

ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Б. П.
КОНСТАНТИНОВА НАЦИОНАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО
ЦЕНТРА «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

На правах рукописи

Егоров Анатолий Юрьевич

**Поиск эффектов БФКЛ эволюции при образовании пар
адронных струй с большим разделением по быстроте при
энергиях Большого адронного коллайдера**

Научная специальность 1.3.15. Физика атомных ядер и элементарных частиц,
физика высоких энергий

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Ким Виктор Тимофеевич

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Асимптотические режимы КХД при высокой энергии .	17
1.1 Режим ГЛАПД	17
1.2 Режим БФКЛ	20
1.3 Наблюдаемые для поиска сигналов эволюции БФКЛ	24
1.4 Монте-Карло генераторы столкновений адронов	27
1.4.1 МК генераторы, основанные на эволюции ГЛАПД	27
1.4.2 МК генераторы, основанные на эволюции БФКЛ	29
1.5 Результаты предыдущих измерений по поиску сигналов БФКЛ в столкновениях адронов	30
1.6 Наблюдаемые, изучаемые в настоящей работе	33
Глава 2. Описание экспериментальной установки	35
2.1 Параметры пучков, поставляемых коллайдером LHC	35
2.2 Многоцелевой детектор CMS	36
2.2.1 Трекерная система	37
2.2.2 Калориметрическая система	39
2.2.3 Мюонная система	45
2.2.4 Восстановление событий и адронных струй	46
2.2.5 Триггерная система	47
Глава 3. Измерение Δy-дифференциальных сечений рождения пар адронных струй и их отношений с вето	48
3.1 Отбор событий, триггеры	48
3.2 Эффективность триггеров	50
3.3 Объединение выборок	55
3.4 Учет неэффективности триггеров	56
3.5 Изучение и учет детекторных искажений	57
3.5.1 Изучение миграций пар адронных струй	61
3.5.2 Коррекция детекторных искажений	66
3.5.3 Распространение статистической неопределенности	70
3.6 Оценка систематических неопределенностей	71

	Стр.
3.7	Результаты измерения и обсуждение 75
3.7.1	Инклюзивное и Мюллера-Навеле сечения рождения пар адронных струй 77
3.7.2	Отношения сечений рождения пар адронных струй R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ 79
3.7.3	Сравнение измерений отношений сечений R^{incl} и R^{MN} в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ 82
3.7.4	Обсуждение результатов измерений 85
Глава 4. Расчет сечений рождения пар адронных струй Мюллера-Навеле и их отношений с учетом СГЛП БФКЛ. 88	
4.1	Расчет сечений рождения пар адронных струй Мюллера-Навеле с учетом СГЛП БФКЛ 89
4.1.1	Функция Грина G_{ω} БФКЛ в СГЛП 91
4.1.2	Импакт-факторы с учетом СГЛП БФКЛ 93
4.1.3	Сечение рождения пар адронных струй Мюллера-Навеле в формализме БФКЛ 97
4.1.4	Эффекты бегущей константы связи в СГЛП БФКЛ и предписание БФКЛП 98
4.2	Численные вычисления и теоретическая неопределенность 104
4.3	Результаты вычислений МН сечения и сравнение с измерениями эксперимента CMS и обсуждение 105
Глава 5. Поток энергии для учета межструйного и струйного вето. 110	
5.1	Поток энергии от жестких струй для расчета струйного вето . . . 110
5.2	Уравнение Банфи–Маркезини–Смая 112
5.3	Использование уравнения БМС для расчета инклюзивного сечения рождения пар адронных струй с вето в столкновениях адронов 115
5.4	Численное решение уравнения БМС для случая межструйного вето 118
5.5	БМС эволюция для струйного вето 120

	Стр.
5.6 МК алгоритм для БМС эволюции	121
5.7 Сравнение вычислений R^{incl} с измерениями CMS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и обсуждение.	124
5.8 Учет вето на дополнительные к МН паре струи при расчетах в рамках приближения СГЛП БФКЛ+БМС	127
5.9 Численные вычисления и теоретическая неопределенность МН сечений с межструйным вето, и отношений сечений R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ в приближении СГЛП БФКЛ+БМС	129
5.10 Вычисление отношений сечений с вето в ГЛП ГЛАПД приближении	130
5.11 Результаты вычисления МН сечений с межструйным вето, и отношений сечений R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ в приближении СГЛП БФКЛ+БМС, сравнение с измерениями эксперимента CMS и обсуждение	132
Заключение	139
Список сокращений и условных обозначений	143
Список литературы	148
Список рисунков	161
Список таблиц	164

Введение

При поиске новой физики на существующих и будущих адронных коллайдерах важен корректный учет эффектов квантовой хромодинамики (КХД). Ожидается, что с увеличением энергии в системе центра масс сталкивающихся адронов, \sqrt{s} , источником сильного взаимодействия будут процессы рассеяния кварков и глюонов в высокоэнергетическом полужестком режиме КХД. В этом режиме $\sqrt{s} \rightarrow \infty$, а масштаб взаимодействия, Q , остается конечным $Q \ll \sqrt{s}$, но достаточно большим, чтобы было допустимо применение пертурбативной КХД, то есть $Q \gg \Lambda_{\text{QCD}} \sim 200$ МэВ. В полужестком высокоэнергетическом режиме КХД поправки, усиленные большими логарифмами s , должны быть просуммированы, что достигнуто в рамках формализма Балицкого–Фадина–Кураева–Липатова (БФКЛ) [1–3] в главном логарифмическом приближении (ГЛП, leading logarithmic (LL) approximation).

В настоящее время для расчета процессов в рамках Стандартной модели и за ее пределами при поиске новой физики в основном используется другая КХД асимптотика, а именно жесткий КХД режим. В жестком КХД режиме $Q \sim \sqrt{s} \rightarrow \infty$ при фиксированном отношении $Q/\sqrt{s} = x = \text{const}$, поэтому требуется суммирование вкладов, усиленных большими логарифмами Q . Это достигнуто в рамках формализма Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи–Докшицера (ГЛАПД) [4–8].

Эволюция ГЛАПД хорошо проверена на коллайдерах HERA [9], Tevatron [10] и ЛHC [11]. В то же время результаты поиска сигналов эволюции БФКЛ остаются неоднозначными. С одной стороны, затруднения в интерпретации результатов измерений связаны с тем, что для сравнения теоретических расчетов и экспериментальных данных требуются предсказания формализма БФКЛ в следующем за главным логарифмическом приближении (СГЛП, next-to-leading logarithmic (NLL) approximation). ГЛП БФКЛ дает только качественные предсказания, в основном переоценивая возможные эффекты при доступных на сегодняшний день в эксперименте энергиях. Это связано с тем, что ГЛП БФКЛ переоценивает величину интерсепта померона, предсказывая ее величину равной примерно 1.54. СГЛП БФКЛ дает более реалистичную оценку 1.13 – 1.18 [12–14]. Интерсепт померона отвечает, в частности, за рост инклюзивных сечений образования адронных струй с увеличением \sqrt{s} и быст-

роты, y . В настоящий момент, методы расчета СГЛП БФКЛ развиты только для малого числа измеряемых на эксперименте наблюдаемых.

С другой стороны, предсказания ГЛАПД, часто получаемые с помощью Монте-Карло (МК) методов, реализованных в программных пакетах - генераторах физических событий для адронных столкновений, содержат поправки за пределами основного приближения ГЛАПД. Так как поиски сигналов новых эффектов эволюции БФКЛ проводятся как наблюдение к отклонения от предсказаний эволюции ГЛАПД, то оказывается что критическим является учет поправок на цветовую когерентность добавленные в основанные на эволюции ГЛАПД генераторах. Цветовая когерентность приводит к дополнительному угловому упорядочению излучения, что частично воспроизводит y -упорядочение формализма БФКЛ. Эти поправки малы в области применимости формализма ГЛАПД и приводят к улучшению феноменологического описания при малых y . Однако они становятся нестабильными при увеличении \sqrt{s} (при фиксированном Q) или увеличении y . Наличие поправок на цветовую когерентность затрудняет интерпретацию экспериментальных данных, поскольку нет возможности разделить вклады логарифмов ГЛАПД и цветовой когерентности. В современных МК генераторах, основанных на ГЛАПД эволюции, таких как RUTHIA8 [15] и HERWIG [16], отсутствует возможность отключения цветовой когерентности.

Таким образом, программа поиска сигналов БФКЛ может развиваться по нескольким направлениям. С экспериментальной стороны необходимо измерение существующих наблюдаемых, чувствительных к эффектам БФКЛ, при всех доступных энергиях и быстротах, так как эволюции БФКЛ и ГЛАПД имеют разную \sqrt{s} и y зависимость. С теоретической стороны необходима разработка методов расчета с учетом СГЛП БФКЛ для измеряемых наблюдаемых, а также разработка новых наблюдаемых, чувствительных к возможным сигналам эволюции БФКЛ, которые могут быть измерены. Разработанные методы расчета при этом могут быть в дальнейшем использованы при вычислениях в рамках Стандартной модели и за ее пределами при интерпретации результатов поисков новой физики на коллайдерах.

В настоящее время, для поиска сигналов эволюции БФКЛ на адронных коллайдерах изучается рождение адронных струй в области больших абсолютных значений быстроты, y , а также рождение пар адронных струй с большим быстройным интервалом $\Delta y = |y_1 - y_2|$, где y_1 и y_2 - быстроты струй в паре.

Среди существующих наблюдаемых, использующих адронные струи или пары адронных струй, можно выделить три основных типа.

К первому типу относится измерение сечений рождения струй в области большой быстроты или пар адронных струй с большим Δy , а также отношения сечений, измеренных при разных энергиях, или с введенными условиями струйного вето [17—19]. Где условие вето означает экспериментальный отбор с запретом на наличие дополнительных адронных струй в каких-либо областях фазового пространства. Эволюция БФКЛ предсказывает экспоненциальный рост сечений с \sqrt{s} и Δy , при этом максимальный вклад в сечение ожидается от пар струй с максимальным Δy среди струй в событии (столкновении) с поперечным импульсом, p_{\perp} , выше определенного заранее порога $p_{\perp\min} \ll \sqrt{s}$. Такие пары струй называются парами струй Мюллера-Навелле (МН). Пары струй МН являются подмножеством инклюзивных пар струй, то есть всех попарных комбинаций струй с $p_{\perp} > p_{\perp\min}$ в событии [18].

Ко второму типу относится измерение азимутальных декорреляций между двумя струями с большим Δy [20—22]. Диффузия КХД излучения по поперечному импульсу, p_{\perp} , которая предсказывается в формализме БФКЛ, приводит к увеличению декорреляции между струями с увеличением Δy . В то же время строгое p_{\perp} -упорядочение излучения в формализме ГЛАПД должно оставлять пары самых жестких струй сильно коррелированными в плоскости поперечной к оси сталкивающихся частиц.

К третьему типу относится измерение событий рождения пар струй с быстротным провалом между струями в паре [23—25], где под быстротным провалом понимается область по быстроте, в которой полностью отсутствует адронная активность. Быстротный провал является признаком обмена цветовым синглетом, который может быть описан померонным решением уравнения БФКЛ.

Рождение передних струй (струй с большими быстротами) измерялось на электрон-протонном (ep) коллайдере HERA для \sqrt{s} до 319 ГэВ в эксперименте H1 [26; 27] для струй с поперечным импульсом $p_{\perp} > 6$ ГэВ/с и быстротой $y < 2.79$ и в эксперименте ZEUS [28; 29] для $p_{\perp} > 5$ ГэВ/с и $y < 4.3$. Все перечисленные типы наблюдаемых измерялись в протон-антипротонных ($p\bar{p}$) столкновениях в экспериментах D0 [30—32] и CDF [33] на Tevatron для $\sqrt{s} = 0.68$ и 1.8 ТэВ для $\Delta y < 6$ и $p_{\perp} > 20$ ГэВ/с. Подобные же измерения проводились в протон-протонных (pp) столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ на коллайдере LHC в экспериментах ATLAS [34; 35] для $\Delta y < 8$ и $p_{\perp} > 60$ ГэВ/с

и CMS [36–39] для $\Delta y < 9.4$ и $p_{\perp} > 35$ ГэВ/с. Процесс обмена цветовым синглетом был также измерен на ЛНС при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в эксперименте CMS-TOTEM [40].

Обобщая результаты всех предыдущих поисков сигналов эволюции БФКЛ, можно сказать, что ни одна из рассмотренных моделей, основанных на ГЛАПД эволюции, не способна описать сразу весь спектр наблюдаемых, не смотря на то, что эти модели включают цветовую когерентность. В то же время расчеты, основанные на БФКЛ эволюции, учитывающие поправки СГЛП, развитые для некоторых наблюдаемых, согласуются с экспериментальными данными. Тем не менее отсутствует методика расчета в СГЛП БФКЛ для большей части наблюдаемых. В частности, такая ситуация имеет место для инклюзивных и МН сечений рождения пар адронных струй с вето на дополнительные струи [34; 37].

В настоящей работе рассматриваются следующие наблюдаемые, относящиеся к первому из перечисленных типов, Δy -дифференциальные сечения:

$$\begin{aligned} d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y, \\ d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y, \end{aligned} \quad (1)$$

и отношения сечений с вето:

$$\begin{aligned} R^{\text{incl}} &= (d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y)/(d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y), \\ R^{\text{MN}} &= (d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y)/(d\sigma^{\text{excl}}/\Delta y), \\ R_{\text{veto}}^{\text{incl}} &= (d\sigma^{\text{incl}}/\Delta y)/(d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y), \\ R_{\text{veto}}^{\text{MN}} &= (d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y)/(d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y), \end{aligned} \quad (2)$$

где σ^{incl} - инклюзивное сечение, в котором каждая попарная комбинация струй с $p_{\perp} > p_{\perp\text{min}}$ дает вклад в сечение; σ^{MN} - сечение МН, в котором пара струй с максимальным Δy среди струй с $p_{\perp} > p_{\perp\text{min}}$ дает вклад в сечение; σ^{excl} - «эксклюзивное» сечение, в котором события со строго одной парой струй с $p_{\perp} > p_{\perp\text{min}}$ дают вклад; $\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}$ - «эксклюзивное» с вето сечение. «Эксклюзивные» события, в которых отсутствуют дополнительные струи с $p_{\perp} > p_{\perp\text{veto}}$, дают вклад в $\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}$. Следует отметить, что σ^{excl} по сути тоже является сечением событий со струйным вето с $p_{\perp\text{veto}} = p_{\perp\text{min}}$.

Известно, что теоретические расчеты склонны лучше описывать отношения сечений чем их абсолютные величины, поскольку вклады некоторых неопределенностей могут сокращаться в отношениях. Однако некоторые важные эффекты могут также сокращаться в отношениях сечений, поэтому

измерение абсолютных величин сечений позволит более строго тестировать теоретические модели. Отношения сечений R^{incl} и R^{MN} были измерены ранее в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [37]. Наблюдение энергетической зависимости этих наблюдаемых представляет интерес, так как эволюции ГЛАПД и БФКЛ предсказывают разное поведение с \sqrt{s} и Δy . В работе [19] было показано на основе МК моделирования, что $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ более чувствительны к возможным сигналам эволюции БФКЛ.

Целью данной работы является поиск эффектов БФКЛ при рождении пар адронных струй с большим разделением по быстроте в pp столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ на Большом адронном коллайдере (ЛНС).

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать методику и произвести измерения дифференциальных сечений рождения пар адронных струй Мюллера-Навелле, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, и инклюзивных пар адронных струй, $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$, а также отношений дифференциальных сечений рождения пар адронных струй с вето, R^{MN} , R^{incl} , $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$, $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, в pp столкновениях при энергии системы центра масс $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ с помощью детектора CMS.
2. Выполнить расчет измеряемых наблюдаемых с использованием МК генераторов столкновений в различных приближениях. Вычисления с партонным подпроцессом в главном порядке (ГП, leading order (LO)) теории возмущений улучшенном путем моделирования партонного ливня в ГЛП ГЛАПД выполнить в программных пакетах RUTHIA8 [41] и HERWIG [16; 42]. Выполнить вычисления с партонным подпроцессом с учетом следующего за главным порядком (СГП, next-to-leading order (NLO)) теории возмущений с моделированием ГЛП ГЛАПД партонного ливня в программных пакетах POWHEG+RUTHIA8 и POWHEG+HERWIG [43]. Выполнить вычисления в ГЛП БФКЛ в программном пакете HEJ+ARIADNE [44; 45].
3. Выполнить расчет дифференциального сечения пар струй МН, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, на основе аналитических выражений с учетом СГЛП БФКЛ [12–14; 46–48] для энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ.
4. Развить метод вычисления влияния условия струйного вето во всем доступном интервале быстроты на основе уравнения Банфи–Марке-

- зини–Смая (БМС) [49]. Выполнить расчет R^{incl} и сравнить с измерениями CMS для pp столкновений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.
5. Развить метод учета условия вето на основе уравнения БМС для вычислений в рамках СГЛП БФКЛ. Выполнить расчет СГЛП БФКЛ+БМС для отношений сечений с вето R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ для pp столкновений при $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ и сравнить с измерениями CMS.
 6. Получить предсказания для дифференциального сечения пар струй МН, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, с учетом СГЛП БФКЛ, для отношений МН сечений при различных $\sqrt{s} = 2.76, 8, 13$ ТэВ и для разных $p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ/с и 20 ГэВ/с, а так же для отношений сечений с вето R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ в СГЛП БФКЛ+БМС для pp столкновений при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, которые могут быть измерены в экспериментах CMS [50] и ATLAS [51] на коллайдере ЛНС [11].

Научная новизна:

1. Разработана методика измерения Δy -дифференциальных сечений рождения пар адронных струй Мюллера-Навеле, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, и инклюзивных пар, $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$, а также отношений сечений с вето $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ как функций Δy . Модифицирована методика измерения отношений сечений R^{MN} и R^{incl} как функций Δy . Разработанная и модифицированная методики соответствуют новым стандартам измерений коллаборации CMS в цикле Run II работы ЛНС коллайдера и включают исследование расширенного набора систематических эффектов, а также использование новых методов при анализе детекторных искажений.
2. Впервые измерены сечения образования пар струй $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$ и отношения сечений образования пар струй с вето $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, и проведено сравнение с предсказаниями моделей, основанных на ГП+ГЛП ГЛАПД: PYTHIA8, HERWIG++; СГП+ГЛП ГЛАПД: POWHEG+PYTHIA8, POWHEG+HERWIG++, POWHEG+HERWIG7; и ГЛП БФКЛ: HEJ+ARIADNE.
3. Впервые измерены отношения сечений образования пар струй R^{MN} , R^{incl} в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, и проведено сравнение с измерениями, выполненными ранее, при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, а также сравнение с предсказаниями моделей, основанных на ГП+ГЛП ГЛАПД: PYTHIA8, HERWIG++; СГП+ГЛП ГЛАПД:

POWHEG+PYTHIA8, POWHEG+HERWIG++, POWHEG+HERWIG7; и ГЛП БФКЛ: HEJ+ARIADNE.

4. Впервые произведено сравнение СГЛП БФКЛ вычисления для дифференциального сечения, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, рождения пар МН адронных струй с экспериментальными данными. Получены новые указания на проявление эффектов эволюции БФКЛ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ. Представлены предсказания $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ с учетом СГЛП БФКЛ для pp столкновений при $\sqrt{s} = 8$ и 13 ТэВ.
5. Впервые вычислены с учетом СГЛП БФКЛ отношения дифференциальных сечений рождения МН пар адронных струй при разных энергиях, а именно: $R_{13/2.76}^{\text{MN}}$ — отношение МН сечения при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ к МН сечению при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ; $R_{8/2.76}^{\text{MN}}$ — аналогичное отношение, но для 8 ТэВ и 2.76 ТэВ и $R_{13/8}^{\text{MN}}$ — для 13 ТэВ и 8 ТэВ. Показана чувствительность этих отношений сечений для поиска сигналов эволюции БФКЛ.
6. Впервые представлена методика вычисления инклюзивных сечений рождения пар адронных струй с вето на дополнительные струи с $p_{\perp} > p_{\perp\text{veto}}$ во всем интервале быстроты на основе решения уравнения БМС и произведено сравнение с экспериментальными данными CMS для pp столкновений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.
7. Впервые представлена методика вычисления МН сечений рождения пар адронных струй с вето на дополнительные струи с $p_{\perp} > p_{\perp\text{veto}}$ между МН струями на основе СГЛП БФКЛ+БМС приближения, проведено сравнение с экспериментальными данными CMS для pp столкновений при $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ и представлены предсказания для pp столкновений при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

Практическая значимость:

1. Полученные экспериментальные данные для отношений сечений с вето R^{MN} и R^{incl} в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, которые ранее были представлены только для энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [37], позволяют наблюдать \sqrt{s} зависимость для этих физических величин. Это в свою очередь представляет интерес для тестирования феноменологических МК моделей, таких как PYTHIA [15], HERWIG [16], POWHEG [43], HEJ [44], ARIADNE [45], CASCADE [52], а так же аналитических расчетов в рамках пертурбативной КХД.

