взаимодействия, включающие остатки пиона (см. рис. 1.17). Показаны только некоторые интерференционные диаграммы. 35
- 1.17 Структура 4-реджеонной вершины $\pi\pi PIP$ 36
- 1.18 а) амплитуда пионного обмена и б) соответствующий доминантный тройной реджеонный вклад в сечение инклюзивного рождения лидирующих нейтронов (процесс $a + p \rightarrow X + n$, $a = \gamma$ или p). 36
- 1.19 Пространственно-временная диаграмма для амплитуды, описывающей лидирующие нейтроны, которые рождаются в инклюзивных процессах $\gamma + p \rightarrow X + n$ или $p + p \rightarrow X + n$. Два типа многопомеронных абсорбционных поправок обозначены символически заштрихованными областями (а) и (б). Соответствующие поправки к поперечному сечению показаны на рисунках 1.20 и 1.21 соответственно. 36
- 1.20 Символические диаграммы эйкональных абсорбционных поправок к сечению инклюзивного процесса $a + p \rightarrow X + n$, $a = \gamma$ или p . Дополнительные линии, обозначенные P , которые окружают трехреджеонную вершину взаимодействия, представляют собой многопомеронные обмены между лидирующими адронами. 37
- 1.21 Символические диаграммы для «усиленных» абсорбционных поправок к сечению инклюзивного процесса $a + p \rightarrow X + n$, $a = \gamma$ или p , которые становятся важными при очень высоких энергиях. Масса M рождающейся системы X считается достаточно большой для обоих интервалов по быстроте y_1 и y_2 для использования Померонного обмена. Дополнительные линии, обозначенные P , которые связаны непосредственно с входящим протоном или исходящим нейтроном, представляют собой мультипомеронные обмены. 37

- 1.22 Многопомеронные поправки к реджеонам в тройных вершинах (4-х, 5-ти, 6-ти реджеонные вершины и т.д.). Они не имеют или, самое большее, имеют слабую зависимость от энергии. Изогнутые линии, обозначаемые P , представляют собой мультипомеронные обмены. 37
- 2.1 Различные схемы вычислений полной амплитуды ЭДЦР для случаев большой (а), промежуточной (b) и малой (с) инвариантных масс центральной системы или частицы, то есть пертурбативный, промежуточный и непертурбативный режимы Померон-Померонных взаимодействий. 43
- 2.2 ЭРВМ в рамках NRQCD. “Жесткая” амплитуда. 44
- 2.3 Функция $|I_V(\Delta - \alpha'|t)|$ в зависимости от $|t|$ для $m_V = m_{J/\Psi} = 3.1$ ГэВ (сплошная линия) и $m_V = m_\Upsilon = 9.46$ ГэВ (штриховая линия). 50
- 2.4 “Мягкая вероятность выживания” в случае модели с тремя Померонами для различных значений инвариантной массы: $M = 30$ ГэВ (штриховая), $M = 125$ ГэВ (сплошная) и $M = 600$ ГэВ (пунктирная). 57
- 2.5 Функция $|I_q|^2$ в зависимости от M для различных значений параметра Δ в случае модели с тремя Померонами. $\Delta = \alpha_{P_3}(0) - 1$ (сплошная) и $\Delta = \alpha_{P_3}(1) - 1$ (пунктирная). 57
- 2.6 Померон-Померонная светимость $\hat{\mathcal{L}}_{\text{эдцр}}$ при $y = 0$ (верхняя картинка) и как функция y для различных фиксированных значений инвариантной массы (нижняя картинка) for different fixed invariant masses (bottom picture) в случае модели с тремя Померонами. На левом рисунке две пересекающиеся сплошные линии указывают на значение при $M = 125$ ГэВ, а штриховые указывают на значение $M = 30$ ГэВ. На правом рисунке кривые соответствуют $M = 20$ ГэВ (штриховая), $M = 125$ ГэВ (сплошная) и $M = 600$ ГэВ (пунктирная). 58
- 2.7 Данные CDF по рождению двух струй в ЭДЦР [169] в зависимости от нижнего обрезания по поперечной энергии струи $E_{T,jet}$ и предсказания модели с тремя Померонами. Верхняя пунктирная кривая соответствует значению константы $c_{gp}^{(3)}$ из (2.36) и получена путем фитирования данных с HERA по ЭРВМ. Нижняя штриховая кривая получена при помощи перемасштабирования $E_{T,jet} = 0.75E_{T,g}$ как было показано в [144],[145]. Заштрихованные области обозначают ошибки в вычислении $c_{gp}^{(3)}$ 59