2. Полученные экспериментальные данные для дифференциальных сечений рождения пар МН, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, и инклюзивных пар, $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$ адронных струй, а так же отношений сечений с вето $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, которые измерены впервые, расширяют существующий набор наблюдаемых для поиска сигналов эволюции БФКЛ. Ранее было показано на основе МК моделирования, что $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ более чувствительны к сигналам эволюции БФКЛ чем R^{MN} и R^{incl} [19]. Поэтому расширенный набор наблюдаемых позволяет более строго тестировать феноменологические МК модели, в том числе перечисленные в предыдущем пункте, а также аналитические расчеты в рамках пертурбативной КХД.
3. Представленная в диссертации методика измерения дифференциальных сечений рождения пар адронных струй Мюллера-Навелле, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, и инклюзивных пар адронных струй, $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$, а также отношений Δy -дифференциальных сечений рождения пар адронных струй с вето R^{MN} , R^{incl} , $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ может быть использована при измерении рождения пар адронных струй при других энергиях в pp столкновениях в экспериментах CMS и ATLAS на коллайдере LHC, а также в $p\bar{p}$ столкновениях в экспериментах D0 и CDF на коллайдере Tevatron.
4. Представленные результаты сравнения экспериментальных данных и результатов расчетов в различных приближениях ГЛАПД и БФКЛ углубляют наше понимание о важных КХД вкладах в сечения процессов при достижимых на настоящий момент на экспериментах энергиях, \sqrt{s} , и быстротах, y , а также позволяют уточнить предсказания Стандартной модели при поиске новой физики.
5. Полученные предсказания Δy -дифференциальных сечений рождения пар МН адронных струй в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ и 13 ТэВ, а также отношения МН сечений при разных энергиях $R_{13/2.76}^{\text{MN}}$, $R_{8/2.76}^{\text{MN}}$, $R_{13/8}^{\text{MN}}$, при различных значениях $p_{\perp\text{min}} = 35$ и 20 ГэВ/с, могут быть использованы при поиске сигналов эволюции БФКЛ в измерениях в экспериментах CMS и ATLAS на LHC.
6. Развитые методы применения уравнения БМС для учета струйного вето во всем интервале быстроты и при расчетах сечений в рамках СГЛП БФКЛ могут быть использованы при разработке методов учета вето, полностью основанных на эволюции БФКЛ.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Впервые измерены в pp столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ Δy -дифференциальные сечения рождения инклюзивных, $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$, и МН, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, пар адронных струй и отношения сечений $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$.
2. Впервые измерены в pp столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ отношения сечений R^{incl} и R^{MN} и проведено сравнение с измерениями, выполненными ранее при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.
3. Получены новые указания на проявление эффектов БФКЛ в pp столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ при измерении абсолютных величин сечений $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$ и $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$. Абсолютные величины сечений $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$ и $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ быстро падают при больших значениях Δy . Падение быстрее чем предсказывается основанными на ГЛАПД моделями PYTHIA8, HERWIG++, POWHEG+PYTHIA8/HERWIG++/HERWIG7. Измеренное Δy -дифференциальное сечение рождения МН пар адронных струй, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, согласуется в пределах систематических неопределенностей с выполненным в настоящей работе СГЛП БФКЛ расчетом.
4. Отношения сечений R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ растут с увеличением Δy , что связано с увеличением фазового пространства для упорядоченного по быстроте излучения согласно ожиданиям БФКЛ. При самых больших Δy рост сменяется падением, что связано с кинематическими ограничениями фазового объема на излучение струй, дополнительных к МН паре. Отношения R^{incl} и R^{MN} растут быстрее при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, чем при 2.76 ТэВ, и переход от роста к падению наблюдается при больших значениях Δy .
5. Сравнение результатов измерений отношений сечений R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ с моделями, использующими p_{\perp} -упорядоченный ГЛАПД партонный каскад с поправками на цветовую когерентность (PYTHIA8, HERWIG++, POWHEG+PYTHIA8/HERWIG++/HERWIG7, БМС эволюция), демонстрируют сильную зависимость от реализации цветовой когерентности при больших Δy . Это указывает на необходимость учета струйного вето на основе эволюции БФКЛ как формализма последовательно учитывающего вклады при больших Δy .

Достоверность. Методика измерения Δy -дифференциальных инклюзивных сечений рождения пар адронных струй и их отношений с вето разработана

в соответствии с рекомендациями и стандартами коллаборации CMS для Run II периода работы коллайдера LHC. Методика проверена и одобрена на внутриколлаборационных рабочих совещаниях и рецензировании. Разработанные программы для вычислений в рамках эволюции БМС и СГЛП БФКЛ, а также вычисления с помощью МК программных пакетов проверены путем воспроизведения результатов других авторов. Достоверность результатов также обеспечивается их публикацией в реферируемых журналах и апробацией на международных конференциях.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на 8 международных конференциях: 19th Annual Russia and Dubna Member States CMS Collaboration Conference 2016 (Варна, Болгария); 2nd CMS Workshop «Perspectives on Physics on CMS at HL-LHC» 2017 (Варна, Болгария); ЛП Зимней школе Петербургского института ядерной физики (ПИЯФ) НИЦ «Курчатовский Институт», 2018 (Роцино, Россия); The 5th international conference on particle physics and astrophysics 2020 (Москва, Россия); LXXII International conference «NUCLEUS – 2022: Fundamental problems and applications» 2022 (Москва, Россия); The 6th international conference on particle physics and astrophysics 2022 (Москва, Россия); LV Зимней школе ПИЯФ НИЦ «Курчатовский Институт», 2023 (Луга, Россия); 21st Lomonosov conference on elementary particle physics 2023 (Москва, Россия).

Результаты работы докладывались на семинарах Отделения физики высоких энергий Петербургского института ядерной физики НИЦ «Курчатовский Институт» (Гатчина, Россия); на регулярных совещаниях рабочих групп коллаборации CMS (Женева, Швейцария), а именно: группы передней КХД и малых x (Forward and Small- x Quantum Chromodynamics (FSQ)), группы физики Стандартной модели (Standard Model Physics (SMP)), группы энергетической коррекции и энергетического разрешения адронных струй (Jet Energy Corrections and Resolution (JERC)) и статистического комитета (CMS Statistics Committee). Кроме того, результаты работы докладывались на V Ежегодном Всероссийском Молодежном Научном Форуме Open Science 2018 (Гатчина, Россия).

Личный вклад. Автор внес определяющий вклад в анализ экспериментальных данных при измерении сечений рождения пар адронных струй (1) с большим Δy и отношений двухструйных сечений с вето на дополнительные струи (2) при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, а именно: в подготовку энергетических попра-

вок адронных струй; в определение триггерных эффективностей; в получение Δy -дифференциальных сечений рождения пар адронных струй на детекторном уровне; в изучение детекторных эффектов и разработку процедуры устранения детекторных искажений; в классификацию и оценку систематических неопределенностей измерения; в моделирование и расчет в различных МК генераторах. Автор внес определяющий вклад в получение результатов вычисления сечений рождения пар адронных струй с большим Δy с учетом СГЛП БФКЛ и оценку теоретических неопределенностей. Автор внес определяющий вклад в получение результатов вычисления влияния условия струйного вето. Автор разработал методику применения эволюции БМС для учета условия вето во всем диапазоне быстроты, y , и при вычислениях в СГЛП БФКЛ приближении и внес определяющий вклад в получение результатов расчетов в СГЛП БФКЛ+БМС приближении. Автор внес существенный вклад в подготовку публикаций.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 печатных изданиях, рекомендованных ВАК и индексируемых Web of Science и Scopus.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. Study of dijet events with large rapidity separation in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV [Текст] / A. I. Egorov, A. Tumasyan [и др.] // JHEP. — 2022. — Т. 03. — С. 189. — arXiv: 2111.04605 [hep-ex]. — (Scopus Q2, WoS Q1).
- A2. *Egorov, A. Y.* Next-to-leading BFKL evolution for dijets with large rapidity separation at different LHC energies [Текст] / A. Y. Egorov, V. T. Kim // Phys. Rev. D. — 2023. — Т. 108, № 1. — С. 014010. — arXiv: 2305.19854 [hep-ph]. — (Scopus Q1).
- A3. *Egorov, A. I.* Dijet Events with Large Rapidity Separation in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV with CMS Detector [Текст] / A. I. Egorov // Phys. Atom. Nucl. — 2022. — Т. 85, № 6. — С. 951. — (Scopus).

- A4. *Egorov, A. Y.* Production of dijets with large rapidity separation at colliders [Текст] / А. Ю. Егоров, В. Т. Ким // J. Phys. Conf. Ser. / под ред. Р. Teterin. — 2020. — Т. 1690, № 1. — С. 012158. — (Scopus, WoS).
- A5. *Егоров, А. Ю.* Асимптотические эффекты при рождении пар адронных струй в протон-протонных столкновениях при сверхвысоких энергиях [Текст] / А. Ю. Егоров, Я. А. Бердников // НТВ СПбГПУ. Физ.-мат. науки. — 2019. — Т. 12, № 2. — С. 121—129. — (ВАК, Scopus, WoS).
- A6. Анализ методов обратной свертки экспериментальных данных при измерении сечений рождения пар адронных струй [Текст] / А. Ю. Егоров [и др.] // НТВ СПбГПУ. Физ.-мат. науки. — 2019. — Т. 12, № 3. — С. 123—130. — (ВАК, Scopus, WoS).

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 164 страницы, включая 37 рисунков и 7 таблиц. Список литературы содержит 132 наименования.

Глава 1. Асимптотические режимы КХД при высокой энергии

1.1 Режим ГЛАПД

Партонная модель была создана для объяснения результатов экспериментов по глубоко неупругому рассеянию (ГНР) электронов на протонах (*ep* рассеянию) [53; 54]. В рамках партонной модели высоко виртуальный, или жесткий, фотон (или Z бозон) рассеивается на составной части протона - партоне, выбивая его из протона. Партон в наивной партонной модели представляет собой точечную заряженную частицу. Жесткий масштаб процесса определяется виртуальностью фотона $Q = \sqrt{-q^2} \gg m_p$, где q - четырехимпульс фотона, m_p - масса протона. Характерное время рассеяния $\sim 1/Q$ значительно меньше характерного времени процессов внутри протона, что делает невозможным когерентный «ответ» и говорит о том, что состояние протона готовится задолго до рассеяния. Существенное различие масштабов жесткого подпроцесса и мягких процессов внутри протона качественно объясняет факторизацию, а точечность партонов объясняет Бьеркеновский скейлинг [55; 56]. Сечение ГНР факторизуется на сечение рассеяния на партоне и структурную функцию протона, а скейлинг выражается в том, что структурная функция зависит только от безразмерной скейлинговой переменной $x_{bj} = Q/(2Pq)$, где P - четырехимпульс протона до рассеяния. В рамках партонной модели x_{bj} может быть интерпретирован как доля импульса протона x , которую несет партон до рассеяния.

Вычисление пертурбативных поправок КХД к партонному подпроцессу приводит к нарушению Бьеркеновского скейлинга, а именно к появлению зависимости структурных функций от масштаба Q . Качественно это можно понять следующим образом. Предположим зонд (фотон или Z бозон) на масштабе Q_0 взаимодействует с кварком. «Разрешающая способность» такого зонда определяется его масштабом. При увеличении масштаба зонда до $Q > Q_0$ увеличивается и «разрешающая способность» и может оказаться, что начальный кварк на новом масштабе представляет собой кварк и излученный до взаимодействия с зондом глюон. Таким образом, доля импульса протона должна перераспределиться между кварком и глюоном, что приведет к изменению структурной функции. Более того, реальное излучение глюона,

как известно, несет коллинеарную и инфракрасную сингулярности. В достаточно инклюзивных наблюдаемых эти сингулярности сокращаются с таковыми в соответствующей виртуальной диаграмме. Однако в данном случае зонд «различает» реальный и виртуальный вклад, что приводит к невозможности сокращения и необходимости учета этих поправок. Следует отметить, что коллинеарная и инфракрасная сингулярности реального излучения глюона в конечном состоянии, после взаимодействия с зондом, сокращается с вкладом виртуальных поправок в достаточно инклюзивных наблюдаемых.

При дальнейшем увеличении масштаба зонда $\sqrt{s} \sim Q \rightarrow \infty$, кварк претерпевает расщепление множество раз. Диаграммы, в которых расщепления строго упорядочены по поперечному импульсу, p_{\perp} , оказываются доминирующими, так как каждое расщепление становится пропорциональным $\alpha_s \ln Q^2$, где α_s - константа сильной связи. При достаточно большом Q малость α_s компенсируется большим логарифмом $\ln Q^2$. Причем $Q \rightarrow \infty$ позволяет иметь бесконечно много строго упорядоченных по поперечному импульсу излучений. Таким образом, возникает необходимость суммирования всех членов $\sim [\alpha_s \ln Q^2]^n$ пертурбативного ряда. В так называемом пределе Бьеркена $\sqrt{s} \rightarrow \infty$ и $Q \rightarrow \infty$, так что $Q/\sqrt{s} \sim 1$, главные логарифмические вклады $[\alpha_s \ln Q^2]^n$ могут быть просуммированы, при рассмотрении коллинеарной сингулярной области, в рамках формализма Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи–Докшицера (ГЛАПД) [4–8]. Полная система уравнений ГЛАПД, описывающая эволюцию структурных функций с масштабом Q , может быть получена, при рассмотрении рассеяния глюонов (сильно взаимодействующий зонд) на протоне. В главном логарифмическом приближении (ГЛП) эволюция партонных функций распределения (ПФР) описывается следующими уравнениями ГЛАПД:

$$\begin{aligned} \frac{df_i(x, \mu^2)}{d \ln \mu^2} &= \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{qq} \left(\frac{x}{z} \right) f_i(z, \mu^2) + P_{qg} \left(\frac{x}{z} \right) f_g(z, \mu^2), \\ \frac{df_g(x, \mu^2)}{d \ln \mu^2} &= \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{gq} \left(\frac{x}{z} \right) \sum_{i=q\bar{q}} f_i(z, \mu^2) + P_{gg} \left(\frac{x}{z} \right) f_g(z, \mu^2), \end{aligned} \quad (1.1)$$

В формуле (1.1):

- f_g — глюонная партонная функция распределения;
- μ — масштаб;
- P_{ij} — функции расщепления партона j в партон i . (кварки/антикварки обозначены q , глюоны g).

Функции расщепления в ГЛП ГЛАПД имеют вид:

$$\begin{aligned}
 P_{gq}(z) &= C_F \frac{1 + (1 - z)^2}{z}, \\
 P_{qq}(z) &= T_R [z^2 + (1 - z)^2], \\
 P_{qq}(z) &= C_F \left[\frac{1 + z^2}{(1 - z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1 - z) \right], \\
 P_{gg}(z) &= 2C_A \left[\frac{z}{(1 - z)_+} + \frac{(1 - z)}{z} + z(1 - z) \right] + \frac{11C_A - 4n_f T_R}{6} \delta(1 - z), \quad (1.2)
 \end{aligned}$$

где C_F, C_A — собственные значения квадратичного оператора Казимира в фундаментальном и присоединенном представлении группы цветов соответственно;

$T_R = 1/2$ — нормировка генераторов группы цветов;

n_f — число ароматов кварков.

В формуле (1.2) введено $+$ — предписание:

$$\int_a^1 d\zeta \frac{F(\zeta)}{(1 - \zeta)_+} = \int_a^1 d\zeta \frac{F(\zeta) - F(1)}{1 - \zeta} - \int_0^a d\zeta \frac{F(1)}{1 - \zeta}, \quad (1.3)$$

где $F(\zeta)$ — произвольная функция $F(1) < \infty$.

Следует отметить, что ПФР содержат в себе пертурбативную и непертурбативную составляющую, и на настоящий момент не могут быть вычислены из первых принципов. Однако, уравнения ГЛАПД (1.1) позволяют построить эволюцию ПФР от масштаба, на котором они измерены, до другого жесткого масштаба Q . Так же факторизация говорит о том, что партонные функции распределения универсальны, т. е. не зависят от жесткого подпроцесса. Таким образом, возникает формализм, позволяющий делать вычисления для фоновых и сигнальных жестких процессов при изучении физики при больших энергиях \sqrt{s} и передачах импульсов $Q \sim \sqrt{s}$. Например, дифференциальное сечение инклюзивного рождения жесткой системы H в протон-протонном столкновении в

рамках коллинеарной факторизации может быть вычислено согласно формуле:

$$d\sigma_{pp \rightarrow H+X} = \int dx_1 dx_2 \sum_{ij=q\bar{q}g} f_i(x_1, \mu_F^2) f_j(x_2, \mu_F^2) d\hat{\sigma}_{ij \rightarrow H}(\hat{s}, \mu_F, \mu_R, \dots), \quad (1.4)$$

- где X — не измеряемая часть конечного состояния;
 $\sum_{ij=q\bar{q}g}$ — суммирование по всем ароматам партонов (q - кваркам, \bar{q} - антикваркам и g - глюонам);
 $\hat{\sigma}_{ij \rightarrow H}$ — сечение жесткого партонного подпроцесса рождения системы H в столкновении партонов i и j ;
 μ_F, μ_R — масштаб факторизации и ультрафиолетовой перенормировки соответственно;
 \hat{s} — квадрат энергии системы центра масс сталкивающихся партонов i и j .

Описанный подход был разработан, когда энергии ускорителей были относительно невелики. Физика изучалась на масштабе сравнимом с \sqrt{s} существующих на то время ускорителей. Однако этот подход сохраняет свою актуальность и по сей день. Несмотря на то, что область применимости этого формализма – жесткий режим $\sqrt{s} \sim Q \rightarrow \infty$ и $Q/\sqrt{s} = x \approx 1$, эксперименты на ep коллайдере HERA (Hadron-Elektron-Ringanlage) в DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) показали, что ГЛАПД эволюция удовлетворительно описывает данные вплоть до $Q/\sqrt{s} = x \sim 10^{-4}$ [57; 58]. Феноменологический успех формализма ГЛАПД при столь малых x не означает, что полученные на его основе значения ПФР надежны в этой области. Поскольку ГЛАПД эволюция не учитывает всех доминирующих вкладов в этой области.

1.2 Режим БФКЛ

С увеличением энергии системы центра масс, \sqrt{s} , сталкивающихся адронов на современных и будущих коллайдерах важным становится полужесткий режим КХД, в котором $\sqrt{s} \gg Q$. В полужестком асимптотическом режиме ($\sqrt{s} \rightarrow \infty$ при конечном фиксированном $Q \gg \Lambda_{QCD} \approx 0.2$ ГэВ) организация

бесконечного строго упорядоченного по поперечному импульсу излучения невозможна ввиду конечности Q . С другой стороны, бесконечная энергия позволяет излучению быть строго упорядоченным по продольной составляющей импульса. Строгое упорядочение излучения по продольной составляющей импульса, которое при этом одного порядка по поперечной составляющей импульса (так называемая диффузия по p_{\perp}), приводит к упорядочению излучения по быстроте. Такая кинематика носит название мультиреджевской кинематики. В мультиреджевской кинематике каждое излучение пропорционально $\alpha_s \ln(1/x)$. При $\sqrt{s} \rightarrow \infty$ главные логарифмические вклады $[\alpha_s \ln(1/x)]^n$ просуммированы в рамках формализма Балицкого–Фадиной–Кураева–Липатова (БФКЛ) [1–3]. Отметим, что $\ln(1/x) \sim \ln(\sqrt{s}/p_{\perp}) \sim \ln(s)$ при больших s , поэтому часто говорят, что БФКЛ эволюция суммирует большие логарифмы s .

Уравнение эволюции БФКЛ имеет следующую структуру:

$$\frac{\partial f}{d \ln(1/x)} = K \otimes f, \quad (1.5)$$

где K — ядро БФКЛ;
 \otimes — свертка.

Решение этого уравнения легко получить для собственных функций ядра БФКЛ $K \otimes f_{\omega} = \omega f_{\omega}$:

$$f_{\omega} \propto e^{\omega \ln(1/x)} = x^{-\omega} \propto \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\omega} \propto e^{\omega \Delta y}, \quad (1.6)$$

где ω — собственное число ядра БФКЛ;
 f_{ω} — собственная функция ядра БФКЛ;
 s_0 — параметр Грибова, определяющий переход к асимптотическому высокоэнергетическому полужесткому режиму.

Из последнего уравнения видно, что в асимптотическом режиме, $s \rightarrow \infty$, доминирующим станет вклад, соответствующий максимальному собственному числу ω^{\max} , связанному с величиной интерсепта померона $\alpha_{IP} = 1 + \omega^{\max}$. Расчет ГЛП БФКЛ предсказывает $\omega_{LL}^{\max} = 12 \ln 2(\alpha_s/\pi) \approx 0.55 > 0$, а значит предсказывает рост сечений рассеяния в адроны с s и Δy . Рост сечения с s обнаружен в ep рассеянии в адроны на коллайдере HERA ZEUS [59] и H1 [60], в $p\bar{p}$ столкновениях на SPS UA4 [61], UA5 [62], а так же на Tevatron E710 [63] и CDF

[64], в $\gamma^*\gamma^*$ рассеянии на LEP OPAL [65] и L3 [66], pp столкновениях при ТэВ-ных энергиях LHC TOTEM [67; 68], ATLAS [69]. Подтверждение роста сечений рассеяния в адроны с ростом \sqrt{s} явилось первым успехом формализма БФКЛ. Однако значение ГЛП максимального собственного числа $\omega_{LL}^{\max} \approx 0.55$ оказалось слишком большим, что указывает на необходимость вычисления поправок в следующем за главным логарифмическим приближении (СГЛП). Таким образом, результаты вычисления ГЛП БФКЛ являются качественными, а для сравнения с экспериментом необходим учет поправок СГЛП БФКЛ.

СГЛП поправки БФКЛ впервые вычислены в работах [12; 13]. Однако быстро выяснилось, что они обладают сильной зависимостью от выбора схемы и масштаба ультрафиолетовой перенормировки. Проблема была разрешена путем обобщения процедуры оптимального выбора ренормализационного масштаба Бродского–Лепаж–Маккензи (БЛМ) [70] на неабелев случай в работе Бродского–Фадина–Кима–Липатова–Пивоварова (БФКЛП)[14]. Вычисления с применением процедуры БФКЛП показывают, что $\omega_{NLL}^{\max} \approx 0.13 \div 0.18$ в широком диапазоне Q , что согласуется с конвенциональной теорией Грибова–Редже и ростом сечений рассеяния в адроны с ростом \sqrt{s} в приведенных выше экспериментах. Вычисления в рамках СГЛП БФКЛ чрезвычайно сложны. Поэтому не для всех наблюдаемых, используемых для поиска сигналов БФКЛ, разработаны методы вычисления учитывающие СГЛП БФКЛ. Разработка таких методов является важной составляющей поиска сигналов эволюции БФКЛ.