- 2.8 Данные CDF по сечению ЭДЦР с рождением двух фотонов [170],[171] в зависимости от нижнего обрезания по поперечной энергии фотона $E_{T,\gamma}$ и предсказания модели с тремя Померонами. Сплошная кривая соответствует значению $c_{gp}^{(3)}$ из (2.36) и получена путем фитирования данных с HERA по ЭРВМ. Заштрихованные области обозначают ошибки в вычислении $c_{gp}^{(3)}$. Показаны также значения результатов, умноженных на 3 (пунктирная кривая) и деленных на 3 (штриховая кривая). 60
- 2.9 Сечения ЭДЦР с рождением двух струй на БАК в зависимости от нижнего обрезания по поперечной энергии струи при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, $|\eta_{jet}| < 2.5$ с обрезаниями (2.73). 62
- 2.10 Сечения ЭДЦР с рождением двух фотонов на БАК в зависимости от нижнего обрезания по поперечной энергии фотона при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, $|\eta_\gamma| < 2.5$ с обрезаниями (2.73). 63
- 2.11 Сечение рождения радиона в ЭДЦР в зависимости от массы наблюдаемого собственного состояния ϕ^* . Массовый параметр бозона Хиггса $M(h) = 150$ ГэВ. Три кривые соответствуют (снизу вверх) значениям $\Lambda_\phi = 1$ ТэВ, 2 ТэВ, 4 ТэВ. а) $\xi = -1/6$; б) $\xi = 1/6$ 66
- 2.12 Сечение рождения радиона в ЭДЦР, умноженное на вероятность распада в зависимости от массы наблюдаемого собственного состояния ϕ^* . Кривые соответствуют моде распада в gg (штриховая) и в $b\bar{b}$ (сплошная). Параметры модели: а) $\Lambda_\phi = 2$ ТэВ, $M(h) = 150$ ГэВ, $\xi = -1/6$; б) $\Lambda_\phi = 2$ ТэВ, $M(h) = 150$ ГэВ, $\xi = 1/6$ 67
- 2.13 Сечение рождения радиона в ЭДЦР, умноженное на вероятность распада в зависимости от массы наблюдаемого собственного состояния ϕ^* . Кривые соответствуют моде распада в ZZ (штриховая) и в W^+W^- (сплошная). Параметры модели: а) $\Lambda_\phi = 2$ ТэВ, $M(h) = 150$ ГэВ, $\xi = -1/6$; б) $\Lambda_\phi = 2$ ТэВ, $M(h) = 150$ ГэВ, $\xi = 1/6$ 68
- 2.14 Распределение по недостающей массе в ЭДЦР с рождением КК-гравитонов в модели RS с малой кривизной. Кривые соответствуют (сверху вниз) $\bar{M}_5 = 1$ ТэВ, 2 ТэВ, 3 ТэВ, и 5 ТэВ. 69
- 2.15 Сечение рождения КК-гравитонов в ЭДЦР с массами больше, чем M_0 как функция пятимерного Планковского масштаба \bar{M}_5 . Кривые соответствуют (сверху вниз) $M_0 = 3$ ГэВ, 14 ГэВ, 30 ГэВ и 50 ГэВ. 70
- 2.16 Представления для процесса ЭРВМ с промежуточной (а) $M \sim 3 - 10$ ГэВ) и малой (б) $M \sim 1$ ГэВ) массой векторного мезона. 71
- 2.17 Схема вычисления полной амплитуды ЭДЦР в случае малых инвариантных масс ($M < 3$ ГэВ), то есть непертурбативное Померон-Померонное взаимодействие. 72

- 2.18 Унитаризация сечения $|t|e^{-2B|t|}$ ($B \simeq 2.85 \text{ ГэВ}^{-2}$, $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$), соответствующего амплитуде (П.12.11). Штриховая кривая представляет “раздетый” вклад, а сплошная кривая показывает унитаризованный результат. σ_B - интегральное “раздетое” сечение. Ноль в точке $t = 0$ исчезает в унитаризованном сечении. 74
- 2.19 Дифракционные t-распределения для различных конечных состояний (соответствующие амплитуды указаны): а) подобные “глоболам” (П.12.11); б) η' (П.12.10); в) $\pi^+\pi^-$ (П.11.2). Сплошные кривые в а), б) даны для $\sqrt{s} = 30 \text{ ГэВ}$, штриховые и точечные кривые в а), б), в) представляют $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ и $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$ соответственно. Рисунок д) показывает простое e^{2Bt} сечение (штриховая кривая) и унитаризованный результат (сплошная кривая) при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ 76
- 2.20 Дифракционные картины по различным t-подобным переменным: а) $\tau = (t_1 + t_2)/2$; б) $\vec{\delta}^2 = (\vec{\Delta}_1 - \vec{\Delta}_2)^2/4$. Борновская амплитуда (штриховая кривая) и унитаризованный результат (сплошная кривая) показаны при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ 77
- 2.21 Ситуация после унитаризации (сплошная кривая), когда “раздетая” амплитуда имеет более сложную структуру (штриховая линия). 77
- 2.22 Азимутальные распределения для разных конечных состояний: а) подобные “глоболам” (П.12.11); б) η' (П.12.10); в) $\pi^+\pi^-$ (П.11.2). Сплошные (красные) кривые в а), б) даны для $\sqrt{s} = 30 \text{ ГэВ}$, точечные кривые на а), б), в), д) представляют унитаризованные результаты при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$. Штриховые кривые показывают поведение борновских сечений при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$: а) $\cos^2 \phi$, б) $\sin^2 \phi$, в) $\pi^+\pi^-$, д) “плоское”. 78
- 2.23 Экспериментальные данные WA102. Штриховая кривая представляет “раздетое” сечение, а сплошная - унитаризованный результат. а) η' , 0^{-+} ; б) $f_1(1285)$, 1^{++} , all t_i ; в) $f_1(1285)$, $|t_1 - t_2| < 0.2 \text{ ГэВ}^2$; д) $f_1(1285)$, $|t_1 - t_2| > 0.4 \text{ ГэВ}^2$; 79
- 2.24 Экспериментальные данные WA102, усредненные по всем измеренным значениям t_i . Штриховая кривая представляет “раздетое” сечение, а сплошная - унитаризованный результат. а) $f_0(980)$, 0^{++} ; б) $f_0(1500)$, 0^{++} ; в) $f_2(1270)$, 2^{++} ; д) $f_2(1950)$, 2^{++} ; 80
- 2.25 Результаты для энергии БАК. а) η' , 0^{-+} ; б) $f_1(1285)$, 1^{++} , all t_i ; в) $f_1(1285)$, $|t_1 - t_2| < 0.1 \text{ ГэВ}^2$; д) $f_1(1285)$, $|t_1 - t_2| > 0.2 \text{ ГэВ}^2$; 80
- 2.26 Результаты для энергий БАК. а) $f_0(980)$, 0^{++} ; б) $f_0(1500)$, 0^{++} ; в) $f_2(1270)$, 2^{++} ; д) $f_2(1950)$, 2^{++} ; 81
- 2.27 Примеры азимутальных зависимостей для частиц с большими массами. а) 1^{--} , $M_X = 50 \text{ ГэВ}$; б) 0^{-+} , $M_X = 50 \text{ ГэВ}$; 82
- 3.1 Диаграммы одиночного (SπE) и двойного (DπE) пионного обмена. Соответствующая кинематика представлена в приложении П.7. 85

- 3.2 Диаграммы эксклюзивных процессов для сигнала и фона в рождении лидирующих нейтронов. Соответствующая кинематика представлена в приложении П.7. (начальные поправки перерасеяния не показаны). а) сигнальный процес для упругого π^+p рассеяния: процесс с одиночным однопионным обменом (S π E) $p+p \rightarrow n+\pi^++p$, M - масса системы π^+p ; б) фон для упругого π^+p рассеяния: одиночная диссоциация с малой массой с обменами Помероном и реджеонами; с) сигнал для упругого $\pi^+\pi^+$ рассеяния: процесс с эксклюзивным двойным пионным обменом (D π E) $p+p \rightarrow n+\pi^++\pi^++n$, M - масса системы $\pi^+\pi^+$; d) фон для упругого $\pi^+\pi^+$ рассеяния: S π E с одиночной диссоциацией с малой массой в π^+p канале; e) фон для упругого $\pi^+\pi^+$ рассеяния: двойная диссоциация с малой массой с обменами Помероном и реджеонами. 86
- 3.3 Квадраты амплитуд и полные сечения процессов а) $p+p \rightarrow n+X$ (S π E), б) $p+p \rightarrow n+X+n$ (D π E). S представляет мягкие поправки перерасеяния. 87
- 3.4 Сигнальные и фоновые процессы: а) S π E сигнал; б) SRE (одиночный реджеонный обмен) фон; с) d) фон от Двойной Диссоциации; e) D π E сигнал; f) DRE фон, двойной реджеонный обмен (вклады π ρ и π a_2 столкновений доминируют); g) h) фон от центральной дифракции. 87
- 3.5 Дифференциальные сечения процесса $p+p \rightarrow n+X$ (параметризация (3.18, сплошная), и (3.19) (штриховая) и процесс двойной диссоциации $p+p \rightarrow N^*(\rightarrow n+\pi)+X$ (пунктирная) при разных значениях передачи импульса в зависимости от $z=1-\xi$ 89
- 3.6 Теоретическое дифференциальное сечение $E d\sigma/d^3p$, мб/ГэВ² и данные ISR [28]: а) $\sqrt{s}=30.6$ ГэВ, б) $\sqrt{s}=44.9$ ГэВ, с) $\sqrt{s}=52.8$ ГэВ, d) $\sqrt{s}=62.7$ ГэВ. Нижние кривые - это теоретические предсказания, а верхние кривые - предсказания, умноженные на 1.7. 90
- 3.7 Теоретические дифференциальные сечения: а) $E d\sigma/d^3p$, мб/ГэВ² и данные NA49 [33] при $\sqrt{s}=17.2$ ГэВ; б) $d\sigma/dz$, мб и данные RHENIX [34] при $\sqrt{s}=200$ ГэВ. Используются параметризации (3.18) (сплошная) и (3.19) (штриховая). Две кривые совпадают на а). . . 91
- 3.8 Функция $S(s/s_0, \xi, q_t)$ при а) $\sqrt{s}=62.7$ ГэВ и б) $\sqrt{s}=10$ ТэВ. . . 91
- 3.9 Сечения при $\sqrt{s}=10$ ТэВ: а) $d\sigma/d\vec{q}^2$ и б) $d\sigma/d\xi$ для различных параметризаций. Борновские сечения показаны как штриховые кривые, а унитаризованные сечения как сплошные. Из каждой пары кривых нижние соответствуют параметризации Доннаки-Ландсхофа (3.18), а верхние - параметризации СОМРЕТЕ (3.19). . . 92
- 3.10 Сечения $d\sigma/d\xi d\vec{q}^2$ при $\sqrt{s}=10$ ТэВ для двух параметризаций: а) Доннаки-Ландсхофа (3.18) и б) СОМРЕТЕ (3.19). 92