В столкновениях адронов энергия системы центра масс сталкивающихся партонов $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s}$ (x_1, x_2 - доли импульса для первого и второго партона). Отсюда заметим, что:

$$\ln \frac{s}{Q^2} = \ln \frac{1}{x_1} + \ln \frac{\hat{s}}{Q^2} + \ln \frac{1}{x_2}, \quad (1.7)$$

В данном случае логарифмы $\ln(1/x)$ проявляются в БФКЛ эволюции ПФР, а логарифм $\ln(\hat{s}/Q^2)$ отвечает за БФКЛ эволюцию в партонном подпроцессе $\hat{\sigma}$. В некоторых расчетах удобно, чтобы вся БФКЛ эволюция была локализована в партонном подпроцессе, а ПФР использовались при больших $x \sim 1$. Так, при вычислении рождения пар струй МН, струи формирующие МН пару при больших Δy несут доли импульса $x \sim 1$ сталкивающихся протонов, что оправдывает применение формулы для коллинеарной факторизации (1.4) при вычислениях [17]. Также при больших Δy все партон-партонные сечения в формуле (1.4) становятся пропорциональными друг другу с точностью

до цветовых множителей, поэтому возможно рассмотрение лишь глюон-глюонного сечения $\hat{\sigma}_{gg}$ и эффективной ПФР:

$$\frac{C_F}{C_A} \times f^{\text{eff}}(x, \mu_F) = f_g(x, \mu_F) + \frac{C_F}{C_A} \sum_{a=q, \bar{q}} f_a(x, \mu_F), \quad (1.8)$$

где множитель C_F/C_A в левой части формулы введен для того, чтобы определение эффективной партонной функции совпадало с таковым в [46].

В рамках БФКЛ $\hat{\sigma}$ в свою очередь тоже факторизуется на зависящие от изучаемого процесса вершинные функции, V , и универсальную функцию Грина, G_ω , ядра БФКЛ. Например, в случае рождения МН пары струй глюон-глюонное сечение $\hat{\sigma}_{gg}$ в ГЛП БФКЛ имеет вид [71]:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}_{gg}}{dp_{\perp 1}^2 dp_{\perp 2}^2 d\varphi} &= \left[\frac{C_A \alpha_s}{p_{\perp 1}^2} \right] \\ &\times \left[\frac{1}{4\pi |p_{\perp 1}| |p_{\perp 2}|} \sum_n e^{in(\varphi - \pi)} \int_0^\infty d\nu e^{\omega_{LL}^{\max}(n, \nu) \Delta y} \cos \left(\nu \ln \frac{p_{\perp 1}^2}{p_{\perp 2}^2} \right) \right] \\ &\times \left[\frac{C_A \alpha_s}{p_{\perp 2}^2} \right], \end{aligned} \quad (1.9)$$

где φ — азимутальный угол между струями в паре;
 $p_{\perp i}$ — поперечный импульс i -й струи в паре.

В формуле (1.9) явно выделен вклад вершинных функций $[C_A \alpha_s / p_{\perp}^2]$ и функции Грина (вторая строчка в уравнении) в ГЛП БФКЛ. Явно виден фактор, отвечающий за экспоненциальный рост сечения с увеличением интервала быстроты Δy . Выражение для $\omega_{LL}^{\max}(n, \nu)$ имеет вид:

$$\omega_{LL}^{\max} = \frac{2C_A \alpha_s}{\pi} \left[\psi(i) - \text{Re} \psi \left(\frac{|n| + 1}{2} + i\nu \right) \right], \quad (1.10)$$

где ψ — дигамма функция.

Приведем для примера Борновское приближение для глюон-глюонного сечения рассеяния при больших Δy :

$$\frac{d\hat{\sigma}_{gg}}{dp_{\perp 1}^2 dp_{\perp 2}^2 d\varphi} = \left[\frac{C_A \alpha_s}{p_{\perp 1}^2} \right] \frac{\pi}{2} \delta(p_{\perp 1}^2 - p_{\perp 2}^2) \delta(\varphi - \pi) \left[\frac{C_A \alpha_s}{p_{\perp 2}^2} \right], \quad (1.11)$$

Сравнивая вычисления с Борновским подпроцессом с использованием приближения большого Δy (как свертка $\hat{\sigma}_{gg}$ (1.11) с эффективными ПФР (1.8)) и

без его использования (по формуле (1.4)), можно судить об области применимости приближения большого Δy . Поэтому вычисления в рамках формализма БФКЛ, использующие приближение большого Δy , также должны рассматриваться в этой области.

1.3 Наблюдаемые для поиска сигналов эволюции БФКЛ

Построение наблюдаемых для поиска сигналов эволюции БФКЛ основано на различии в характерных конечных состояниях, образующихся в результате эволюций ГЛАПД и БФКЛ. Как следует из параграфа 1.1, в эволюции ГЛАПД адронные струи в конечном состоянии строго упорядочены по поперечному импульсу. Основной вклад дает рассеяние на большой угол $\sim \pi/2$, то есть $\Delta y \approx 0$. Хотя упорядочение по углу для ГЛАПД излучения возможно из-за упорядочения по поперечному импульсу, эта эволюция не зависит от быстроты y . Также, ввиду строгого упорядочения излучения по p_{\perp} , лидирующая пара струй в событии (пара струй с максимальными p_{\perp}) оказывается сильно коррелированной по поперечному импульсу, то есть поперечный импульс одной струи в лидирующей паре уравнивает поперечный импульс другой.

С другой стороны, как следует из параграфа 1.2, в эволюции БФКЛ все адронные струи в событии, строго упорядоченные по скорости y , несут p_{\perp} одного порядка (p_{\perp} -диффузия). Максимальный вклад в сечение дают пары струй с максимальным Δy , как следует из формулы (1.9). При этом струи, сильно разделенные по Δy , быстро теряют корреляцию по p_{\perp} из-за излучения в промежутке Δy . Это явление называется азимутальной декорреляцией. Азимутальная декорреляция нарастает с увеличением Δy , так как увеличивается фазовое пространство для упорядоченного по y излучения. Следует отметить, что максимальной чувствительностью к эффектам БФКЛ должны обладать наблюдаемые, в которых адронные струи рассматриваются при минимальном $p_{\perp} \ll \sqrt{s}$.

Одним из исторически первых было предложение использовать рождение пар адронных струй с большим интервалом скорости Δy в качестве пробника для поиска сигналов эволюции БФКЛ. Так, в работе [17] было предложено изучать рождение пар адронных струй с максимальным Δy среди струй выше

определенного порога по поперечному импульсу $p_{\perp\min} \ll \sqrt{s}$. Такие пары теперь называют парами Мюллера–Навелле (МН). Измерение сечения рождения пар струй МН, σ^{MN} , может натолкнуться на следующую трудность. При достаточно большом \sqrt{s} и низком $p_{\perp\min}$ МН пары с максимальным Δy могут оказаться вне аксептанса детектора. В этом случае струи в промежутке Δy между МН струями могут быть ошибочно приняты за МН пару. Указанной трудности лишено измерение инклюзивного сечения рождения пар струй, σ^{incl} , предложенное в [18]. Каждая попарная комбинация струй с поперечным импульсом выше $p_{\perp\min}$ учитывается в инклюзивном двухструйном сечении. Следует отметить, что МН пары адронных струй являются подмножеством инклюзивных пар, а МН сечение по сути тоже инклюзивно. Формула (1) введения определяет Δy -дифференциальные сечения рождения инклюзивных и МН пар адронных струй.

В работах [17; 18] рассматривалось отношение МН/инклюзивного сечения рождения пар адронных струй к Борновскому сечению (так называемый К-фактор). Однако с экспериментальной точки зрения Борновское сечение не измеримо, поскольку нет возможности экспериментально запретить виртуальные поправки и реальные поправки за пределами аксептанса и области чувствительности детектора. Монте-Карло моделирование показывает, что вместо Борновского сечения в знаменателе К-фактора можно рассматривать сечения с вето [19]. Под вето в данном случае понимается экспериментальное наложение запрещающих условий на излучение, дополнительное к паре струй в какой-либо области быстроты выше порога $p_{\perp\text{veto}}$. В рамках настоящей работы мы определяем следующие два вида сечений с вето. Во-первых, «эксклюзивное» сечение рождения пар адронных струй, σ^{excl} , в которое дают вклад события со строго одной парой струй с поперечным импульсом больше $p_{\perp\min}$. Иными словами, в «эксклюзивном» сечении запрещено дополнительное к паре излучение выше порога вето, $p_{\perp\text{veto}} = p_{\perp\min}$, во всем диапазоне быстрот. Во-вторых, «эксклюзивное» сечение с вето, $\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}$, в котором запрещено дополнительное к «эксклюзивной» паре излучение струй с поперечным импульсом выше порога вето, $p_{\perp\text{veto}} < p_{\perp\min}$, во всем диапазоне быстрот. Следует отметить, что иногда диапазон быстроты, в котором накладывается условие вето, сужается до Δy между струями в паре, как в измерениях в эксперименте ATLAS [34; 35]. Такое условие мы будем называть *межструйным* вето. В случае же когда вето наложено во всем диапазоне быстрот, как в σ^{excl} и $\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}$, будем называть его

струи́ным вето или просто вето. В формуле (2) введения определены отношения Δy -дифференциальных МН/инклюзивных сечений к сечениям с вето.

Интерес при поиске сигналов эволюции БФКЛ также представляют сечения рождения струй с большими абсолютными быстротами (передних струй с большими положительными y или задних струй с большими отрицательными y), как на экспериментах на ep -коллайдере HERA в экспериментах H1 [26; 27] и ZEUS [28; 29] и в эксперименте CMS [36] на pp -коллайдере LHC. Также измерение отношений сечений рождения пар адронных струй с большим Δy при разных \sqrt{s} , как в измерении в эксперименте D0 [30] на $p\bar{p}$ -коллайдере Tevatron.

Эффект азимутальной декорреляции также используется при поиске сигналов эволюции БФКЛ. Как видно, в формуле (1.9) БФКЛ сечение представлено в виде разложения Фурье. Коэффициенты n ряда Фурье представляют собой средние косинусы угла $n\varphi$ в виду симметрии $\varphi \rightarrow -\varphi$. Поэтому в работах [21; 71] было предложено измерять средние косинусы $\mathcal{C}_n(\Delta y) = \langle \cos n(\varphi - \pi) \rangle(\Delta y)$ для МН пар для поиска сигналов эволюции БФКЛ. В эволюции ГЛАПД декорреляция подавлена, поэтому средние косинусы должны оставаться вблизи единицы во всем промежутке Δy . В случае же эволюции БФКЛ нарастающая с Δy декорреляция приводит к уменьшению средних косинусов. В работе [22] указано, что отношения средних косинусов $\mathcal{C}_n/\mathcal{C}_m$ может быть более чувствительным к сигналам БФКЛ, поскольку вклады эволюции ГЛАПД в ПФР частично сокращаются.

В рамках эволюции БФКЛ предсказан также рост сечений обмена цветовым синглетом с \sqrt{s} и Δy [23–25]. Цветовой синглет в данном случае описывается померонным решением уравнения БФКЛ. В случае обмена цветовым синглетом в конечном состоянии наблюдаются жесткие адронные струи и быстротные провалы, как в дифракции. Быстротный провал представляет собой область быстроты, в которой отсутствует какая-либо адронная активность. Быстротный провал может находиться как в промежутке быстроты между струями, так называемая jet-gap-jet конфигурация, так и вне этого промежутка (например, p -gap-jet-gap-jet конфигурация). С точки зрения эксперимента jet-gap-jet событие соответствует событию с межструйным вето при $p_{\perp \text{veto}} = 0$ ГэВ/с. Одной из трудностей при интерпретации результатов измерения jet-gap-jet наблюдаемых является необходимость оценки вероятности «выживания» быстротного провала, поскольку адронная активность может появиться в jet-gap-jet событиях за счет основного события (underlying event).

1.4 Монте-Карло генераторы столкновений адронов

При поиске сигналов эволюции БФКЛ используются МК генераторы, основанные как на ГЛАПД, так и БФКЛ эволюции. В этом параграфе освещены генераторы, используемые в настоящей работе и в других измерениях по поиску сигналов эволюции БФКЛ.

Моделирование жесткого pp или $p\bar{p}$ рассеяния как правило состоит из моделирования партонного подпроцесса, излучения в начальном и конечном состоянии (партонных ливней), мультипартонного взаимодействия (основного события, *underlying event*), адронизации и распадов нестабильных частиц. Электромагнитные и КХД процессы происходят параллельно. С точки зрения поисков сигналов эволюции БФКЛ, наиболее важными являются партонный подпроцесс и партонные ливни. МК моделирование показывает, что для отборов $p_{\perp\min} = 35$ ГэВ/ c и $p_{\perp\text{veto}} = 20$ ГэВ/ c , используемых в настоящей работе, мультипартонное взаимодействие не вносит существенных поправок.

Как мы увидим ниже, генераторы, основанные на эволюции ГЛАПД, часто включают поправки за пределами основного приближения. Поправки на цветовую когерентность вызывают основную трудность при интерпретации результатов при поиске сигналов эволюции БФКЛ, поскольку приводят к угловому упорядочению излучения, имитирующему эволюцию по быстроте. Эти поправки малы в области малых Δy , но, как мы увидим, становятся нестабильными при больших Δy . Цветовая когерентность реализована по-разному в различных основанных на ГЛАПД эволюции МК генераторах. Этим в основном объясняется различие в их предсказаниях при больших Δy .

1.4.1 МК генераторы, основанные на эволюции ГЛАПД

PUFNIA - универсальный генератор, способный воспроизводить эксклюзивное конечное адронное состояние для большого числа процессов как в рамках стандартной модели, так и за ее пределами [15]. PUFNIA широко используется в физике высоких энергий для моделирования фоновых и сигнальных событий, а также в процедуре устранения детекторных искажений для моделирования

исходных событий, которые затем передаются в модель детектора. Текущая версия генератора - восьмая, поэтому в настоящей работе мы используем обозначение PYTHIA8.

PYTHIA8 моделирует партонный жесткий КХД подпроцесс в главном порядке (ГП) пертурбативного ряда. В партонных ливнях используются функции расщепления ГЛАПД в ГЛП для моделирования упорядоченного по p_{\perp} каскада. Цветовая когерентность реализована за счет моделирования излучения цветовыми диполями.

Использование генератора PYTHIA8 включает применение наборов настроек (tunes), которые создаются на основе аппроксимации экспериментальных данных при различных энергиях. В настоящей работе применяются наборы 4C [72] и CP5 [73]. По большей части настраиваются параметры основного события (underlying event) и другие непертурбативные модельные параметры. Набор настроек 4C использует аппроксимацию данных pp столкновений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, в то время как набор CP5 использует также аппроксимацию при 8 и 13 ТэВ. Кроме того, в наборе CP5 используется упорядочение по скорости в излучении в начальном состоянии, что делает предсказания PYTHIA8 CP5 более далекими от предсказаний чистой ГЛАПД эволюции.

Другой широко используемый МК генератор HERWIG [16] выполняет моделирование в том же приближении, что и PYTHIA8. А именно использует партонный подпроцесс в ГП и партонный ливень на основе функций расщепления ГЛП ГЛАПД. Однако в партонном ливне цветовая когерентность реализована за счет упорядоченного по углу партонного каскада. В физике высоких энергий МК генератор HERWIG имеет те же приложения, что и PYTHIA. В настоящей работе используются две версии генератора HERWIG++ [42] с набором настроек UE-EE3C [74] и HERWIG7 [16] с настройкой «по умолчанию».

Ключевое отличие генератора SHERPA [75] от генераторов PYTHIA и HERWIG в том, что в нем возможно моделировать $2 \rightarrow n$ партонный подпроцесс, а не $2 \rightarrow 2$ как в случае главного порядка пертурбативного ряда. Однако в таком подпроцессе в SHERPA реализованы только реальные, но не виртуальные поправки. Партонный ливень в SHERPA использует ГЛП ГЛАПД функции расщепления и дипольную реализацию цветовой когерентности. В настоящей работе мы не используем этот генератор, так как он показал плохое согласие с измерениями азимутальных декорреляций [38].

Точность предсказаний RUTHIA и HERWIG может быть повышена за счет использования партонного подпроцесса, вычисленного в следующем за главным порядком (СГП) пертурбативной теории. Моделирование СГП партонного подпроцесса предоставляет генератор POWHEG [43]. Дальнейшее моделирование партонных ливней, мультипартонного взаимодействия и адронизации может быть выполнено как в RUTHIA, так и в HERWIG. В настоящей работе используется вторая версия POWHEG.

Как следует из приведенного описания генераторов, моделирование цветовой когерентности представлено во всех генераторах. Отключение цветовой когерентности не предусмотрено в программах. Отсутствует также возможность разделения вкладов от ГЛАПД эволюции и цветовой когерентности. Поэтому при интерпретации результатов сравнения предсказаний этих генераторов с результатами измерений следует помнить, что эффекты частичной быстрой упорядоченности могут проявляться и в этих генераторах. Однако систематический учет всех важных вкладов при больших быстротах обеспечивается только в полной БФКЛ эволюции.

1.4.2 МК генераторы, основанные на эволюции БФКЛ

В настоящее время существуют только генераторы, основанные на ГЛП БФКЛ, но не на СГЛП, что также является трудностью при поиске сигналов этой эволюции. В предыдущих измерениях использовались генераторы HEJ [44] и CASCADE [52].

МК генератор HEJ реализует суммирование вкладов ГЛП БФКЛ, доминирующих при множественном рождении струй, хорошо разделенных по быстрой. HEJ генерирует конечное состояние на партонном уровне, где каждый партон интерпретируется как струя, и предоставляет интерфейс для моделирования последующего партонного ливня и адронизации с помощью генератора ARIADNE [45]. Генератор ARIADNE моделирует последующий партонный ливень на основе дипольной модели, адронизацию и распады.

Генератор CASCADE использует неинтегрированные партонные функции распределения (НПФР), или, как часто говорят, зависящие от поперечного импульса ПФР. Интегрирование НПФР по поперечному импульсу восстанавли-

ливаает ПФР формализма ГЛАПД. Эволюция НПФР в генераторе CASCADE описывается уравнениями Катани–Чиафалони–Фиорани–Маркезини [76–78], учитывающими как ГЛАПД, так и ГЛП БФКЛ эволюцию. Однако генератор CASCADE намного сильнее переоценивает эффект роста отношений сечений с вето, чем генератор HEJ, как показано в работе [37]. Поэтому в настоящей работе этот генератор не рассматривается.

Сравнение результатов моделирования PYTHIA8, HERWIG++ и HEJ+ARIADNE для отношений сечений с вето R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ (формула (2) введения) в pp столкновениях при энергиях ЛHC $\sqrt{s} = 2.76, 8, 13, 14$ ТэВ и будущих коллайдеров HE-LHC [79] $\sqrt{s} = 27$ ТэВ и FCC [80] $\sqrt{s} = 100$ ТэВ представлено на рисунке 1.1 [A5; 81]. Результаты моделирования представлены для $p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ/с и $p_{\perp\text{veto}} = 20$ ГэВ/с. Моделирование показывает, что данные наблюдаемые чувствительны к эффектам эволюции БФКЛ. МК генератор HEJ+ARIADNE демонстрирует рост отношений с \sqrt{s} и Δy , превосходящий рост предсказаний основанных на ГЛП ГЛАПД для генераторов PYTHIA8 и HERWIG++. Введение $p_{\perp\text{veto}} = 20$ ГэВ/с в $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ усиливает рост предсказаний HEJ+ARIADNE с Δy . Следовательно эти наблюдаемые более чувствительны к эффектам БФКЛ по сравнению с R^{incl} и R^{MN} . Заметно существенное различие в предсказаниях PYTHIA8 и HERWIG++ при больших Δy , что свидетельствует в пользу сильной зависимости от реализации поправок на цветовую когерентность. Наконец рисунок 1.1 явно демонстрирует, что эффекты БФКЛ могут стать существенными при достижимых в ближайшем будущем быстротах и энергиях.