- 3.11 Интегральные сечения процесса $S\pi E$, $p + p \rightarrow n + \pi^+ + p$, для параметризаций [235] (сплошная) и [236],[237] (штриховая): а) $\frac{d\sigma}{d\xi}$ ($0.01 \text{ ГэВ}^2 < |t| < 0.5 \text{ ГэВ}^2$); б) $\frac{d\sigma}{dt}$, $10^{-3} < \xi < 0.3$ 93
- 3.12 Упругие и полные сечения $\pi^-\pi^+$ и $\pi^-\pi^-$ рассеяния из данных по эксклюзивным реакциям как функция инвариантной массы системы двух пионов (рис.5 из [18]). 94
- 3.13 Функция $S_2(s/s_0, \xi_{1,2}, |\vec{q}_{1,2}|)$ при $\sqrt{s} = 10 \text{ ТэВ}$ для: а) фиксированных $\xi_{1,2} = 0.01$; б) фиксированных $|\vec{q}_{1,2}| \sim 0$. в) Функция $F(\xi_1, \xi_2)$ при $\sqrt{s} = 10 \text{ ТэВ}$ 95
- 3.14 Интегральные дважды дифференциальные сечения для процесса $D\pi E$: $d\sigma/d\vec{q}_1^2 d\vec{q}_2^2$, $\xi_i < 0.2$ (а,б) и $d\sigma/d\xi_1 d\xi_2$ (с,д) для параметризаций (3.18) (а,с) и (3.19) (б,д). 96
- 3.15 Частично проинтегрированные сечения процесса $p + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^+ + n$ ($D\pi E$), при $\sqrt{s} = 10 \text{ ТэВ}$ для параметризаций из [235] (сплошная) и [236],[237] (штриховая): а) $d\sigma/d\xi_1 d\xi_2$ при $\xi_1 = \xi_2 = \xi$ и $0 < |\vec{q}_{1,2}| < 0.5 \text{ ГэВ}$; б) $d\sigma/d\vec{q}_1^2 d\vec{q}_2^2$ при $|\vec{q}_1| = |\vec{q}_2| = |\vec{q}|$ и $10^{-3} < \xi_{1,2} < 0.3$. 96
- 3.16 Функция $S(s/s_0, \xi, q_t)$ при $\sqrt{s} = 10 \text{ ТэВ}$ в физической области негативных значений t для трех различных фиксированных значений ξ : $\xi = 0.3$ (пунктирная), $\xi = 0.1$ (штриховая) и $\xi = 10^{-4}$ (сплошная). Для малых ξ и $|\vec{q}|$ функция S близка к единице. 98
- 3.17 Полное сечение $\pi^+ p$ рассеяния при разных параметризациях: [233] (сплошная), [234] (штриховая), [235] (пунктирная) и [236],[237] (штрих-пунктирная). а) реальные данные PDG (треугольники) при энергиях до $\sqrt{s} = 25 \text{ ГэВ}$ и извлеченные значения (квадраты) при энергиях до $\sqrt{s} = 70 \text{ ГэВ}$ (см. [42]); б) полные сечения $\pi^+ p$ в области энергий $0.5 \text{ ТэВ} < \sqrt{s} < 7 \text{ ТэВ}$ 98
- 3.18 Функция $S(\xi, t) t/m_\pi^2$ в зависимости t/m_π^2 при фиксированном $\xi = 0.05$. Граница физической области $t_0 = -m^2 \xi^2 / (1 - \xi)$ обозначена вертикальной штриховой линией в б). 99
- 3.19 Значения абсорбтивных поправок, проинтегрированных с форм-факторами в области $0.01 \text{ ГэВ}^2 < |t_i| < 1.2 \text{ ГэВ}^2$. а) $\tilde{S}(\xi)$; б) $\tilde{S}_2(\xi_1, \xi_2)$: $\xi_2 = \xi_1$ (сплошная), $\xi_2 = 0.1$ (штриховая), $\xi_2 = 0.2$ (пунктирная) и $\xi_2 = 0.3$ (штрих-пунктирная). 100
- 3.20 Поправки перерассеяния, проинтегрированные с форм-факторами для $\sqrt{s} = 0.9 \text{ ТэВ}$ (сплошная) и $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ (штриховая): а) $\tilde{S}(s, \xi)$; б) $\tilde{S}_2(s, \xi_0)$ 101
- 3.21 Сечения $\frac{d\sigma}{d\xi dr}$ в $\text{мб} \cdot \text{см}^{-1}$ при $\sqrt{s} = 0.9 \text{ ТэВ}$ для: а) $S\pi E$; б) $S\rho E + Sa_2 E$; в) $D\pi E$; д) $D\rho\pi E + Da_2\pi E$ 103
- 3.22 Сечения $\frac{d\sigma}{d\xi dr}$ в $\text{мб} \cdot \text{см}^{-1}$ при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ для: а) $S\pi E$; б) $S\rho E + Sa_2 E$; в) $D\pi E$; д) $D\rho\pi E + Da_2\pi E$ 104