1.5 Результаты предыдущих измерений по поиску сигналов БФКЛ в столкновениях адронов

Наблюдаемые, чувствительные к эффектам эволюции БФКЛ, измерялись как в столкновениях $p\bar{p}$ на Tevatron в экспериментах D0 и CDF, так и в pp столкновениях на ЛHC в экспериментах CMS и ATLAS. Так, в эксперименте D0 при измерении адронных струй с поперечной энергией $E_{\perp} > 20$ ГэВ в $p\bar{p}$ столкновениях при $\sqrt{s} = 0.63$ и 1.8 ТэВ обнаружена более сильная зависимость МН сечения от энергии, чем предсказана в ГЛП БФКЛ [32]. Также

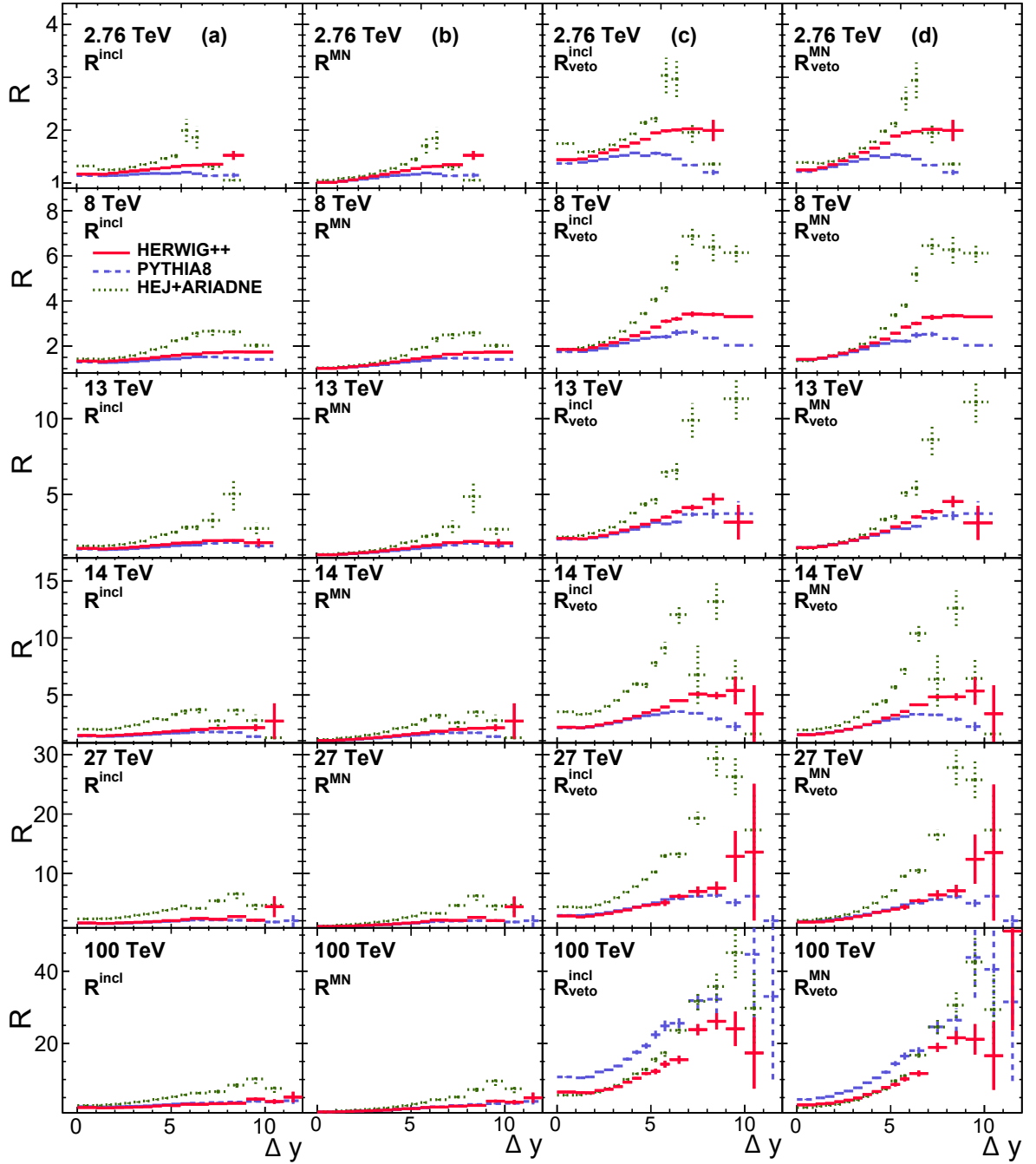


Рисунок 1.1 — Результаты моделирования отношений сечений с вето R^{incl} (колонка (a)), R^{MN} (колонка (b)), $R^{\text{incl}}_{\text{veto}}$ (колонка (c)), $R^{\text{MN}}_{\text{veto}}$ (колонка (d)) в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76, 8, 13, 14, 27, 100$ ТэВ. Вертикальные линии - статистические неопределенности результатов моделирования [A5; 81]

D0 обнаружил недостаточно сильные азимутальные декорреляции при измерении среднего косинуса \mathcal{C}_1 азимутального угла в МН парах струй с $E_{\perp} > 20$ при $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ [30] до $\Delta\eta = 5$, где η - псевдобыстрота. Азимутальные декорреляции скорее совпадали с предсказаниями реализованной в HERWIG цветовой когерентности. Измерение доли jet-gar-jet событий в эксперименте D0 при

$\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ, $E_{\perp} > 15$ и $4 < \Delta\eta < 6$ [31] и эксперименте CDF $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ, $E_{\perp} > 20$ и $3.6 < \Delta\eta < 7$ [33] согласуется с вычислением ГЛП БФКЛ, улучшенным основными вкладками от СГЛП [24] (частичное суммирование СГЛП).

Оба эксперимента, использующие самые большие многоцелевые детекторы на LHC, ATLAS и CMS, измеряли рождение пар струй с большим разделением по быстроте при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. В эксперименте CMS измерялись адронные струи с $p_{\perp} > 35$ ГэВ/с, при этом интервал быстроты между струями в паре до $\Delta y = 9.4$. В то же время, в эксперименте ATLAS $\bar{p}_{\perp} = (|p_{\perp 1}| + |p_{\perp 2}|)/2 > 60$ ГэВ/с ($|p_{\perp 1}|$ и $|p_{\perp 2}|$ абсолютные величины поперечных импульсов первой и второй струи в паре) и $\Delta y < 8$. Таким образом, измерения CMS оказываются несколько более чувствительными к сигналам эволюции БФКЛ чем измерения ATLAS, поскольку в них изучалась область с меньшими p_{\perp} и большими Δy при одинаковой $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

Измерение ATLAS отношения сечения рождения МН пар струй с межструйным вето ($p_{\perp \text{veto}} = 20$ ГэВ/с) к сечению без вето [34] согласуется с вычислением ГЛП БФКЛ на партонном уровне, полученным с помощью генератора HEJ, и на адронном уровне HEJ+ARIADNE [35]. Результат измерения азимутальных декорреляций ($\mathcal{C}_2/\mathcal{C}_1$) в эксперименте ATLAS для пар с $60 < \bar{p}_{\perp} < 200$ ГэВ/с (интервал, содержащий минимальные p_{\perp} в измерении, наиболее чувствительный к эффектам БФКЛ) согласуется с предсказаниями HEJ+ARIADNE, но не HEJ, POWHEG +PYTHIA8/HERWIG++.

В эксперименте CMS измерение событий, в которых одна из струй рождается в форвардной области (большое значение абсолютной быстроты $|y| > 3.2$) и одна в центральной ($|y| < 2.8$), с $p_{\perp} > 35$ ГэВ/с согласуется с предсказаниями HEJ [36]. Измерение отношений с вето R^{incl} и R^{MN} при $p_{\perp \text{min}} = p_{\perp \text{veto}} = 35$ ГэВ/с и $\Delta y < 9.4$ переоцениваются предсказаниями МК генератора HEJ+ARIADNE и значительно переоцениваются предсказаниями CASCADE, в то время как ГЛАПД модель с цветовой когерентностью PYTHIA8 хорошо описывает рост отношений с Δy . Однако цветовая когерентность в HERWIG++ переоценивает рост R^{incl} и R^{MN} и демонстрирует заметное отклонение от предсказаний PYTHIA8 при больших Δy , как и в случае моделирования представленного на рисунке 1.1. Измерение азимутальных декорреляций в эксперименте CMS [38] хорошо согласуется с аналитическими вычислениями СГЛП БФКЛ [47]. Кроме того, в эксперименте CMS проведено измерение доли jet-gap-jet событий при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [39], а в эксперименте CMS-TOTEM jet-gap-jet и p-gap-jet-gap-

jet событий при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [40], результаты которого хорошо согласуются с предсказаниями ГЛП БФКЛ улучшенными основными вкладами от СГЛП (частичное суммирование СГЛП).

Резюмируя результаты предыдущих измерений, можно сказать, что ни одна основанная на эволюции ГЛАПД модель даже с применением цветовой когерентности не описывает сразу весь набор наблюдаемых. Например, RUTHIA8 лучше согласуется с измерениями отношений с вето, а HERWIG++ лучше согласуется с измерениями азимутальных декорреляций. В то же время, аналитические СГЛП БФКЛ расчеты хорошо согласуются с результатами измерений. Однако методы вычисления СГЛП БФКЛ разработаны только для части наблюдаемых, а именно: для азимутальных декорреляций между струями МН пары и для сечений рождения МН пар струй [47; 48]. Обмен цветовым синглетом может быть рассчитан на основе ГЛП БФКЛ улучшенном основными вкладами от СГЛП, как в работе [24], или с полным учетом СГЛП БФКЛ как в недавно представленной работе [82]. Таким образом, наиболее критичная ситуация с точки зрения развития методов вычисления с учетом СГЛП БФКЛ складывается для наблюдаемых, использующих вето.

1.6 Наблюдаемые, изучаемые в настоящей работе

В настоящей работе проведены измерения Δy -дифференциальных сечений $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ (формула (1) введения) и отношений дифференциальных сечений с вето R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ (формула (2) введения) в pp столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ на основе выборки 5.4 пб^{-1} данных, собранных коллаборацией CMS в 2013 году. В измерениях изучались адронные струи с $p_{\perp} > p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ/ c и $|y| < 4.7$, как в измерениях R^{incl} и R^{MN} при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Порог вето $p_{\perp\text{veto}}$ в $\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}$ установлен равным 20 ГэВ/ c .

Сечения $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ измеряются впервые. Известно, что аналитические расчеты и МК модели склонны лучше описывать отношения сечений, в которых часть вкладов сокращается, чем абсолютные величины сечений. Поэтому измерение абсолютных величин сечений позволит лучше тестировать модели. Отношения сечений $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ также измеряются впервые. Как показывает МК моделирование, представленное на рисунке 1.1 и в работе [19],

введение отбора вето на дополнительные струи с более низким чем $p_{\perp\min}$ порогом, может улучшить чувствительность к сигналам эволюции БФКЛ. Отношения сечений R^{incl} и R^{MN} измерялись ранее при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Наблюдение энергетической зависимости этих наблюдаемых позволит лучше изучить особенности поведения КХД асимптотик в изучаемой области фазового пространства.

Результаты измерения сравниваются с вычислениями, как на основе МК моделирования в программных пакетах PYTHIA8, HERWIG, POWHEG, HEJ+ARIADNE, так и аналитических расчетов ГЛП и СГЛП БФКЛ. В частности, впервые представлено сравнение измеренного сечения $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ с расчетом учитывающим СГЛП БФКЛ, показывающее лучшее согласие, среди всех рассмотренных расчетов. Это может служить указанием на проявление эффектов эволюции БФКЛ в настоящих измерениях.

Глава 2. Описание экспериментальной установки

2.1 Параметры пучков, поставляемых коллайдером LHC

Большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider (LHC)) поставляет пучки протонов, пересекающиеся в номинальной точке взаимодействия в центре детектора CMS. Пучки представляют собой последовательность пакетов. Минимальный временной промежуток между пересечениями пакетов пучков 25 нс. Большие промежутки, кратные 25 нс, между пакетами тоже возможны. В частности, с технической точки зрения необходимы промежутки для сброса пучка. Таким образом, пиковая частота пересечения пакетов достигает 40 МГц. Высокая светимость обеспечивается за счет наложения pp столкновений в пересечениях пакетов пучков. Эффект наложения pp столкновений в событиях называется pileup (PU). Так, в цикле Run I работы LHC на одно пересечение пакетов пучков приходилось до 40 неупругих pp столкновений со средним ~ 21 , а в цикле Run II работы LHC – до 80 неупругих столкновений со средним ~ 37 .

В терминологии, используемой в экспериментах на LHC, событием называется пересечение пакетов пучков. Таким образом, в одном событии возможно несколько pp столкновений. Отдельные pp столкновения наблюдаются как вершины, к которым сходятся треки заряженных частиц, восстановленные детектором. Вершина, которой соответствует максимальная сумма квадратов поперечных импульсов ассоциированных треков, называется первичной вершиной. Остальные вершины, а также соответствующие им pp взаимодействия, называются вторичными.

Следует отметить, что данные с высокой вероятностью наложения pp столкновений в событии оказываются мало пригодными для измерения адронных струй при больших быстротах. Это связано с тем, что трекерная система детектора CMS, участвующая в определении первичных и вторичных pp столкновений в событии, покрывает область псевдобыстроты $|\eta| < 2.5$. Таким образом, оказываются технически затруднительными разделение адронных струй от разных pp столкновений при больших быстротах $|y| \gtrsim 2.5$ и оценка вклада в энергию струй от наложения струй из вторичных pp столкновений. Поэтому измерение рождения адронных струй с большими y , как правило осу-

ществляется на основе выборок, набранных в специальных запусках LHC с низкой вероятностью наложения pp столкновений.

В настоящей работе рассматриваются данные pp столкновений с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, набранные детектором CMS в 2013 году. В данный специальный период работы LHC осуществлялся набор референсных pp данных для изучения pPb и $PbPb$ столкновений. Среднее число pp столкновений в событии составляло 0.35, что значительно снижает эффекты наложения вторичных pp столкновений. Доставленная интегральная светимость составляет 5.4 пб^{-1} .

2.2 Многоцелевой детектор CMS

CMS детектор, один из 4х крупных детекторов, установленных на LHC, является многоцелевым детектором. Физическая программа детектора CMS совпадает с физической программой LHC и в основном заключается в изучении физики на энергетическом масштабе до 14 ТэВ.

В настоящем параграфе дано краткое описание основных детекторных систем, важных для выполненных измерений. Данное описание так же необходимо для понимания следующей главы 3 («Измерение Δy -дифференциальных сечений рождения пар адронных струй и их отношений с вето»). Более детальное описание детектора CMS может быть найдено в работе [50].

Центральный элемент детектора CMS – сверхпроводящий соленоид, создающий магнитное поле до 3.8 Тл. Размеры соленоида составляют 13 м в длину и 6 м в диаметре. Во внутреннем объеме соленоида размещены кремниевый трекер, электромагнитный калориметр и адронный калориметр. Каждый калориметр состоит из цилиндрической части и боковых крышек. В настоящей работе также активно используется форвардный калориметр, увеличивающий покрытие по быстроте за пределами крышек электромагнитного и адронного калориметров. Мюонная система, состоящая из проволочных газовых камер, погружена в стальное ярмо магнита, расположенное снаружи соленоида.

CMS коллаборация использует правую координатную систему с началом координат в центре детектора. Ось x - направлена к центру LHC. Ось y направлена вертикально вверх (перпендикулярно плоскости LHC). Ось z вдоль оси

пучка. Полярный угол θ отсчитывается от положительного направления оси z , а азимутальный угол φ от положительного направления оси x в плоскости (x,y) .

2.2.1 Трекерная система

Схема трекера CMS изображена на рисунке 2.1. Трекер занимает цилиндрический объем 5.8 м в длину и 2.5 м в диаметре. Ось цилиндрического объема совпадает с осью пучка. Трекер включает кремниевый пиксельный детектор (PIXEL) и кремниевые стриповые детекторы (ТОВ, ТІВ, ТІД, ТЕС).

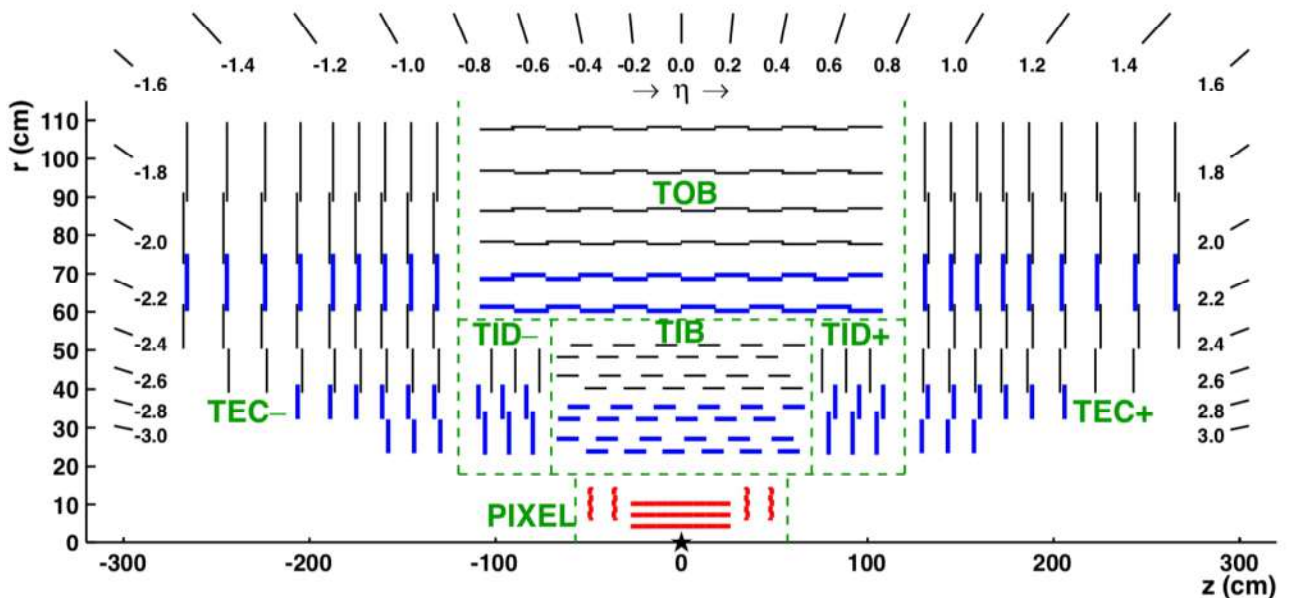


Рисунок 2.1 — Схематическое изображение трекера детектора CMS [83]

Пиксельный трекер состоит из цилиндрической части и двух крышек и обеспечивает 3D измерение позиции точек взаимодействия заряженных частиц. В общей сложности пиксельный трекер включает 1440 модулей общей площадью 1 м² и имеет 66 миллионов каналов.

Стриповый трекер насчитывает 15148 модулей, общей площадью 198 м². Он состоит из 4 подсистем: внутреннего цилиндрического трекера (Tracker Inner Barrel (ТІВ)), внутренних дисковых трекеров (Tracker Inner Disk (ТІД)), внешнего цилиндрического трекера (Tracker Outer Barrel (ТОВ)) и крышек трекера (Tracker Endcaps (ТЕС)).

Трекер используется для восстановления треков, определения вершин pp взаимодействий и импульсов частиц.

Восстановление треков начинается с определения координат точек взаимодействия заряженных частиц с модулями трекера. Затем точки взаимодействия объединяют в треки, используя расширенный фильтр Калмана [84]. Треки восстанавливаются в итеративном процессе, где на начальных итерациях определяются легкие для восстановления треки (частицы с большим поперечным импульсом, рожденные в области взаимодействия), а на последующих итерациях более сложные треки (частицы с маленьким поперечным импульсом и сильно смещенные треки). Перед каждой итерацией точки взаимодействия, ассоциированные с найденными треками, прошедшими отбор высокой чистоты [83], исключаются из дальнейшего рассмотрения. Каждая итерация проходит четыре шага:

- Определение зерен треков, состоящих из малого количества (2 или 3) точек взаимодействия.
- Использование фильтра Калмана. На этом шаге траектории зерен экстраполируются вдоль ожидаемого пути заряженной частицы для поиска точек, которые могут быть ассоциированы с треком.
- Аппроксимация трека. На этом шаге определяется лучшая оценка параметров каждой траектории.
- Проверка критериев качества треков. Только треки, удовлетворяющие критериям, считаются восстановленными.

Всего используется 6 итераций. Разница между итерациями в определении зерен треков и критериев качества треков.

Восстановленный трек используется для оценки импульса и пространственных параметров заряженной частицы. Кремниевый трекер измеряет треки заряженных частиц с псевдобыстротой $|\eta| < 2.5$. Для неизолированных заряженных частиц с поперечным импульсом $1 < p_T < 10$ ГэВ/с и псевдобыстротой $|\eta| < 1.4$ разрешение поперечного импульса частицы составляет 1.5 %. Пространственное разрешение импакт параметра трека составляет 25–90 (45–100) мкм в поперечном (продольном) направлении. Где под продольным направлением понимается направление вдоль оси пучка сталкивающихся протонов, а под поперечным - направление в плоскости поперечной оси пучка [83].

Цель восстановления pp вершин [85] в измерении положения и погрешности положения первичного и вторичных pp взаимодействий в каждом событии.

Процедура состоит из трех шагов: выбор треков; объединение треков, которые происходят от одной вершины, в кластеры; аппроксимация положения каждой вершины с использованием треков соответствующего кластера.

2.2.2 Калориметрическая система

Калориметрическая система состоит из трех частей: кристаллический электромагнитный калориметр ECAL, латунно-сцинтилляционный адронный калориметр HCAL и форвардный (передний) адронный калориметр HF (HCAL Forward). Цилиндры и торцевые крышки электромагнитного и адронного калориметра покрывают область псевдобыстроты до $|\eta| < 3.0$. HF расширяет покрытие до $3.0 < |\eta| < 5.2$.

Схема электромагнитного калориметра представлена на рисунке 2.2. Электромагнитный калориметр состоит из трех основных частей: цилиндра (ECAL Barrel (EB)), двух крышек (ECAL Endcap (EE)) и предливневого детектора (Preshower).

Электромагнитный калориметр состоит из 75848 кристаллов вольфрамата свинца (PbWO_4). 61200 кристаллов (crystals) расположено в цилиндрической части калориметра EB и по 7324 в каждой из крышек EE. Вольфрамат свинца имеет высокую плотность 8.28 г/см^3 , короткую радиационную длину 0.89 см и малый радиус Мольера 2.2 см . Эти свойства определяют высокую зернистость и компактный размер электромагнитного калориметра. Время высвечивания кристаллов совпадает по порядку с частотой пересечения пакетов пучков. 80% света испускается за 25 нс . Выход света при температуре 18°C составляет 4.5 фотоэлектрона на МэВ. Кристаллы излучают голубо-зеленый свет с широким максимумом при длине волны $420\text{-}430 \text{ нм}$. Свет регистрируется фотодетекторами, расположенными на торцах кристаллов. Кристаллы в цилиндрической части и в крышках имеют разную форму.

Цилиндрическая часть электромагнитного калориметра (EB) покрывает область псевдобыстроты $|\eta| < 1.48$. Зернистость EB составляет 360 по азимутальному углу φ и 2×85 по псевдобыстроте η . Кристаллы имеют клиновидную форму, изменяющуюся с псевдобыстротой. Сечение торца кристалла, направленного на номинальную точку взаимодействия, $22 \times 22 \text{ мм}^2$, что составляет

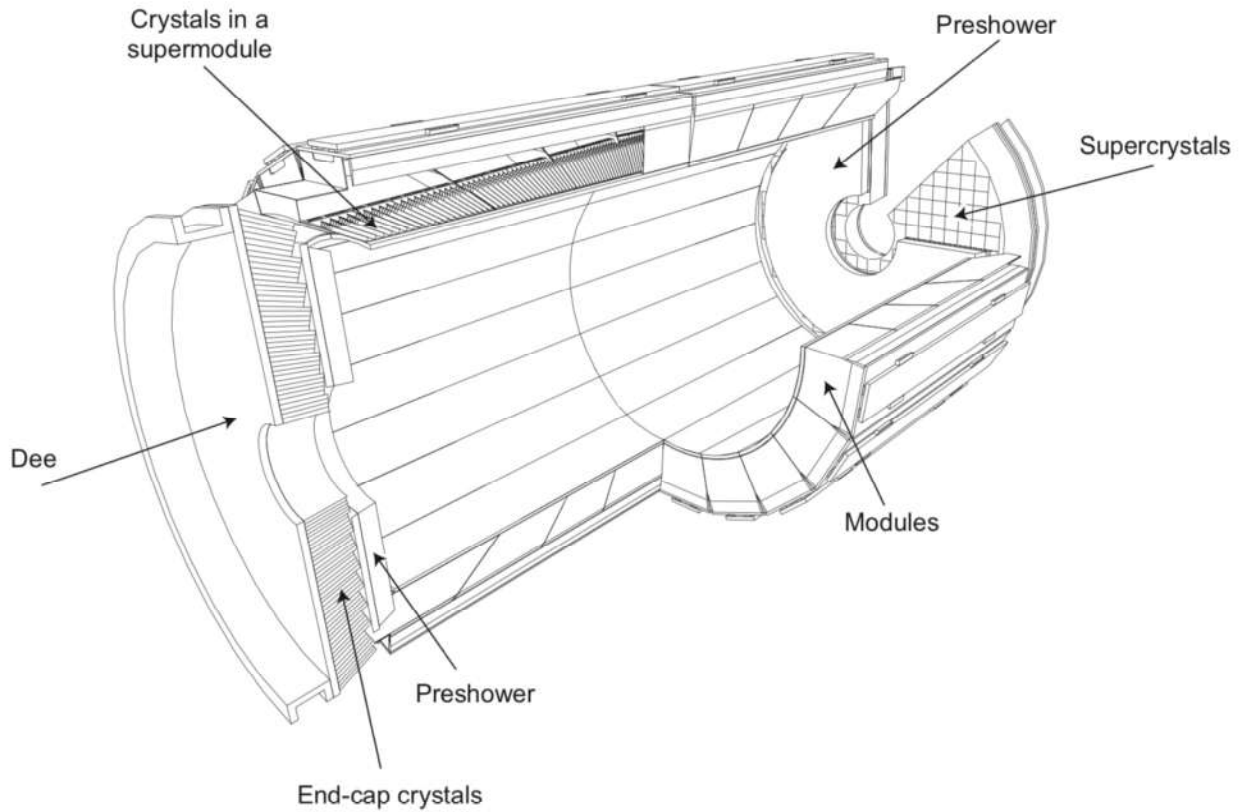


Рисунок 2.2 — Схематическое изображение электромагнитного калориметра детектора CMS [50]

0.0174×0.0174 в пространстве $\eta - \phi$. Длина кристалла 230 мм или 25.8 радиационных длины. Для того чтобы избежать зазоров, коллинеарным траекториям частиц, ось кристаллов имеет 3° наклон по ϕ и η по отношению к вектору, соединяющему номинальную точку взаимодействия и положение кристалла. Кристаллы пакуются в тонкостенные подмодули, которые затем формируют модуль (module). В общей сложности модуль содержит 400-500 кристаллов в зависимости от псевдобыстроты. Четыре модуля формируют супермодуль (supermodule), который содержит 1700 кристаллов. Девятнадцать супермодулей, каждый покрывающий 20° по азимутальному углу, формируют половину ЕВ. Расстояние между кристаллами в подмодулях 0.35 мм, а между кристаллами двух соседних подмодулей 0.5 мм. Модули разделены стенкой в 4 мм.

Две крышки ЕЕ покрывают область по псевдобыстроте $1.48 < |\eta| < 3.0$ и располагаются на расстоянии 315 см от номинальной точки взаимодействия. Крышки состоят из кристаллов одинаковой формы, сгруппированных в 5×5 блоки кристаллов, называемые суперкристаллами (supercrystals). Каждая крышка разделена на две половины D-образной формы (Dee). Каждая половина

содержит 138 стандартных суперкристаллов и 18 суперкристаллов специальной формы, расположенных по внутренней и внешней окружности. Кристаллы и суперкристаллы организованы в прямоугольную решетку, ось кристаллов направлена на фокус, расположенный на 1300 мм позади номинальной точки взаимодействия, что дает отклонение от вектора, соединяющего номинальную точку взаимодействия и кристалл, на $2-8^\circ$. Сечение торца кристалла, направленного на номинальную точку взаимодействия, $28.62 \times 28.62 \text{ мм}^2$, а длина 220 мм (24.7 радиационных длины).

Число высвеченных фотонов, а так же усиление фотодетекторов зависит от температуры. Охлаждающая система кристаллического калориметра поддерживает температуру кристаллов и фотодетекторов в пределах $18 \pm 0.05^\circ\text{C}$.

Помимо EB и EE электромагнитный калориметр включает предливневый детектор (preshower). Предливневый детектор предназначен для идентификации быстрых нейтральных пионов, распадающихся на пару фотонов с малым углом разлета. Предливневый детектор также помогает в идентификации электронов и улучшает определение положения электронов и фотонов. Детектор расположен перед крышками электромагнитного калориметра и покрывает область псевдобыстроты $1.653 < |\eta| < 2.6$. Детектор состоит из двух слоев, расположенных друг за другом. Каждый слой включает свинцовый радиатор, который инициирует электромагнитные ливни от проходящих фотонов и электронов, и кремниевые стриповые сенсоры, расположенные за радиатором. Стриповые сенсоры измеряют положение, энергосодержание и поперечный профиль ливней. Полная толщина предливневого детектора 20 см. Толщина до сенсоров первого слоя составляет две радиационных длины, а между сенсорами первого и второго слоя одну радиационную длину. Так 95% одиночных фотонов порождают ливень до второго слоя сенсоров. Ориентация стрипов в двух слоях сенсоров - ортогональная.

Адронный калориметр состоит из цилиндрической части (HCAL Barrel (HB)), двух торцевых крышек (HCAL Endcap (HE)) и внешнего калориметра (HCAL Outer (HO)). HB расположен между наружной поверхностью электромагнитного калориметра ($R = 1.77 \text{ м}$) и внутренним радиусом сверхпроводящего соленоида ($R = 2.95 \text{ м}$). Это ограничивает полную толщину материала, поглощающего адронный ливень. Снаружи сверхпроводящего соленоида расположен внешний адронный калориметр HO, предназначенный для

регистрации хвостов адронных ливней, то есть частиц адронных ливней, не поглощенных в НВ.

Цилиндр адронного калориметра НВ покрывает область псевдобыстроты $|\eta| < 1.3$ и состоит из 36 одинаковых клиньев, которые формируют половины НВ+ и НВ-. То есть цилиндр состоит из 18 сегментов по азимутальному углу. Клинья состоят из плоских латунных пластин поглотителей, выровненных параллельно оси пучка. Латунь выбрана по причине относительно короткой длины взаимодействия, легкости в механической обработке и немагнитности. Самая ближняя к пучку пластина и самая дальняя выполнены из нержавеющей стали для придания прочности конструкции. В целом поглотитель включает переднюю пластину из нержавеющей стали толщиной 40 мм, восемь латунных пластин толщиной 50.5 мм, шесть латунных пластин толщиной 56.5 мм и заднюю пластину из нержавеющей стали толщиной 75 мм. Полная толщина поглотителя при $\theta = 90^\circ$ составляет 5.82 длины взаимодействия. Эффективная толщина увеличивается с полярным углом как $1/\sin \theta$ и при $\eta = 1.3$ составляет 10.6 длин взаимодействия. Электромагнитный калориметр, расположенный перед НВ, добавляет около 1.1 длины взаимодействия.

Чувствительным элементом адронного калориметра является пластмассовый сцинтиллятор. Первый активный слой сцинтиллятора, толщиной 9 мм расположен сразу за электромагнитным калориметром. Этот слой предназначен для регистрации низкоэнергетических адронов, ливень от которых может быть образован на конструкционных материалах между ЕСАЛ и НСАЛ. Последующие слои, расположенные между пластинами поглотителя, имеют толщину 3.7 мм. Отдельные плитки сцинтиллятора размером $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.87 \times 0.87$ снабжены оптическим волокном, смещающим длину волны (Wave Length Shifting (WLS)), предназначенным для считывания сигнала. Плитки сцинтиллятора, соответствующие определенному азимутальному углу упаковываются в лотки длиной в половину цилиндра. Плитки, расположенные под одним азимутальным углом и псевдобыстротой, образуют ячейки адронного калориметра (см. рис. 2.3). Размер ячейки 0.87 по псевдобыстроте и 5° по азимутальному углу.

Торцевые крышки адронного калориметра покрывают области псевдобыстроты $1.3 < |\eta| < 3.0$ и также состоят из 18 сегментов по азимутальному углу. Толщина латунных пластин 78 мм, а толщина пластмассового сцинтиллятора 3.7 мм. Всего насчитывается 19 активных слоев. Размер $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ ячеек

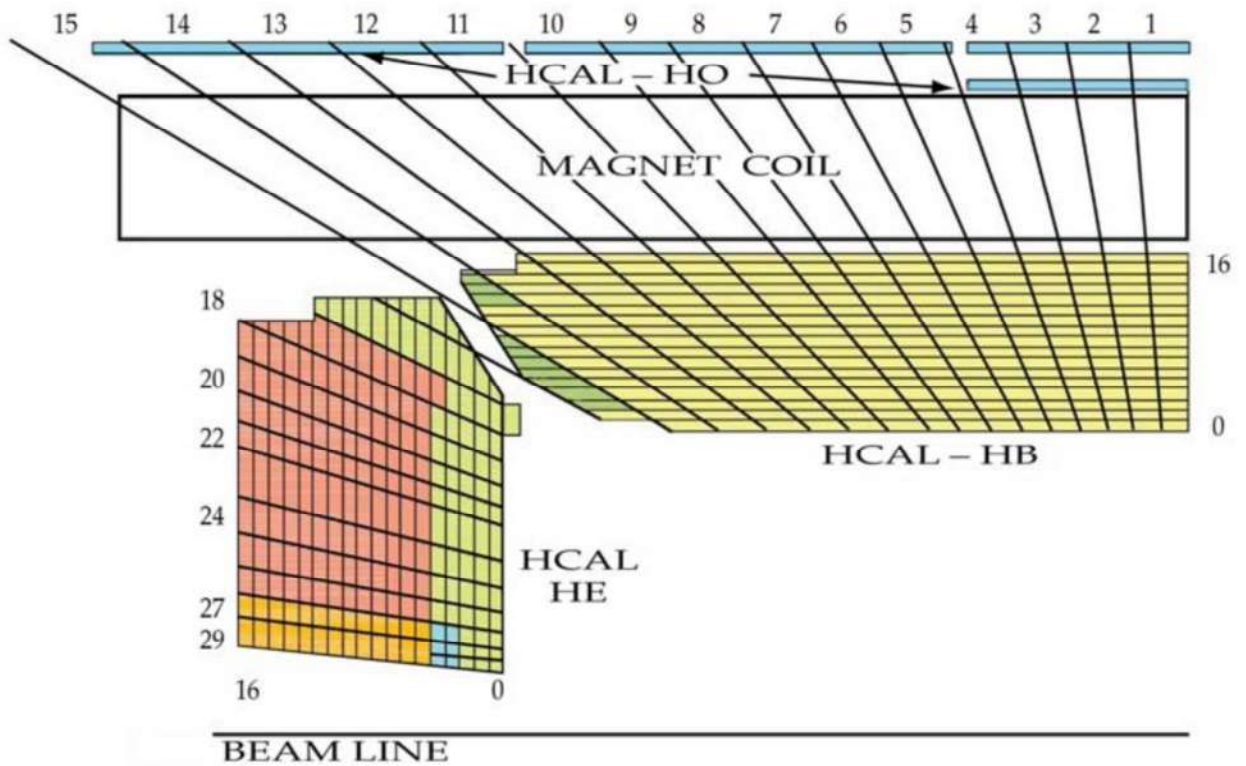


Рисунок 2.3 — Схематическое изображение цилиндрической части HCAL-НВ, торцевой крышки HCAL-НЕ адронного калориметра и внешнего адронного калориметра HCAL-НО детектора CMS. Также схематично показана ось пучка (BEAM LINE), и обмотка сверхпроводящего соленоида (MAGNET COIL) [50]

совпадает с размером ячеек в НВ для $|\eta| < 1.73$ и постепенно увеличивается для больших псевдобыстрот.

Сигнал с WLS волокон считывается оптоволоконными каналами, которые передают сигнал к фотодетекторам.

Внешний калориметр НО состоит из двух слоев пластмассового сцинтиллятора, расположенного снаружи сверхпроводящего соленоида. Снаружи сверхпроводящего соленоида расположено железное ярмо магнита, состоящего из пяти колец, шириной 2.536 м вдоль оси z . Кольца нумеруются -2, -1, 0, 1, 2. Номинальные позиции центров колец вдоль оси z находятся на расстоянии -5.342 м, -2.686 м, 0 м, 2.686 м, 5.343 м. Внешний калориметр НО является первым чувствительным слоем каждого кольца, и использует обмотку соленоида как поглотитель толщиной $1.4/\sin\theta$ длины взаимодействия. При $\eta = 0$ НВ имеет наименьшую толщину, поэтому центральное кольцо (кольцо 0) имеет два слоя НО сцинтилляторов на радиальном расстоянии 3.82 и 4.07 м от оси пучков, разделенных слоем железного поглотителя толщиной 19.5 см. Осталь-

ные кольца имеют один слой сцинтиллятора на радиальном расстоянии 4.07 м от оси пучков. С учетом внешнего калориметра минимальная толщина калориметрической системы составляет 11.8 длин взаимодействия. Размер плиток НО приблизительно соответствует размеру ячеек НВ.

Геометрическое расположение сенсоров трекера, массивов кристаллов электромагнитного калориметра, ячеек адронного калориметра и сцинтилляторов внешнего калориметра таково, что они формируют башни (towers), как изображено на рисунке 2.4. Измерение энергии заряженных и нейтральных частиц осуществляют, комбинируя информацию с трекера и калориметров, что обеспечивает разрешение энергии адронных струй $\Delta E/E \approx 100\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})} \oplus 5\%$.

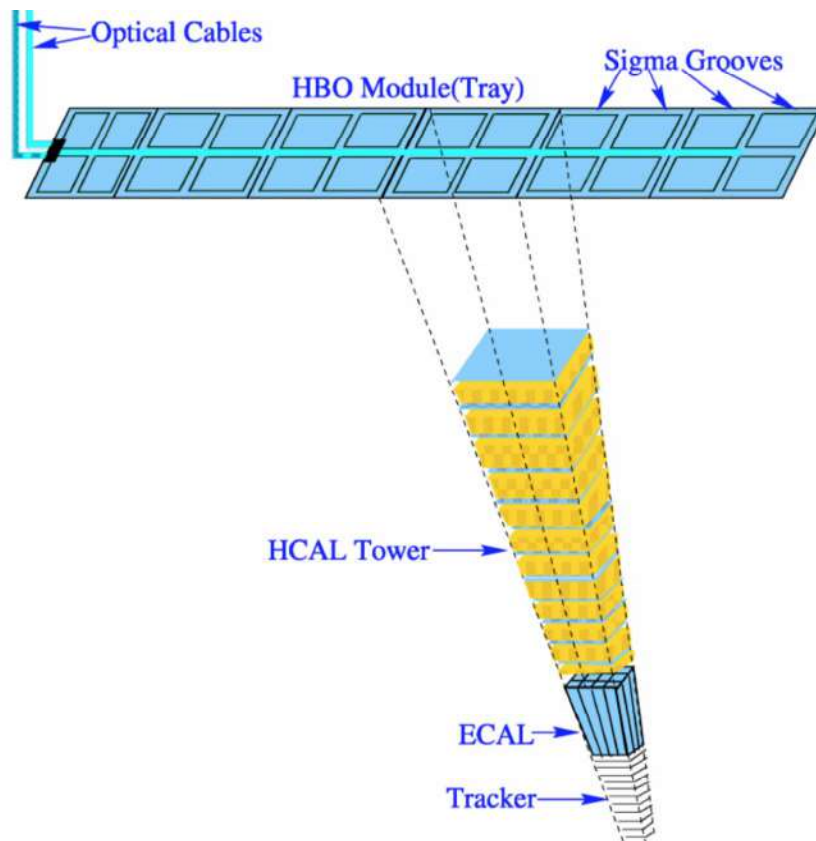


Рисунок 2.4 — Схематическое изображение калориметрических башен детектора CMS [50]

Форвардный калориметр HF использует стальной поглотитель и кварцевые трубки, регистрирующие черенковское излучение. Две части форвардного калориметра расположены на расстоянии 11.2 м по обе стороны от номинальной точки взаимодействия. Вместе две части покрывают область псевдобыстроты

$3.0 < |\eta| < 5.2$. Помимо измерения энерговыделения форвардный калориметр служит монитором светимости. Каждая часть форвардного калориметра состоит из 432 башен, содержащих длинные и короткие кварцевые трубки. Длинные кварцевые трубки занимают всю глубину калориметра (165 см, что приблизительно составляет 10 длин взаимодействия), Короткие трубки начинаются с глубины в 22 см. Считывание сигналов с длинных и коротких трубок отдельно, дает возможность различать ливни порожденные электронами/фотонами и адронами. Большая часть энерговыделения ливней от электронов и фотонов регистрируется длинными трубками, в то время как энерговыделение ливней от адронов регистрируется и длинными и короткими трубками. Энергетическое разрешение HF для адронных струй составляет примерно $\Delta E/E \approx 200\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$.

2.2.3 Мюонная система

Благодаря малым ионизационным потерям мюоны способны пролететь сквозь электромагнитный и адронный калориметры. Так как электроны, протоны и адроны останавливаются в калориметрах, заряженные частицы, детектируемые снаружи калориметров, с наибольшей вероятностью являются мюонами. Мюонная система располагается снаружи сверхпроводящего соленоида и погружена в стальное ядро. Мюонная система состоит из газовых детекторов трех типов: дрейфовых трубок (Drift Tubes (DT)), катодных стриповых камер (Cathode Strip Chambers (CSC)) и камер с резистивными пластинами (Resistive Plate Chambers (RPC)).

Дрейфовые трубки DT расположены в центральной области $|\eta| < 1.2$ и упорядочены в 4 слоя, формируя суперслой. Из суперслоев формируются камеры. Суперслои в камерах расположены под прямым углом, что позволяет регистрировать координаты прохождения мюона.

Катодные стриповые камеры CSC расположены в торцевых крышках и покрывают область псевдобыстроты $|\eta| < 2.4$. Причина использования разных типов детекторов для центральной и передней области в разных условиях работы детекторных подсистем. В передней области выше скорость счета мюонов и больше остаточное магнитное поле.

Камеры с резистивными пластинами RPC расположены как в кольцах ярма цилиндрической части, так и в торцевых крышках. RPC предоставляют хорошее пространственное и временное разрешение. Трек мюона восстанавливается на основе информации из трекера и сигналов из RPC и DT в центральной области или сигналов RPC и CSC торцевых крышек в передней области.

2.2.4 Восстановление событий и адронных струй

Глобальное восстановление события, целью которого является восстановление и идентификация каждой частицы в событии, называется particle-flow (PF) восстановление [86]. Для достижения цели используется информация со всех детектирующих систем. В этом процессе идентификация типа частицы (фотон, электрон, мюон, заряженный адрон, нейтральный адрон) играет важную роль в восстановлении направления траектории частицы и ее энергии. Фотоны идентифицируются как энергосвечение в кластере ECAL не сопоставленное с треком заряженной частицы. Электроны идентифицируются с помощью трека и энергосвечения в кластере ECAL, соответствующего этому треку. Мюоны определяются как треки в центральном кремниевом трекере, соответствующие треку или нескольким точкам взаимодействия в мюонной детектирующей системе, а так же энергосвечению в калориметрах. Заряженные адроны идентифицируются как трек заряженной частицы, не идентифицированный как электрон или мюон, и ассоциированное с ним энергосвечение в ECAL и HCAL. И наконец, нейтральные адроны идентифицируются как энергосвечение в кластере HCAL, не сопоставленное с треком заряженной частицы, или как превышение ECAL и HCAL энергосвечения по отношению к ожидаемому энергосвечению от заряженного адрона.

Энергия фотонов определяется из ECAL измерений. Энергия электронов определяется из комбинации информации об импульсе трека электрона в вершине взаимодействия протонов, энергии соответствующего ECAL кластера, а также энергии всех тормозных фотонов от трека электрона. Энергия мюонов определяется на основе импульса трека мюона. Энергия заряженных адронов определяется из комбинации информации об импульсе трека и энергосвечении

в соответствующих ECAL и HCAL калстерах. Энергия нейтральных адронов определяется на основе энергосодержания в ECAL и HCAL кластерах.