3.23	Отношения количества событий с реджеонными обменами к количеству пионных обменов в области детектирования ZDC в зависимости от инвариантной массы реджеон-протонной (реджеон-реджеонной) системы: а) $(N_{S\rho E} + N_{Sa_2 E})/N_{S\pi E}$, $\sqrt{s} = 900$ ГэВ; б) $(N_{S\rho E} + N_{Sa_2 E})/N_{S\pi E}$, $\sqrt{s} = 7$ ТэВ; в) $(N_{D\rho\pi E} + N_{Da_2\pi E})/N_{D\pi E}$, $\sqrt{s} = 900$ ГэВ; г) $(N_{D\rho\pi E} + N_{Da_2\pi E})/N_{D\pi E}$, $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Результаты для различных моделей похожи.	105
3.24	$\sigma_{\pi+p}$, извлеченные из данных [19],[28],[33],[34] и измеренные в реальных экспериментах [239]. Две параметризации (3.18) (сплошная) и (3.19) (штриховая) тоже показаны на рисунке.	106
3.25	Распределения по псевдобыстроте для сигнала (SπE, DπE) и фона (SD, DD, MB).	107
3.26	Распределения ξ и t лидирующего нейтрона и $M = \sqrt{\xi s}$ для событий SπE, SD, DD и MB (отборы TSπE (3.52)).	108
3.27	Количество ударов и суммарный вклад энергии в переднем и заднем HF.	109
3.28	Распределение по $M = \sqrt{\xi_n s}$ для SπE и фона, отборы (3.54) (левый) и (3.55) (правый).	110
3.29	Распределение по $M = \sqrt{\xi_n^f \xi_n^b s}$ для DπE и фона, отборы (3.56) (левый) и (3.57) (правый).	110
3.30	Инклюзивные фоны для SπE (a,b,c) и DπE (d,e,f). а) ОДД (SD), б) ДДД (DD), в) MB в канале π^+p , и г) ОДД (SD), е) ДДД (DD), ф) MB в канале $\pi^+\pi^+$	111
3.31	Отношение событий для SπE _{elastic} (заштриховано) и фона.	111
3.32	(а) SπE упругое (сплошная) и полное (пунктирная) события, распределения в зависимости от инвариантной массы (π_{virt}^+p); (б) DπE упругое (сплошная) и полное (пунктирная) события, распределения в зависимости от инвариантной массы ($\pi_{virt}^+\pi_{virt}^+$).	113
3.33	Отношение событий сигнала SπE _{elastic} (заштриховано) и фона после отбора (3.58).	113
3.34	Отношение событий сигнала DπE _{elastic} (заштрихован) и фона после отбора (3.59).	114
3.35	Отношение событий сигнала SπE _{elastic} (заштрихован) и фона после отборов (3.58) & (3.60).	115
3.36	а) t лидирующего нейтрона для сигнала SπE _{elastic} (сплошная) и фона (пунктирная) после отборов (3.58) & (3.60); б) η_{π^+} для сигнала SπE _{elastic} (сплошная) и фона (пунктирная) после отборов (3.58) & (3.60) & $t_n < 0.2$ ГэВ ² ; в) распределение по массе (π^+p) для сигнала SπE _{elastic} (сплошная) и фона (пунктирная) после отборов (3.58) & (3.60) & $t_n < 0.2$ ГэВ ² & $\eta_{\pi^+} > 8.5$	115
3.37	$dN/d\xi dr$ для а) $\sqrt{s} = 900$ ГэВ и б) 7 ТэВ	115

- 3.38 Значение t для нейтронов как функция расстояния от оси столкновения и ξ для а) $\sqrt{s} = 900$ ГэВ and б) 7 ТэВ 116
- 3.39 Относительное разрешение для t , то есть $\delta t/t$ для нейтронов как функция расстояния от оси столкновения и ξ для а) $\sqrt{s} = 900$ ГэВ и б) 7 ТэВ. Мы предполагаем, что $\delta r = 0.5$ см, расстояние от детектора до точки взаимодействия равно 140 м и $\delta\xi/\xi \simeq 0.14$ 117
- 3.40 Отношение сигнала $D\pi E_{elastic}$ (заштриховано) и фона после отборов (3.59) & (3.60). 117
- 3.41 а) t лидирующих нейтронов для сигнала $D\pi E_{elastic}$ (сплошная) и фона (пунктирная) после отборов (3.59) & (3.60); б) η_{π^+} для сигнала $D\pi E_{elastic}$ (сплошная) и фона (пунктирная) после отборов (3.59) & (3.60) & (3.61); в) распределение по массе ($\pi^+\pi^+$) для сигнала $D\pi E_{elastic}$ (сплошная) и фона (пунктирная) после отборов (3.59) & (3.60) & (3.61) & (3.62). 117
- 3.42 Процесс $h_1 + h_2 \rightarrow \text{jet jet X}$ 120
- 3.43 (а) и (б): диаграммы процессов $S\pi E$ и $D\pi E$ с рождением двух струй. (с) и (д): диаграммы процессов неупругих pp взаимодействий с рождением двух струй и лидирующих нейтронов, которые могут имитировать процессы (а) и (б). 121
- 3.44 (а) Множественность струй в $S\pi E$ (красная сплошная) и в неупругом pp рассеянии (черная штриховая), отобранная при помощи (3.69). (б) Множественность струй в $D\pi E$ (красная сплошная), $S\pi E$ (синяя пунктирная) и в неупругих pp событиях (черная штриховая), отобранная при помощи (3.70). 122
- 3.45 Распределения по η^{jets} (а), поперечному импульсу p_t^{jets} (б) струй и сумма энергий струй и нейтрона, $E_{jjn} = E_{j1} + E_{j2} + E_n$, из двухструйных $S\pi E$ (красная сплошная) и неупругих pp событий (черная штриховая) после отбора (3.69). Последний правый бин распределения (с), пикующий при 7 ТэВ, соответствует эксклюзивному рождению струй. События с $E_{jjn} < 7$ ТэВ на картинке (с) приходят из инклюзивного рождения струй. Вертикальные линии на картинке (а) показывают области действия детекторов CMS: Barrel, Endcap и HF. 124
- 3.46 То же самое, что и на рисунке 3.45 для двухструйных $D\pi E$ (красная сплошная), $S\pi E$ (синяя пунктирная) и неупругих pp событий (черная штриховая) после отбора (3.70). 124
- 3.47 Распределения событий по (а) инвариантной массе системы (jj) для $S\pi E$, отобранных при помощи (3.69)&(3.71)&(3.73) показаны красной сплошной линией. 3% фона от неупругих pp событий показано черной гистограммой. (б) По инвариантной массе системы (jj) для $D\pi E$, отобранных при помощи (3.70)&(3.72)&(3.73). 125

- 3.48 Функция $S(\xi, t)$ t/m_π^2 в зависимости от t/m_π^2 при фиксированном $\xi = 0.107$ (левая картинка) и $\xi = 0.179$ (правая картинка). Граница физической области $t_0 = -m_p^2 \xi^2 / (1 - \xi)$ показана как вертикальная штриховая линия. 126
- 3.49 Унитарные поправки, умноженные на форм-факторы при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ ($\tilde{S}(s, \xi)$), проинтегрированные в полном интервале по t , соответствующем данным [258]: $\eta > 10.76$. Штриховые вертикальные линии соответствуют значениям $\xi = 0.107, 0.179, 0.25$, которые использованы для извлечения сечения $\sigma_{\pi p}$ 127
- 3.50 Поправки (в процентах) к извлеченным сечениям, которые возникают из-за дополнительных фонов, индуцированных обменами ρ и a_2 в ОП, в зависимости от энергии πp взаимодействия (M). 127
- 3.51 Извлеченные полные сечения $\pi^+ p$ рассеяния, представленные в таблице 3.14, а также различные параметризации: [233] (сплошная), [234] (штриховая), [235] (пунктирная) и [236], [237] (штрих-пунктирная). Интервал по t определяется интервалом LHCf $\eta > 10.76$ 128
- 4.1 Схема вычислений полных сечений SD (a) и DD (b). Толстые волнистые линии обозначают Реджеоны. 130
- 4.2 Точная схема унитаризации в случае SD (a) и DD (b) сечений. Правые картинки представляют случай с трехпомеронными вершинами G. 135
- 4.3 t -зависимость извлеченных Померон-протонных сечений при $M = 20$ ГэВ для разных случаев: а) I; б) II; в) III; г) IV. Соответствующее качественное описание данных представлено на рисунках 4.7-4.10. Сплошные кривые представляют данные при $\sqrt{s} = 546$ ГэВ, штриховые кривые соответствуют $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ, и штрих-пунктирные относятся к $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. 139
- 4.4 M -зависимость извлеченных Померон-протонных сечений для разных случаев: а) I; б) II; в) III; г) IV при $t = -0.01$ ГэВ². Соответствующее качественное описание данных представлено на рисунках 4.7-4.10. Сплошные кривые представляют данные при $\sqrt{s} = 546$ ГэВ, штриховые кривые соответствуют $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ, и штрих-пунктирные относятся к $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. 139
- 4.5 M -зависимость извлеченных Померон-протонных сечений для разных случаев: а) I; б) II; в) III; г) IV at $t = -0.05$ ГэВ². Соответствующее качественное описание данных представлено на рисунках 4.7-4.10. Сплошные кривые представляют данные при $\sqrt{s} = 546$ ГэВ, штриховые кривые соответствуют $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ, и штрих-пунктирные относятся к $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. 140