В каждом событии адронные струи восстанавливаются из восстановленных частиц с использованием инфракрасно и коллинеарно безопасного алгоритма анти- k_T [87; 88]. Величина параметра размера струи зависит от \sqrt{s} и при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ составляет $0.5 \div 0.7$. Импульс струи определяется как векторная сумма импульсов частиц в струе. Монте-Карло (МК) моделирование показывает, что восстановленный таким образом импульс струи смещен в среднем в пределах 5-10% от истинного импульса струи во всем акцептансе детектора и диапазоне по импульсам. Описание многоуровневой процедуры коррекции энергии адронных струй приведено в [89]. Разрешение энергии адронных струй составляет 15% при 10 ГэВ, 8% при 100 ГэВ и 4% при 1 ТэВ. Дополнительные критерии качества адронных струй (JetID) применяются к восстановленным струям для исключения струй, в которых потенциально доминирует аномальный вклад от ошибок компонентов детектора и реконструкции.

2.2.5 Триггерная система

Скорость обработки и записи событий, а так же доступные объемы памяти ограничены. Это приводит к необходимости быстрого отбора событий. События отбираются с помощью двухуровневой триггерной системы [90]. Триггеры первого уровня (L1) реализованы в виде аппаратных процессоров. L1 триггеры используют сигналы калориметров и мюонных детекторов и понижают частоту с 40 МГц (частоты пересечения пакетов пучков в ЛНС) до частоты до 100 кГц. Триггеры второго уровня, так же называемые триггерами высокого уровня (HLT), представляют собой компьютерный кластер, на котором осуществляется полное восстановление события с помощью развернутого программного обеспечения детектора, оптимизированного для быстрого выполнения. Высокоуровневые триггеры понижают частоту до 1 кГц. События такой частоты могут быть записаны.

Глава 3. Измерение Δy -дифференциальных сечений рождения пар адронных струй и их отношений с вето

Измерение сечений рождения пар адронных струй и отношений сечений рождения пар адронных струй сводится к решению задач:

- Отбор событий рождения адронных струй.
- Объединение выборок, записанных с помощью различных триггеров.
- Изучение эффективности триггеров.
- Изучение детекторных искажений и коррекция измерений.
- Изучение систематических неопределенностей

В настоящей главе подробно рассмотрена каждая задача, а так же представлены результаты измерения и их обсуждение.

3.1 Отбор событий, триггеры

Выборка экспериментальных данных pp столкновений при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ с интегральной светимостью 5.34 пб^{-1} , используемая в настоящей работе, была записана с помощью детектора CMS в 2013 году. Данные были собраны в специальных запусках LHC, в которых среднее число pp столкновений в событии было понижено до значения 0.35. Это позволяет проводить более точные измерения адронных струй при больших быстротах y .

Струи восстановлены коллинеарно и инфрокрасно-безопасным алгоритмом анти- k_T [87], реализованным в пакете FASTJET [88]. Параметр размера струи в пространстве псевдобыстрота - азимутальный угол ($\eta - \varphi$) выбран равным 0.5. Такой же размер был использован при измерении двухструйных отношений R^{incl} и R^{MN} в протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [37]. Кластерный алгоритм анти- k_T объединяет частицы, восстановленные алгоритмом particle flow (PF) [86]. Такие адронные струи будем обозначать ak5PF струи. Следует отметить, что адронные струи с $\eta > 3$ восстанавливались только на основе калориметрической информации с HF.

Четырехимпульс струи определяется суммой четырехимпульсов составляющих ее частиц. МК моделирование показывает, что восстановленный импульс струи находится в пределах $5 \div 10$ % от истинного значения импульса адронной струи. Для того чтобы учесть это различие, применяются корректирующие поправки: поправка, учитывающая вклад от вторичных pp взаимодействий в том же пересечении пакетов пучков и в соседних пересечениях; поправка, полученная из МК моделирования; и поправка, учитывающая остаточные различия между МК моделированием и экспериментом, основанная на изучении баланса струй [89]. Чтобы уменьшить калориметрический шум, восстановленные струи должны удовлетворять мягким (loose) условиям идентификации струй (Jet ID) [91]. Разрешение энергии струй составляет порядка 15% при энергии струи 10 ГэВ, 8% при 100 ГэВ и 4% при 1 ТэВ.

Данные были отобраны с помощью двухуровневой триггерной системы детектора CMS [90]. Объединение событий, отобранных разными триггерами, позволяет получить достаточный объем выборки во всем промежутке интервала быстроты $\Delta y < 9.4$. Триггеры, используемые в настоящей работе, перечислены в таблице 1. В таблице 1 также представлены эффективные светимости выборок, записанных с помощью соответствующих триггеров, и сокращенные названия триггеров, которые будут применяться в тексте настоящей работы.

Таблица 1 — Триггеры, используемые для отбора событий

Триггер	Эффективная светимость	Сокращенное название
HLT_PAZeroBiasPixel_SingleTrack_v1	108.0 мкб ⁻¹	ZeroBias
HLT_PAMinBiasHF_OR_v1	91.846 мкб ⁻¹	MinBias
HLT_PAJet20_NoJetID_v1	47.3 нб ⁻¹	Jet20
HLT_PAForJet20Eta3_v1	382.6 нб ⁻¹	ForJet20Eta3
HLT_PADoubleJet20_ForwardBackward_v1	4.6 пб ⁻¹	DoubleJet20

Триггеры ZeroBias и MinBias имеют минимальные требования и используются в качестве референсных для оценки эффективности других триггеров. ZeroBias триггер отбирает события для записи случайным образом. Условие наличия в событии как минимум одного трека заряженной частицы в пиксельном трекаре введено в ZeroBias триггер для увеличения вероятности наличия pp взаимодействия в событии. MinBias триггер отбирает события, в которых присутствует сигнал не менее, чем в одной башне переднего калориметра HF.

Jet20 используется для отбора событий, в которых рождаются пары адронных струй с минимальным разделением по быстроте. Этот триггер требует наличия в событии как минимум одной адронной струи с поперечным импульсом p_{\perp} выше триггерного порога 20 ГэВ/с. Выборку, полученную с помощью этого триггера, мы будем называть центральной выборкой, а сам триггер центральным.

Пары струй с промежуточным разделением по быстроте отбираются с помощью триггера ForJet20Eta3, который требует наличия в событии не менее одной струи с поперечным импульсом выше триггерного порога 20 ГэВ/с в передней или задней по псевдобыстроте области. Под передней областью по псевдобыстроте понимается область $\eta > 3$, под задней областью по псевдобыстроте понимается область $\eta < -3$.

События рождения пары адронных струй с максимальным разделением по быстроте отбираются с помощью триггера DoubleJet20, который требует наличия не менее одной струи с поперечным импульсом больше 20 ГэВ/с в передней области по псевдобыстроте и одной струи с поперечным импульсом больше 20 ГэВ/с в задней области по быстроте.

Дополнительно к триггерному отбору были применен отбор на число и качество вершин в событии. В событии должна присутствовать как минимум одна вершина, с которой ассоциированы как минимум 4 трека заряженных частиц в трекаре. Вершина должна быть реконструирована не дальше чем в 2 см от оси пучка в поперечном направлении и не дальше чем в 24 см от номинальной точки пересечения пучков в направлении вдоль оси пучка. Чтобы уменьшить возможный вклад от событий, вызванных взаимодействием протонов пучка с остаточным газом и с коллимационными системами ускорителя, отбор на число заряженных треков ассоциированных с вершиной увеличен до 10. При этом доля треков прошедших отбор «высокой чистоты» [92] должна составлять не менее 25%.

3.2 Эффективность триггеров

Эффективность триггеров изучена как функция поперечного импульса и псевдобыстроты ($p_{\perp} - \eta$) струи. Как видно из определения триггерных условий

приведенных в предыдущем параграфе 3.1, триггеры Jet20 и ForJet20Eta3 являются одноструйными, то есть для их срабатывания достаточно одной струи, прошедшей триггерное условие. С другой стороны, триггер DoubleJet20 является двухструйным. Определение эффективности одноструйных и двухструйных триггеров отличается.

Эффективность одноструйных триггеров определяется как отношение распределений лидирующей адронной струи (адронной струи с максимальным поперечным импульсом в событии) для изучаемого и референсного триггера. В качестве референсного триггера используется триггер с более слабыми условиями отбора. Референсные триггеры, используемые при изучении эффективности приведены в таблице 2.

Таблица 2 — Референсные триггеры

Изучаемый триггер	Референсный триггер
Jet20	ZeroBias и MinBias
ForJet20Eta3	PAJet20
DoubleJet20	ForJet20Eta3

Эффективность ϵ триггера Jet20 определяется как отношение (p_{\perp}, η) распределения лидирующей струи для событий, отобранных этим триггером, к такому же распределению для событий, отобранных ZeroBias или MinBias триггером. Используется набор из двух триггеров (ZeroBias и MinBias) для увеличения статистики. Перед расчетом эффективности триггера распределения в числителе и знаменателе должны быть нормированы на сечение с помощью эффективной светимости. Эффективная светимость выборки для отбора с помощью двух триггеров ZeroBias или MinBias может быть рассчитана на основе известной эффективной светимости каждого триггера и поправочного коэффициента. Поправочный коэффициент определяется как результат аппроксимации константой отношения p_{\perp} распределений, полученных набором триггеров (ZeroBias и MinBias), к распределению, полученному только одним из двух триггеров, например MinBias.

Эффективность триггера Jet20 как функция p_{\perp} и η представлена на рисунке 3.1а. Проинтегрированная эффективность триггера Jet20 представлена на рисунках 3.2а и 3.2б как функция одной переменной p_{\perp} и η соответственно. На основе полученных зависимостей можно сделать вывод, что триггер отбирает события, в которых присутствует как минимум одна адронная струя с

поперечным импульсом выше 35 ГэВ/с с эффективностью не менее 90%. В то же время нас интересуют события, в которых не менее двух адронных струй с поперечным импульсом выше 35 ГэВ/с. Так как триггер может сработать на любую из этих двух струй, вероятность отбора двухструйных событий определяется формулой 3.1 и составляет не менее 99%. Более детальный анализ влияния неэффективности триггеров на измеряемые наблюдаемые дан в параграфе 3.4 «Учет неэффективности триггеров» настоящей главы.

$$\varepsilon_{\text{event}} = 1 - \prod_{\text{jets}} (1 - \varepsilon_{\text{jet}}), \quad (3.1)$$

где $\varepsilon_{\text{event}}$ — эффективность триггера для события.

ε_{jet} — эффективность триггера для струи.

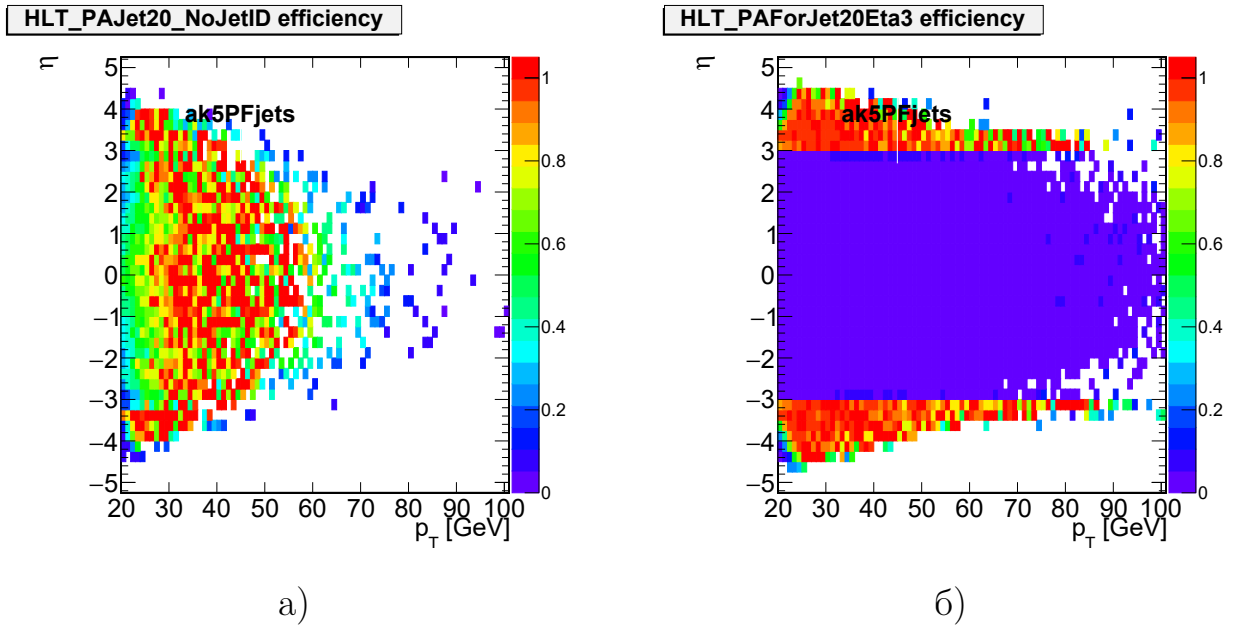
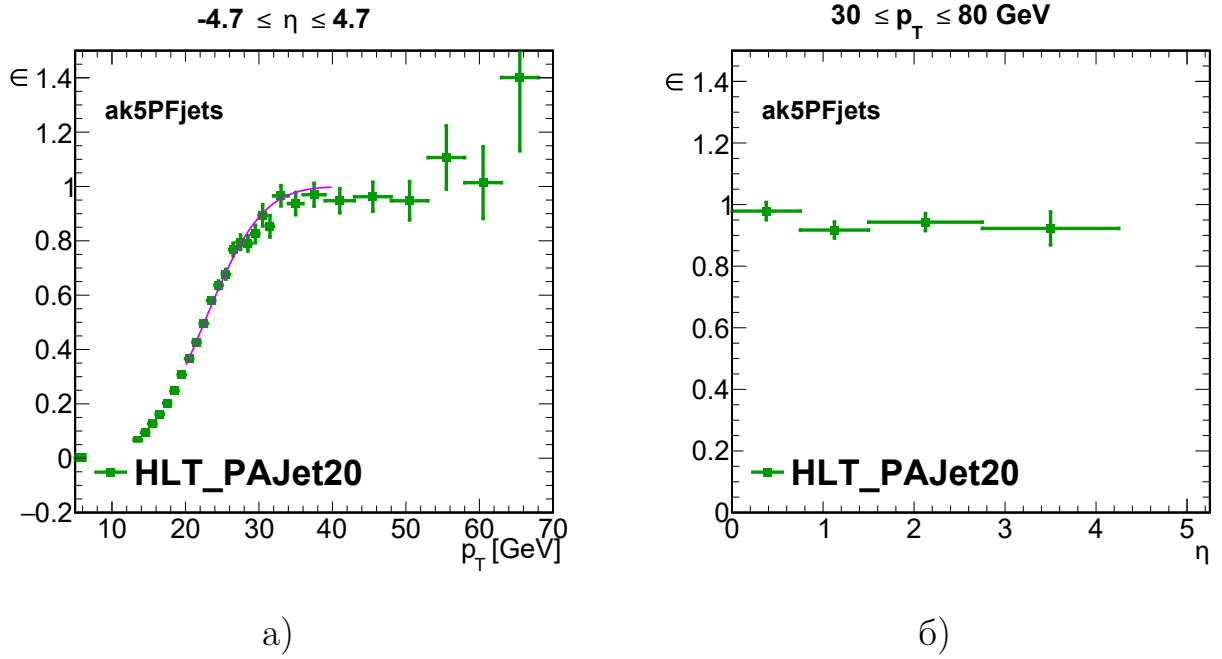


Рисунок 3.1 — Эффективность одноструйных триггеров Jet20 а) и ForJet20Eta3 б) как функция поперечного импульса p_{\perp} и псевдобыстроты η лидирующей адронной струи

Эффективность ε триггера ForJet20Eta3 определяется как отношение (p_{\perp}, η) распределения лидирующей струи в передней, $\eta > 3$, или задней, $\eta < -3$, области для этого триггера к соответствующему распределению, полученному с помощью триггера Jet20. В событиях, отобранных триггером Jet20, выделяются струи с максимальным поперечным импульсом в передней или задней области и строится их распределение. Перед расчетом эффективности



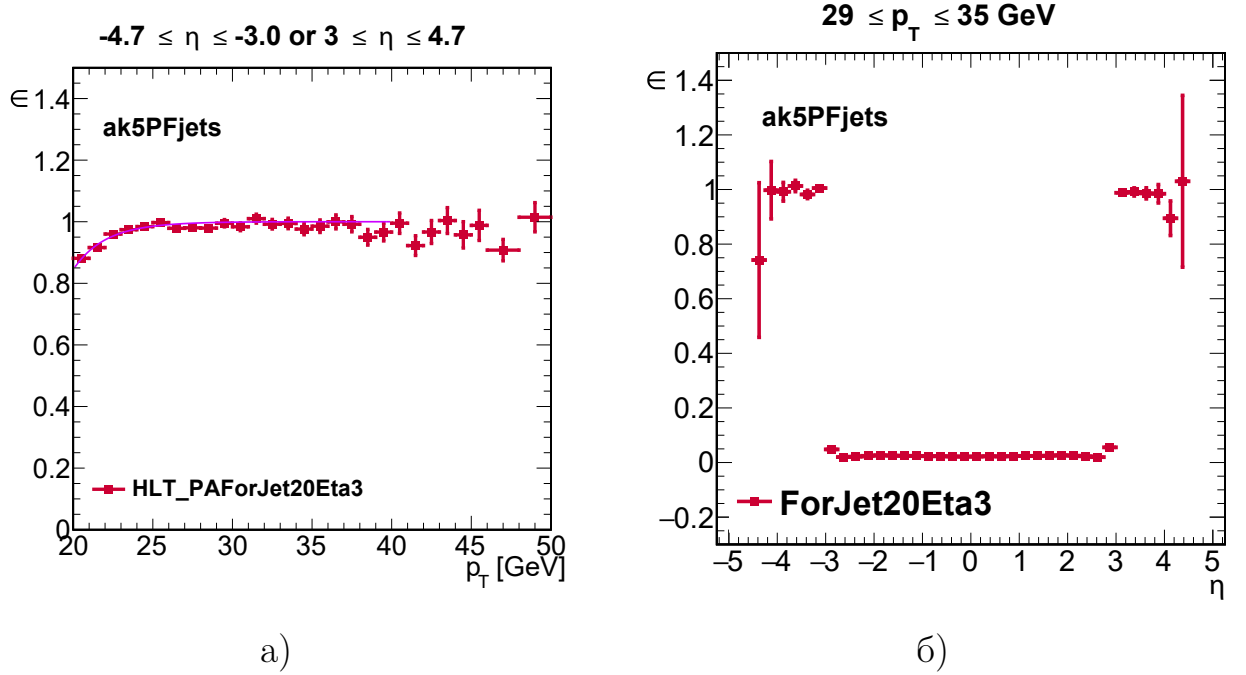
Сплошная линия – результат аппроксимации функцией (3.3).

Рисунок 3.2 — Проинтегрированная эффективность триггера Jet20.

- а) Эффективность 3.1а проинтегрирована по псевдобыстроте в интервале $\eta \in [-4.7, 4.7]$ как функция поперечного импульса лидирующей струи p_{\perp} ;
- б) Эффективность 3.1а проинтегрирована по поперечному импульсу в интервале $30 \leq p_{\perp} \leq 80$ ГэВ/с как функция абсолютного значения псевдобыстроты $|\eta|$

триггера распределения в числителе и знаменателе нормируются на сечение, используя эффективную светимость. Эффективность триггера ForJet20Eta3 представлена на рисунке 3.1б. Проинтегрированная эффективность триггера ForJet20Eta3 представлена на рисунках 3.3а и 3.3б как функция одной переменной p_{\perp} и η соответственно. На основании полученных зависимостей, можно сделать вывод, что триггер отбирает события, в которых присутствует как минимум одна адронная струя с поперечным импульсом выше 35 ГэВ/с в передней или задней области с эффективностью не менее эффективности триггера Jet20, то есть 90%. Двухструйные события, отобранные триггером ForJet20Eta3 могут содержать одну струю в передней(задней) области и одну струю в центральной области $|\eta| < 3$, где этот триггер не эффективен, поэтому минимальная эффективность отбора событий этим триггером 90 %. Более детальный анализ

влияния неэффективности триггера на измеряемые наблюдаемые дан в параграфе 3.4.



Сплошная линия – результат аппроксимации функцией (3.3).

Рисунок 3.3 — Проинтегрированная эффективность триггера ForJet20Eta3. а) Эффективность 3.1б проинтегрирована по псевдобыстроте в интервале $\eta \in [-4.7, -3] \cup [3, 4.7]$ как функция поперечного импульса лидирующей струи p_{\perp} ; б) Эффективность 3.1б проинтегрирована по поперечному импульсу в интервале $29 \leq p_{\perp} \leq 35$ ГэВ/с как функция псевдобыстроты η

Эффективность ϵ двухструйного триггера DoubleJet20 определена только как функция поперечного импульса p_{\perp} по причине отсутствия достаточной выборки для референсного ForJet20Eta3 триггера в области эффективности исследуемого триггера DoubleJet20. Кривая включения триггера по p_{\perp} определяется как отношение распределений по p_{\perp} адронных струй с максимальным поперечным импульсом в противоположной задней $\eta < -3$ (передней $\eta > 3$) области от лидирующей струи в передней (задней) области. Например, рассмотрим событие, в котором среди адронных струй в передней и задней областях струя с максимальным поперечным импульсом находится в передней области. Тогда мы должны искать адронную струю с максимальным поперечным импульсом в противоположной, то есть задней, области и использовать ее поперечный импульс в распределении. При расчете эффективности вклад в

числитель давали события в которых триггеры DoubleJet20 и ForJet20Eta3 сработали одновременно, а в знаменатель события в которых сработал только ForJet20Eta3 триггер. Такая процедура называется схемой совпадений триггеров. При такой схеме неэффективность референсного триггера сокращается, что удобно. Однако использовать схему совпадений возможно, когда делитель частоты (prescale) исследуемого триггера близок к единице, в противном случае, схема совпадений становится неэффективной. Prescale устанавливается для триггеров, частота срабатывания которых не укладывается в установленное для них ограничение. Таким образом, запись события для сработавшего триггера с установленным prescale осуществляется с вероятностью $1/\text{prescale}$. Эффективность триггера DoubleJet20 представлена на рисунке 3.4. На основании полученной зависимости можно сделать вывод, что DoubleJet20 триггер 100% эффективен при отборе событий, в которых не менее одной струи с $p_{\perp} > 35$ ГэВ/с в передней области и не менее одной струи с $p_{\perp} > 35$ ГэВ/с в задней области.