- 4.6 М-зависимость извлеченных Померон-протонных сечений для разных случаев: а) I; б) II; в) III; д) IV at $t = -0.1 \text{ ГэВ}^2$. Соответствующее качественное описание данных представлено на рисунках 4.7-4.10. Сплошные кривые представляют данные при $\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}$, штриховые кривые соответствуют $\sqrt{s} = 1800 \text{ ГэВ}$, и штрих-пунктирные относятся к $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ 140
- 4.7 Качественное описание (сплошные кривые) данных CDF при $\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}$ (картинки (а), (б)) и $\sqrt{s} = 1800 \text{ ГэВ}$ (картинки (с), (д)) для случая II. В (а), (с) заполненные области между штриховыми кривыми приблизительно представляют рисунки 13b, 14b в работе [263] (N в зависимости от θ). В (б), (д) те же самые кривые представляют подгонку (3) в работе [263] ($d\sigma_{sd}/dt$ в зависимости от t). 141
- 4.8 Качественное описание (сплошные кривые) данных CDF при $\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}$ (картинки (а), (б)) и $\sqrt{s} = 1800 \text{ ГэВ}$ (картинки (с), (д)) для случая III. В (а), (с) заполненные области между штриховыми кривыми приблизительно представляют рисунки 13b, 14b в работе [263] (N в зависимости от θ). В (б), (д) те же самые кривые представляют подгонку (3) в работе [263] ($d\sigma_{sd}/dt$ versus t). 142
- 4.9 Качественное описание (сплошные кривые) данных CDF при $\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}$ (картинки (а), (б)) и $\sqrt{s} = 1800 \text{ ГэВ}$ (картинки (с), (д)) для случая IV. В (а), (с) заполненные области между штриховыми кривыми приблизительно представляют рисунки 13b, 14b в работе [263] (N в зависимости от θ). В (б), (д) те же самые кривые представляют подгонку (3) в работе [263] ($d\sigma_{sd}/dt$ versus t). 143
- 4.10 Качественное описание (сплошные кривые) данных TOTEM при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ [265]-[266] для случаев: а) II; б) III; в) IV. Заполненные области между штриховыми кривыми приблизительно представляют данные TOTEM по $d\sigma_{sd}/dt$ в области масс от 7 до 350 ГэВ. Мы не рассматриваем здесь случай I, так как необходимость в поправках перерасеяния очевидна из предыдущих рисунков. 144

- 5.1 Амплитуды эксклюзивных дифракционных процессов: а) упругое рассеяние; б) ЭДЦР с центральной борновской амплитудой C и абсорбтивными поправками $V_{in} = V(s, b)$ и $V_{out} = V(s', b)$. Версии борновских амплитуд ЭДЦР: в) рождение резонансов с малыми массами; д) двухадронное рождение; е) рождение тяжелых резонансов; ф) рождение двухадронных систем с большой массой; г) рождение двух струй; h) непертурбативное фотон-Померонное рождение частиц с малыми массами; и) пертурбативное фотон-Померонное рождение частиц с большими массами и j) рождение двух струй с большой инвариантной массой. Возможные дополнительные унитарные поправки показаны как пунктирные овалы. В д) и ф) возможно рождение также двух бозонов типа $\gamma\gamma$, ZZ или WW вместо двухадронных систем hh 146
- 5.2 Общая структура генератора. Классы, подпрограммы и файлы. . . 147
- П.2.1 “Раздетая” (борновская) амплитуда и кинематика для ЭДЦР в случае пертурбативного механизма Померон-Померонных взаимодействий. Абсорбция в начальном и конечном состоянии не показана. . 154
- П.3.2 Эксклюзивное фоторождение векторных мезонов в рамках NRQCD (непертурбативная квантовая хромодинамика). W - энергия γp столкновений. $t = -\Delta^2$ - квадрат переданного импульса. Направления импульсов показаны стрелками. Амплитуды (формфакторы) A , T и R_0 определены в тексте. 156
- П.11. Схема вычисления “раздетой” амплитуды ЭДЦР в случае малой инвариантной массы ($M < 3$ ГэВ) с рождением двух адронов. Упругие амплитуды показаны здесь как реджеонные обмены, обведенные эллипсами. 180
- П.12. Функция $|h(\lambda, B_+)|^2$ при а) $\sqrt{s} = 62$ ГэВ и б) $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. $|h(0., 4.)|^2 = 20.5$ ГэВ $^{-2}$ при $\sqrt{s} = 62$ ГэВ и $|h(0., 4.)|^2 = 5.27$ ГэВ $^{-2}$ при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. 183