3.3 Объединение выборок

Область эффективности каждого триггера покрывает часть исследуемого фазового пространства, которое определено в измеряемых величинах. Для получения распределений во всем исследуемом фазовом пространстве выборки от разных триггеров должны быть объединены. При объединении выборок области двойного учета должны быть исключены. Для этого на выборки, полученные разными триггерами, накладываются взаимоисключающие условия. Так, среди событий отобранных триггером Jet20 оставляем только события, в которых нет ни одной адронной струи с поперечным импульсом $p_{\perp} > 35$ ГэВ/с в передней ($\eta > 3$) и задней ($\eta < -3$) областях. Среди событий отобранных триггером ForJet20Eta3 оставляем события, в которых присутствует струя с поперечным импульсом $p_{\perp} > 35$ ГэВ/с в передней или задней области, но не в обеих областях одновременно. Наконец, среди событий отобранных триггером DoubleJet20 оставляем события в которых присутствуют струи с $p_{\perp} > 35$ ГэВ/с в передней и задней области одновременно.

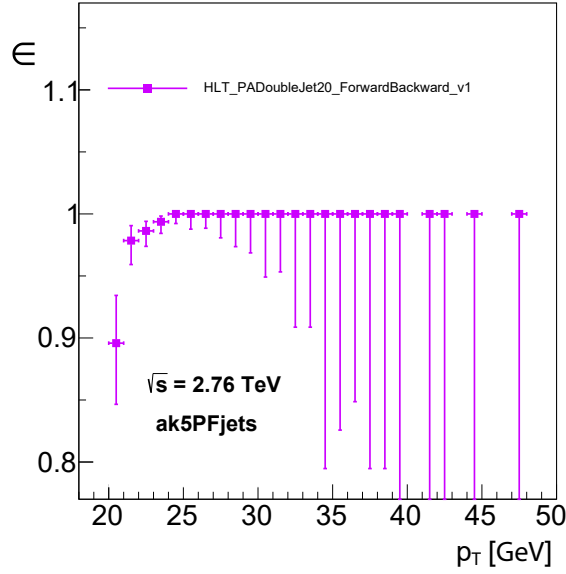


Рисунок 3.4 — Эффективность триггера DoubleJet20 как функция поперечного импульса струи p_{\perp} в противоположной задней $\eta < -3$ (передней $\eta > 3$) области от лидирующей струи в передней (задней) области

Для построения сечений на основе объединенной выборки события отобранные триггером должны быть взвешены. В качестве веса при этом используется обратная эффективная светимость триггера, умноженная на его эффективность:

$$w = \frac{1}{l\epsilon_{\text{event}}}, \quad (3.2)$$

где l — эффективная светимость триггера (Табл. 1).

3.4 Учет неэффективности триггеров

Для оценки влияния неэффективности триггеров на измерения кривые включения триггеров по поперечному импульсу рис. 3.2а и 3.3а были аппроксимированы функцией:

$$\epsilon_{\text{jet}}(p_{\perp}) = \int_{p_1}^{\infty} \frac{p_3}{\sqrt{2\pi p_0}} \exp\left(-\frac{(p_{\perp} - t)^2}{2p_0}\right) \times \left(1 - \exp\left(-\frac{t - p_1}{p_2}\right)\right) dt, \quad (3.3)$$

где p_0, p_1, p_2, p_3 — параметры аппроксимации.

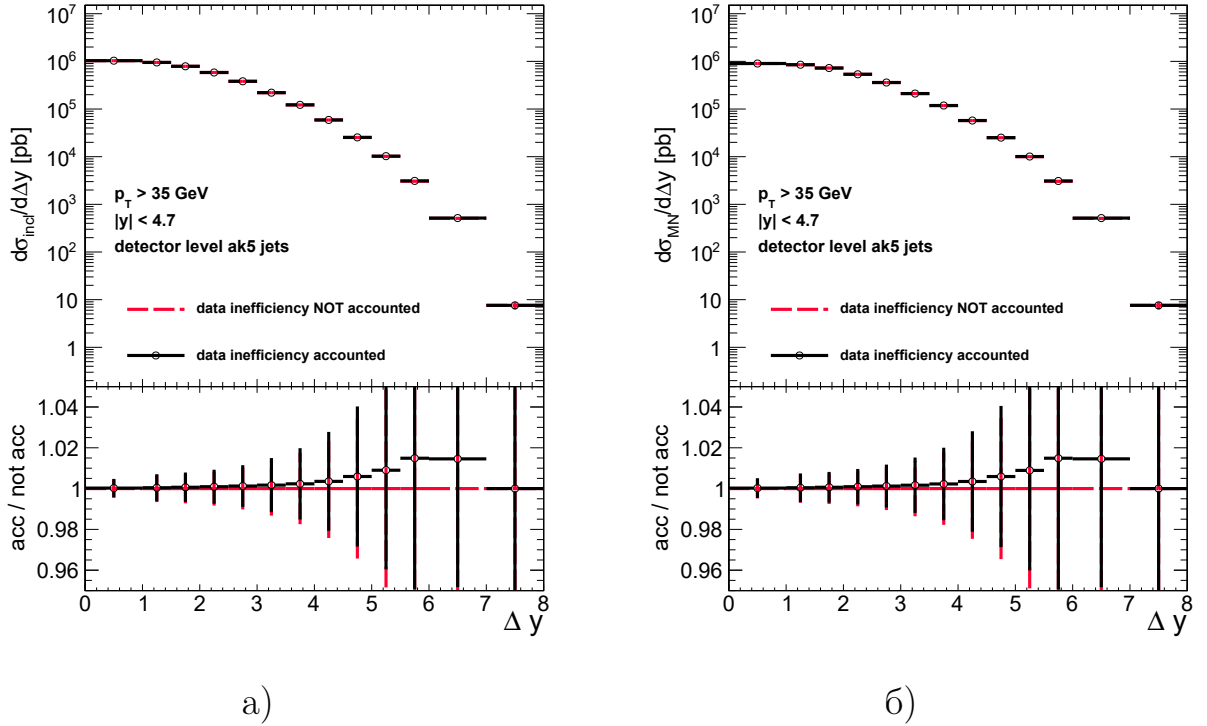
Результат аппроксимации представлен на рисунках 3.2а и 3.3а сплошной линией. Полученная аппроксимация использовалась для расчета эффективности регистрации триггером события по формуле (3.1). Так как при расчете эффективности триггера ForJet20Eta3 триггер Jet20 использовался в качестве референсного, то эффективность триггера ForJet20Eta3 равна произведению результатов аппроксимации для двух триггеров (рис. 3.2а и 3.3а).

Сравнение наблюдаемых, полученных для $\epsilon_{\text{event}} = 1$ (неэффективность не учитывается) и для эффективности, рассчитанной на основе аппроксимации кривых включения триггеров (неэффективность учитывается), представлено на рисунках 3.5 и 3.6. Сравнение показывает, что учет неэффективности приводит к поправке, не превышающей 2% для сечений и 0.2% для отношений сечений. Величина поправки много меньше статистических неопределенностей, показанных на рисунках вертикальными линиями. С учетом малости поправки используется консервативная оценка неопределенности поправки, то есть неопределенность составляет полную величину поправки. Данная неопределенность будет учтена при расчете полной систематической неопределенности измерений.

3.5 Изучение и учет детекторных искажений

Конечное разрешение детектора по поперечному импульсу и быстрой адронных струй приводит к миграции струй на порогах по поперечному импульсу $p_{\perp} = 35$ ГэВ/с и $p_{\perp} = 20$ ГэВ/с, а также между ячейками гистограмм по интервалу быстроты Δy между адронными струями в паре. Изучение этих эффектов выполняется на основе МК моделирования [Аб; 93].

Для изучения детекторных эффектов были получены МК выборки с помощью двух МК генераторов PYTHIA8 [41] с набором настроек 4C [72] и HERWIG++ [42] с набором настроек UE-EE3C [74]. Для моделирования детекторных искажений столкновения протонов, полученные с помощью МК генераторов, пропускаются через модель детектора, реализованную в программном пакете GEANT4 [94]. В экспериментальных данных, используемых для измерений в настоящей работе, вероятность вторичных pp столкновений в том же пересечении пакетов пучков составляла 0.35. Для моделирования этого эффекта сигнал от вторичных pp столкновений, записанных с помощью MinBias

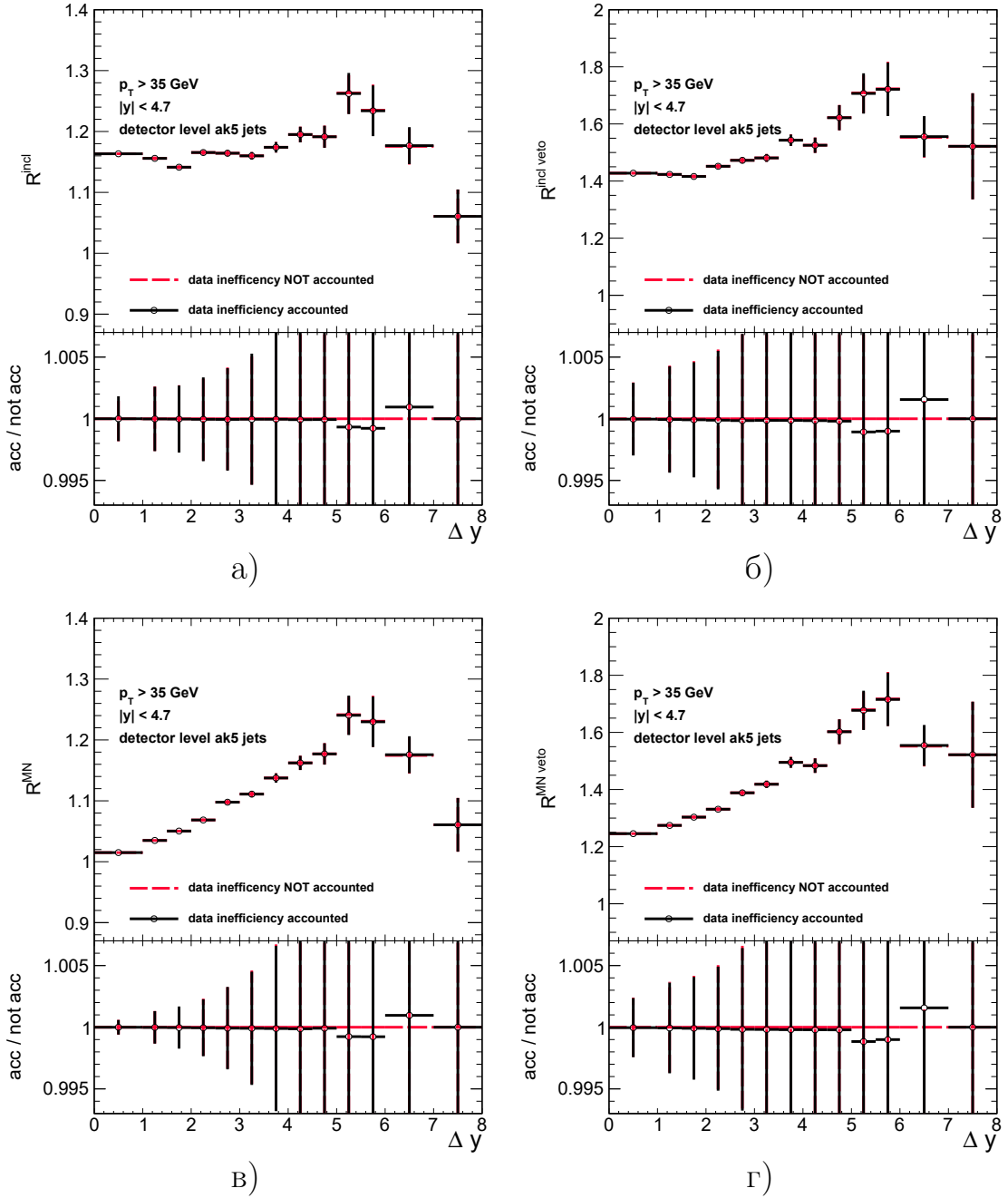


Красный пунктир – до учета неэффективности; Черный сплошной – после учета неэффективности.

Рисунок 3.5 — Сравнение дифференциальных сечений а) $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$ и б) $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ до и после учета неэффективности триггеров

триггера, добавляется к сигналу от основных pp столкновений на этапе моделирования детектора. Исследование разрешения МК симуляции детектора по энергии адронных струй [95] показывает, что разрешение в МК модели детектора систематически недооценивает разрешение детектора. Поэтому разрешение МК модели дополнительно корректируется, чтобы соответствовать разрешению детектора. Коэффициенты корректирующие разрешение МК модели детектора приведены в таблице 3. Выборки и распределения на основе МК до моделирования детектора будем называть выборками и распределениями генераторного уровня. Выборки и распределения для экспериментальных данных и МК моделирования после моделирования детектора будем называть соответственно реконструированными данными и реконструированным МК.

Учет детекторных искажений осуществлен с помощью обратной свертки [А6; 93]. Обратная свертка применяется для восстановления сечений. Восстановленные отношения сечений рассчитываются на основе восстановленных сечений. Такая процедура, однако, не гарантирует, что восстановленные



Красный пунктир – до учета неэффективности; Черный сплошной – после учета неэффективности.

Рисунок 3.6 — Сравнение отношений дифференциальных сечений а) R^{incl} , б) $R^{\text{incl}}_{\text{veto}}$, в) R^{MN} и г) $R^{\text{MN}}_{\text{veto}}$ до и после учета неэффективности триггеров

отношения сечений будут больше единицы. В то же время, измеряемые отношения сечений должны быть больше единицы по определению. Для того чтобы избежать указанной трудности отношения сечений были представлены в виде:

$$R = \frac{D^{\text{num}}}{D^{\text{den}}} = 1 + \frac{D^{\text{num}} - D^{\text{den}}}{D^{\text{den}}}, \quad (3.4)$$

Таблица 3 — Поправочные коэффициенты для разрешения по энергии адронных струй МК модели детектора

$ \eta $	$c^{data/MC}$
0.0–0.5	1.079 ± 0.026
0.5–1.1	1.099 ± 0.028
1.1–1.7	1.121 ± 0.029
1.7–2.3	1.208 ± 0.046
2.3–2.8	1.254 ± 0.062
2.8–3.2	1.395 ± 0.063
3.2–5.0	1.056 ± 0.191

где D^{num} — обозначает распределение в числителе отношения ($d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$ или $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$);

D^{den} — обозначает распределение в знаменателе отношения ($d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y$ или $d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y$).

Таким образом, обратная свертка применяется к распределениям:

$$D^{\text{excl}} = \frac{d\sigma^{\text{excl}}}{d\Delta y},$$

$$D_{\text{veto}}^{\text{excl}} = \frac{d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}}{d\Delta y},$$

$$D^{\text{incl_wo_excl}} = \frac{d\sigma^{\text{incl}}}{d\Delta y} - \frac{d\sigma^{\text{excl}}}{d\Delta y},$$

$$D^{\text{MN_wo_excl}} = \frac{d\sigma^{\text{MN}}}{d\Delta y} - \frac{d\sigma^{\text{excl}}}{d\Delta y},$$

$$D_{\text{veto}}^{\text{incl_wo_excl}} = \frac{d\sigma^{\text{incl}}}{d\Delta y} - \frac{d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}}{d\Delta y},$$

$$D_{\text{veto}}^{\text{MN_wo_excl}} = \frac{d\sigma^{\text{MN}}}{d\Delta y} - \frac{d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}}{d\Delta y},$$

(3.5)

После применения обратной свертки все измеряемые величины могут быть рассчитаны на основе результатов.

3.5.1 Изучение миграций пар адронных струй

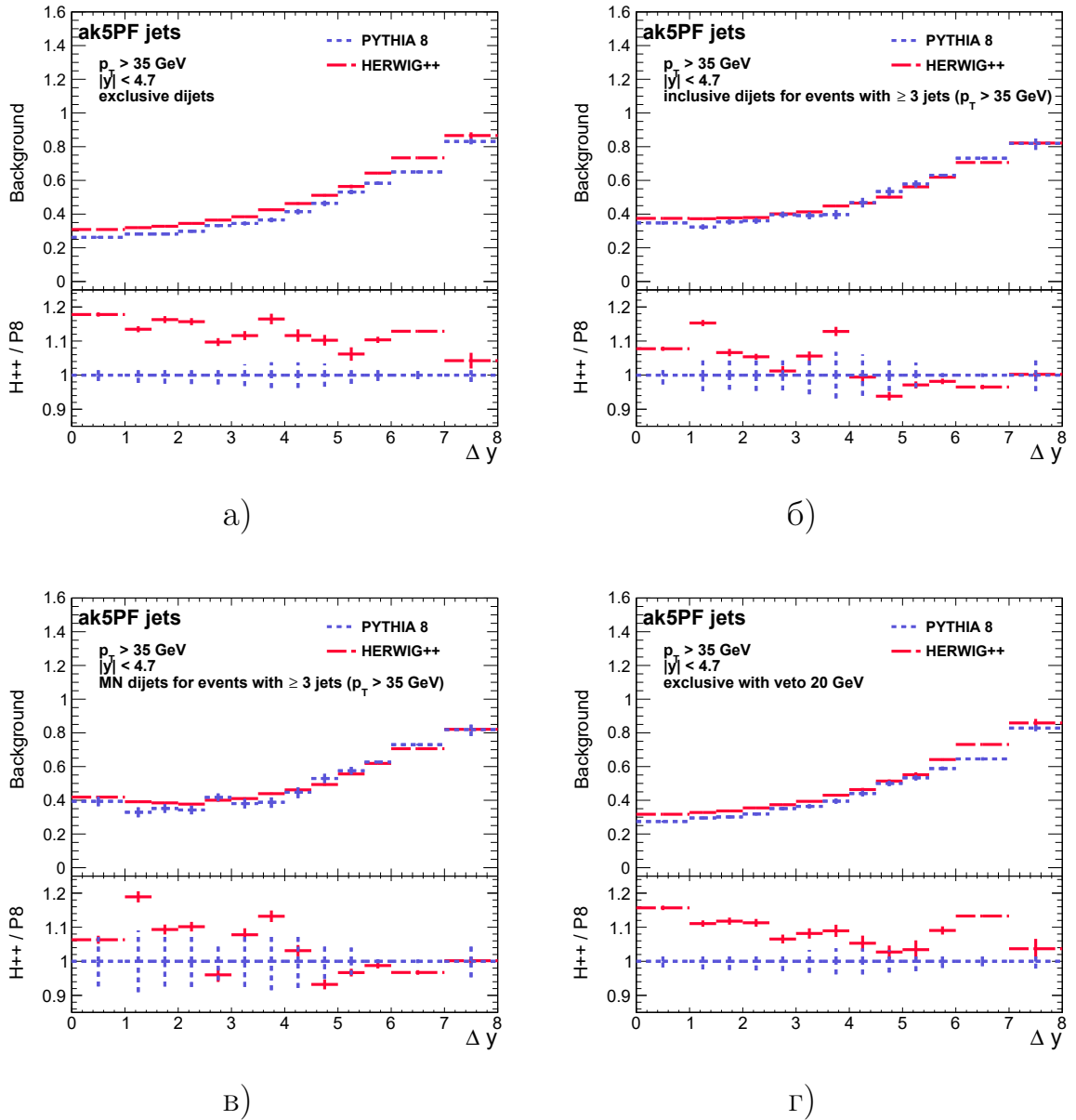
Изучение миграций адронных струй, связанных с ограниченным разрешением по поперечному импульсу и быстроте, выполняется на основе сопоставления струй между генераторным и реконструированным уровнем для МК выборок. Две адронные струи, одна на генераторном уровне и одна на реконструированном уровне, считаются сопоставленными если расстояние между ними в пространстве псевдобыстроты и азимутального угла не превышает 0.4. Если в пределах указанного расстояния находится больше чем одна струя из противоположного уровня, то выбирается ближайшая. Две сопоставленные адронные струи считаются представлением одной адронной струи на разных уровнях. Для сопоставления использовались адронные струи с поперечным импульсом больше 10 ГэВ/с.

Ограниченное разрешение детектора по поперечному импульсу может приводить к тому, что поперечный импульс струи, которая на генераторном уровне имела поперечный импульсом выше(ниже) порога $p_{\perp\min} = 35$ ГэВ/с или $p_{\perp\text{veto}} = 20$ ГэВ/с, будет восстановлен ниже(выше) соответствующего порога. Такая миграция может приводить к тому, что события, которые не относились к данному типу (инклюзивные, МН, «эксклюзивные» или «эксклюзивные» с вето) на генераторном уровне, будут будут относиться к данному типу на реконструированном уровне. Такие события мы будем называть фоновыми. Возможен и обратный процесс. События, которые относились к определенному типу на генераторном уровне, перестанут относиться к данному типу на реконструированном уровне. Это приводит к ограниченному аксептансу.