Список таблиц

2.1	Теоретические предсказания и экспериментальные результаты для отношения \mathcal{R} при различных значениях энергии столкновения фоторождения J/Ψ и Υ . Экспериментальные данные взяты из [190]-[192].	52
2.2	Предполагаемое количество событий ЭДЦР с рождением радиона для различных значений Λ_ϕ , и $\xi = 1/6$ ($-1/6$). Массовый параметр Хиггса $M(h)$ установлен 150 ГэВ. Реалистичное значение полной эффективности регистрации события предполагается равной 10% (как было оценено из быстрого Монте-Карло моделирования для стандартного бозона Хиггса), а интегральная светимость полагается равной 30 фб^{-1} .	67
2.3	Интегральная светимость, которая относится к M_0 , возможный экспериментальный предел для измерений недостающей массы [221]. Здесь полная эффективность полагается равной 100%. Для более точных оценок нужно полное Монте-Карло моделирование.	70
2.4	Предполагаемое количество событий ЭДЦР с рождением КК-гравитонов для разных значений фундаментального гравитационного масштаба \bar{M}_5 и параметра M_0 . Интегральная светимость взята из таблицы 2.3.	70
3.1	Параметры модели.	90
3.2	Полное сечение в кинематической области $0 < \vec{q} < 0.5 \text{ ГэВ}$, $\xi_{min} = 10^{-6} < \xi < \xi_{max}$ процесса $p + p \rightarrow n + X$ для двух параметризаций (3.18)((3.19)).	93
3.3	Полные сечения в кинематической области $0 < \vec{q} < 0.5 \text{ ГэВ}$, $\xi_{min} = 10^{-3} < \xi < \xi_{max}$ процесса $p + p \rightarrow n + \pi^+ + p$ для двух параметризаций, представленных в [235] ([236],[237]).	93
3.4	Полные сечения в кинематической области $0 < \vec{q} < 0.5 \text{ ГэВ}$, $\xi_{min} = 10^{-6} < \xi < \xi_{max}$ процесса $p + p \rightarrow n + X + n$ для двух параметризаций (3.18)((3.19)), умноженные на $2/3$ (правила кваркового счета), то есть $\sigma_{\pi^+\pi^+}(s) = (2/3)\sigma_{\pi^+p}(s)$.	95
3.5	Полные сечения в кинематической области $0 < \vec{q} < 0.5 \text{ ГэВ}$, $\xi_{min} = 10^{-3} < \xi < \xi_{max}$ процесса $p + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^+ + n$ для двух параметризаций [235] ([236],[237]).	95

3.6	Полные абсорбтивные поправки для эксклюзивных процессов $S\pi E$ и $D\pi E$ в кинематической области $0.01 \text{ ГэВ}^2 < t_i < 0.5 \text{ ГэВ}^2$, $\xi_{min} = 10^{-3} < \xi_i < \xi_{max}$ для параметризаций из [235] и [236, 237]	101
3.7	Относительные вклады реджеонов в CE и DCE в области детектора ZDC.	103
3.8	Полные сечения π^+p рассеяния, извлеченные из данных ISR [28], NA49 [33] (первые числа), HERA [19] и PHENIX [34] (последние два значения). Последний столбец показывает значения из параметризации COMETE (3.19).	105
3.9	Отношение $S\pi E$ и фонов до и после отбора $TS\pi E$, см. (3.52).	107
3.10	Отношение $D\pi E$ и фонов до и после отбора $TD\pi E$, см. (3.53).	108
3.11	Отношение $S\pi E$ к фону с отборами $TNhitsS\pi E$ (3.54) и $TtmaxS\pi E$ (3.55).	109
3.12	Отношение $D\pi E$ к фону с отборами $TNhitsD\pi E$ (3.56) и $TtmaxD\pi E$ (3.57).	110
3.13	Партон-партонные сечения в первом порядке теории возмущений, $d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow cd}/dz = \frac{\pi\alpha_s^2}{2\hat{s}} A_{ab \rightarrow cd}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})$	121
3.14	Значения полных сечений πp рассеяния, извлеченные из данных LHCf [258] и изображенных также на рисунке 3.51. Соответствующие средние значения $ t $ и q_0 ($q_t < q_0$) также показаны. Фоны от обменов ρ и a_2 мезонами уже учтены.	128

Список сокращений

- ЭДЦР - Эксклюзивное дифракционное центральное рождение
- ИДЦР - Инклюзивное дифракционное центральное рождение
- ЭДДС - Эксклюзивные двойные дифракционные события
- ДПО - Двойной Померонный обмен
- ИДПО - Инклюзивный двойной Померонный обмен
- ЭРВМ - Эксклюзивное рождение векторных мезонов
- ИРВМ - Инклюзивное рождение векторных мезонов
- ОП - Одиночная перезарядка
- ДП - двойная перезарядка
- πE - Single pion exchange (одиночный пионный обмен)
- $D\pi E$ - Double pion exchange (двойной пионный обмен)
- SCE - Single charge exchange (одиночная перезарядка)
- DCE - Double charge exchange (двойная перезарядка)
- SRE - Single reggeon exchange (одиночный реджеонный обмен)
- DRE - Double reggeon exchange (двойной реджеонный обмен)
- СМ - Стандартная модель
- КХД - квантовая хромодинамика
- БАК - Большой адронный коллайдер
- ОДД - одиночная дифракционная диссоциация
- ДДД - двойная дифракционная диссоциация

- SD - Single Diffraction
- DD - Double Diffraction
- РТП - Реджеонная теория поля
- LRG - Large rapidity gap (большой промежуток по быстроте)
- PDF - parton distribution function (функция распределения партонов)
- UPDF - Unintegrated parton distribution function (непроинтегрированная функция распределения партонов)
- GPD - Generalized parton distributions
- РПО - разложение произведения операторов
- RS - Randall-Sundrum
- КК - Kaluza-Klein
- ZDC - Zero degree calorimeter
- MB - minimum bias