Следует отметить, что фон и асептанс могут возникать за счет адронных струй, рожденных во вторичных pp столкновениях в том же или соседнем пересечении пакетов пучков. Однако как мы увидим в дальнейшем, этот эффект мал по сравнению с миграцией струй на порогах по поперечному импульсу.

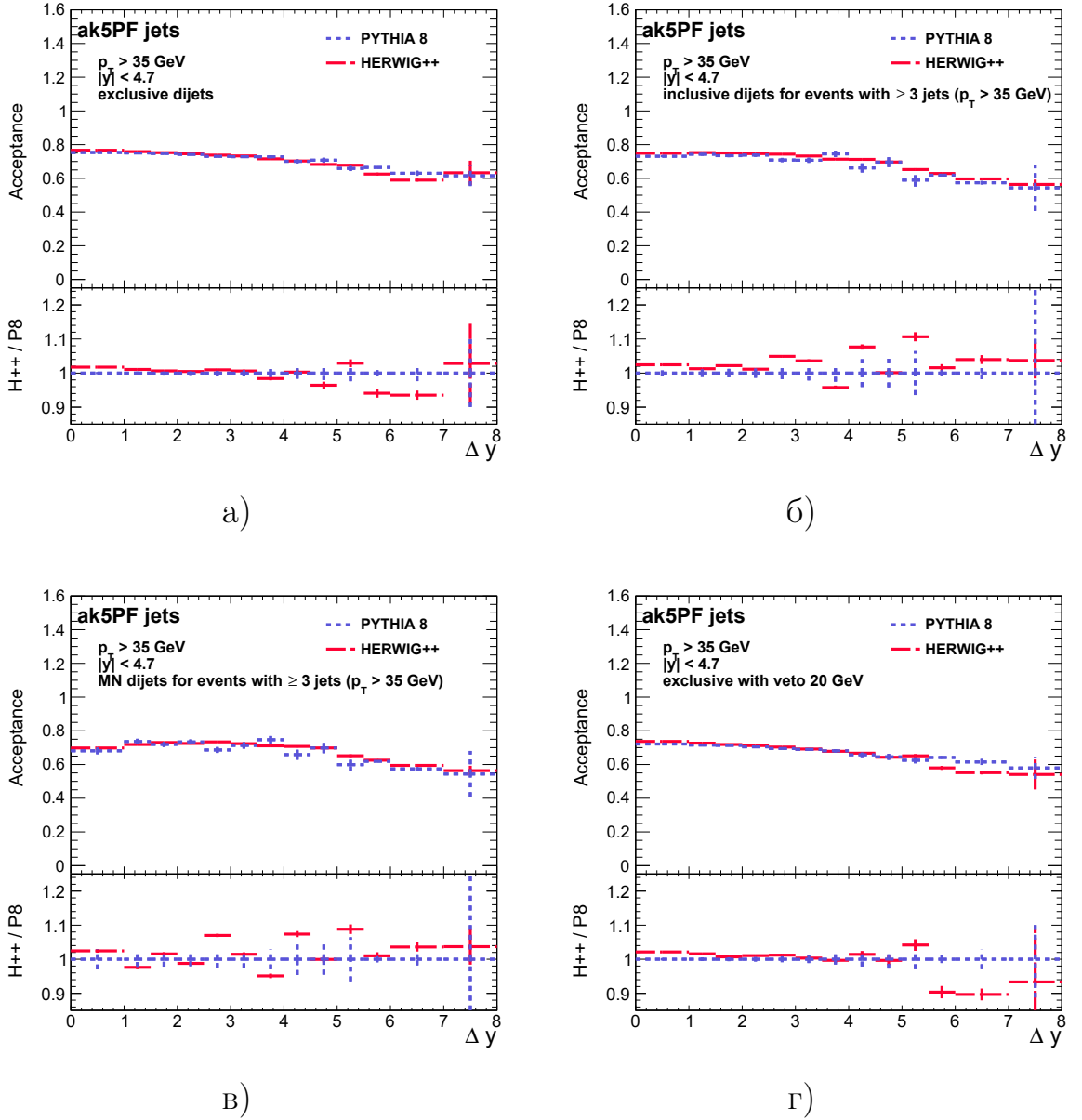
Фон $B(\Delta y)$ определяется долей пар струй реконструированного уровня, не имеющих сопоставления с парой струй генераторного уровня. Аксептанс $A(\Delta y)$

определяется как доля пар струй генераторного уровня сопоставленных с парами струй детекторного уровня. Пары струй считаются сопоставленными, если каждая из струй в паре имеет сопоставление, причем событие относится к одному типу (инклюзивное, Мюллера-Навеле, «эксклюзивное» или «эксклюзивное» с вето) на обоих уровнях. Оценка фона и акцептанса, полученная для двух МК моделей представлена на рисунках 3.7 и 3.8.



Красный широкий пунктир – HERWIG++; Синий короткий пунктир – PYTHIA8.

Рисунок 3.7 — Оценка фона, полученная для распределений: а) D^{excl} ; б) $D^{\text{incl_wo_excl}}$; в) $D^{\text{MN_wo_excl}}$; и г) $D^{\text{excl_veto}}$



Красный широкий пунктир – HERWIG++; Синий короткий пунктир – PYTHIA8.

Рисунок 3.8 — Оценка аксептанса, полученная для распределений: а) D^{excl} ; б) $D^{\text{incl_wo_excl}}$; в) $D^{\text{MN_wo_excl}}$; и г) $D^{\text{excl}}_{\text{veto}}$

Величина миграции пар адронных струй по интервалу быстроты Δy , определяется только для сопоставленных пар струй и характеризуется матрицей миграции. Матрица миграции отражает вероятность пары струй, имеющей разделение по скорости Δy_{gen} на генераторном уровне, иметь Δy_{reco} на реконструированном уровне. Оценка матриц миграции, полученная на основе генератора HERWIG++ представлена на рисунке 3.9, и на основе PYTHIA8 представлена на рисунке 3.10. Матрицы миграции на рисунках 3.9, 3.10 пред-

ставлены в виде двумерных гистограмм. Ячейки генераторного уровня («hadron level Δy ») нумеруют столбцы матрицы миграции, а ячейки реконструированного уровня («detector level Δy ») нумеруют строки.

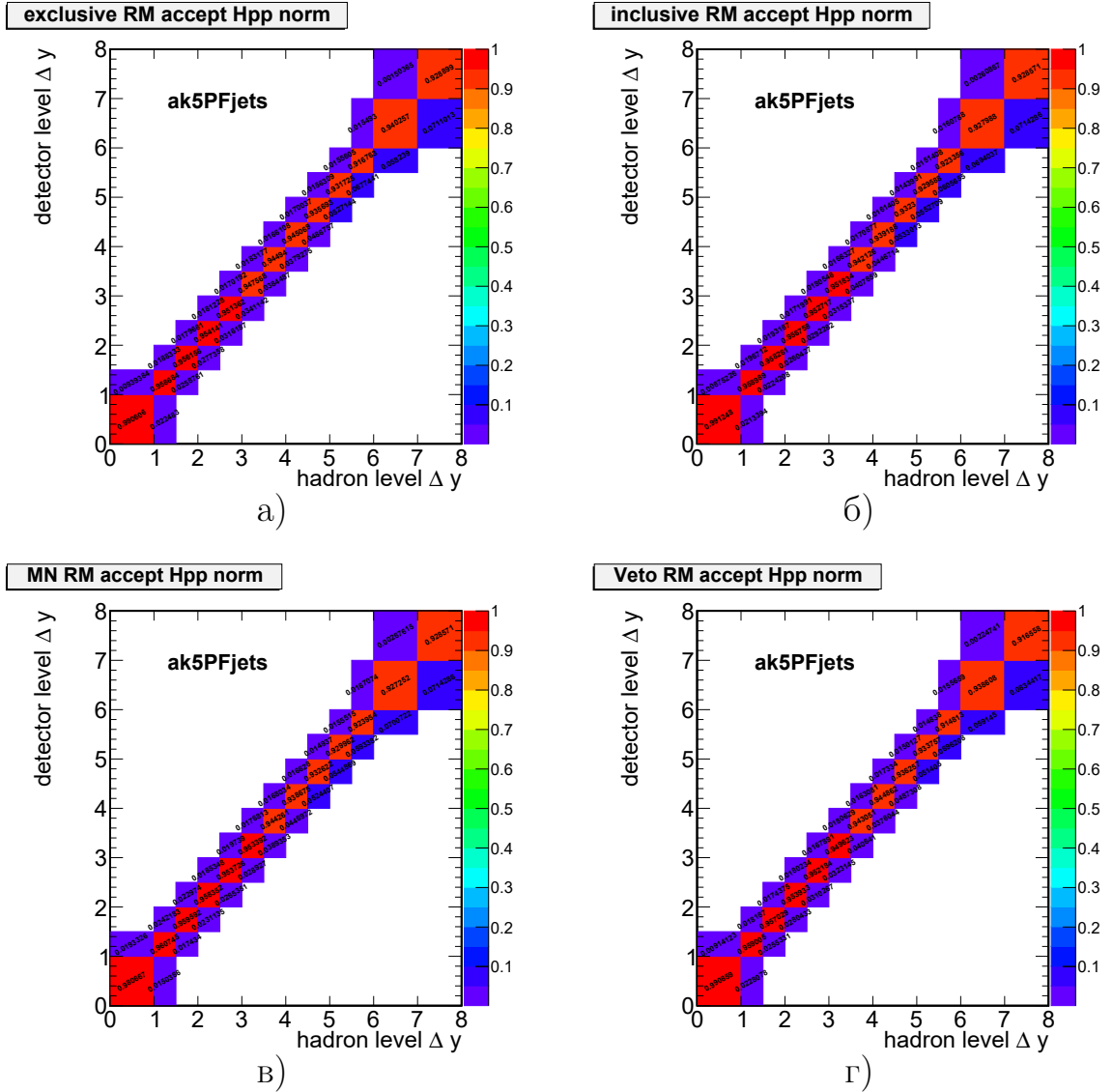


Рисунок 3.9 — Оценка матриц миграции, полученная на основе моделирования с МК генератором HERWIG++, для распределений: а) D^{excl} ; б) $D^{\text{incl_wo_excl}}$; в) $D^{\text{MN_wo_excl}}$; и г) $D^{\text{excl}}_{\text{veto}}$

Результаты моделирования показывают, что величина фона растет увеличением интервала быстроты от 35% до 85% (см. рис. 3.7). Величина аксептанса падает с увеличением интервала быстроты от 75% до 55% (см. рис. 3.8). Величина миграции между ячейками интервала быстроты Δy не превышает 10% (см. рис. 3.9 и 3.10). Таким образом, основной вклад в детекторные искажения дают фоновые события. Кроме того, различные МК модели предсказывают разную величину фона, различие достигает 18% (рис. 3.7а). Для определения

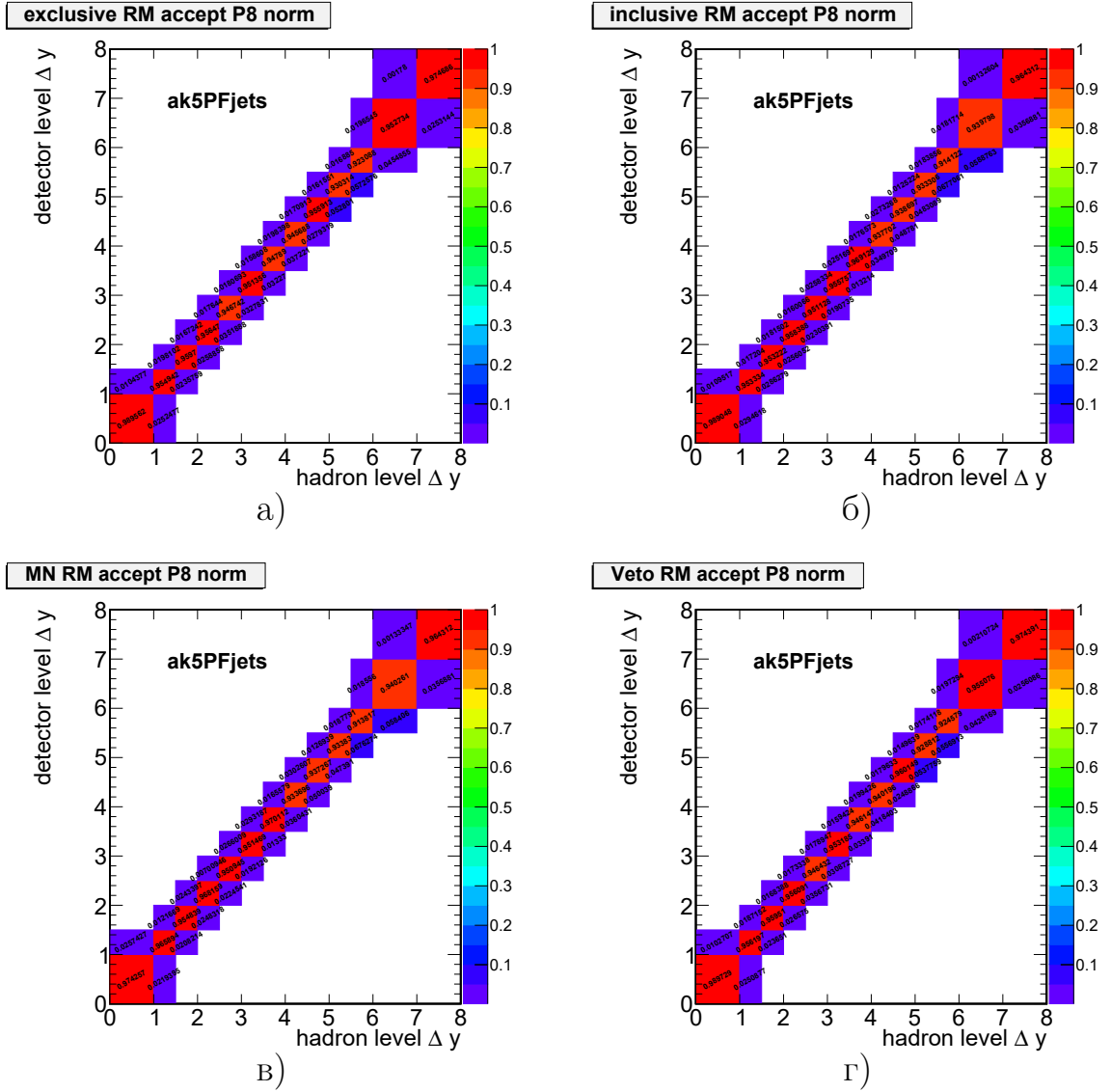


Рисунок 3.10 — Оценка матриц миграции, полученная на основе моделирования с МК генератором PYTHIA8, для распределений: а) D^{excl} ; б) $D^{\text{incl_wo_excl}}$; в) $D^{\text{MN_wo_excl}}$; и г) $D^{\text{excl}}_{\text{veto}}$

причин различия в описании фона, фон для «эксклюзивных» событий исследован более детально.

Фон «эксклюзивных» событий был разделен на 7 типов. Типы включали различные варианты миграции адронных струй относительно порога по поперечному импульсу $p_{\perp} = 35 \text{ ГэВ}/c$, приводящие к «эксклюзивному» событию на реконструированном уровне. Вклады в фон от событий, не соответствующих ни одному из определенных типов, а так же от вторичных pp столкновений в том же или соседнем пересечении пакетов пучков, оценивались вместе в дополнительном восьмом типе. Моделирование показало, что основной вклад в фон дают два типа. В первом из них одна адронная струя мигрировала из под

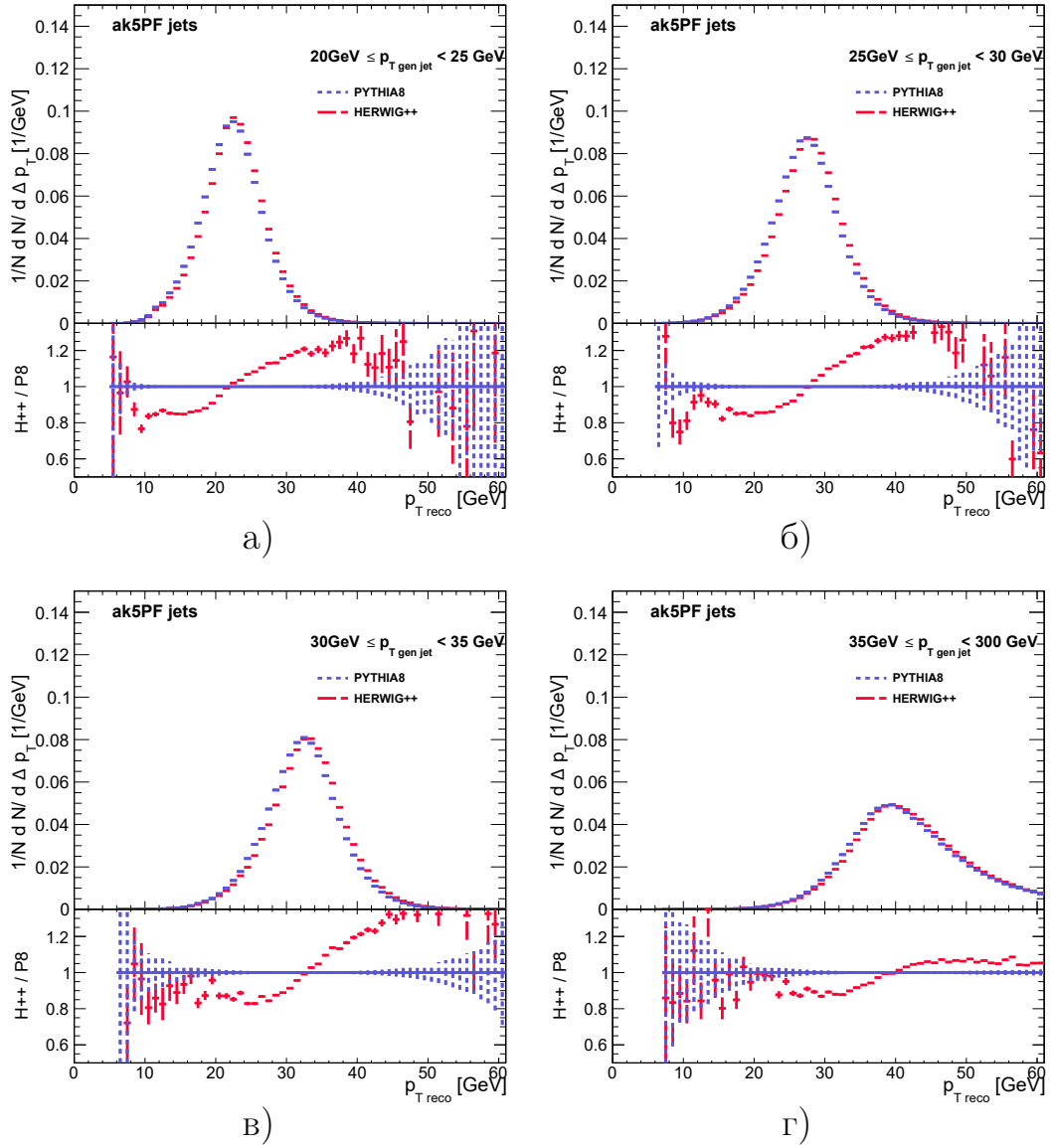
порога по поперечному импульсу, а во втором обе струи мигрировали из под порога. Вклад этих двух типов составляет 99% всего фона. Вклад от вторичных pp столкновений меньше 0.5%. При этом МК модель HERWIG++ систематически предсказывает больший фон чем PYTHIA8. На рисунке 3.11 представлены распределения по поперечному импульсу на реконструированном уровне $p_{\perp \text{reco}}$ для струй, имеющих сопоставление со струями генераторного уровня, для различных промежутков по поперечному импульсу струи на генераторном уровне. Рисунок 3.11 показывает различный отклик модели детектора на адронные струи, полученные в различных МК генераторах. В частности, поперечный импульс струй, смоделированных в HERWIG++, систематически восстанавливается с большим значением на реконструированном уровне, чем для струй, смоделированных в PYTHIA8. Это приводит к более интенсивной миграции и соответственно к большему фону. Такая систематика связана с выбранными моделями и будет приводить к модельно-зависимой неопределенности процедуры обратной свертки рассмотренной далее (см. пункт 3.5.2).

3.5.2 Коррекция детекторных искажений

Коррекция детекторных искажений основана на применении обратной свертки. МК моделирование используется для изучения точности восстановления генераторного уровня различными методами обратной свертки. Изучены методы:

- метод поправочных коэффициентов;
- алгебраический метод обращения матрицы миграции;
- метод максимального правдоподобия с регуляризацией Тихонова TUnfold [96];
- метод максимального правдоподобия с регуляризацией Тихонова, основанной на сингулярном разложении матрицы миграции SVD (Singular Value Decomposition) [97];
- метод итераций Д’Агостини [98].

Методы TUnfold и SVD реализованы в программном пакете ROOT [99]. Алгебраический метод и Д’Агостини реализован в программном пакете RooUnfold [100]. Методы TUnfold, SVD и Д’Агостини включают регуляризацию,



Красный широкий пунктир – HERWIG++; Синий короткий пунктир – PYTHIA8.

Рисунок 3.11 — Распределение по поперечному импульсу на реконструированном уровне для сопоставленных струй, $p_{T\text{reco}}$, для различных значений поперечного импульса генераторного уровня: а) $20 \leq p_{T\text{gen}} \leq 25$ ГэВ/с, б) $25 \leq p_{T\text{gen}} \leq 30$ ГэВ/с, в) $30 \leq p_{T\text{gen}} \leq 35$ ГэВ/с и г) $35 \leq p_{T\text{gen}} \leq 300$ ГэВ/с

которая может задаваться с помощью параметра вручную или автоматически. Различные значения регуляризационных параметров проверялись при выполнении обратной свертки.

При учете акцептанса и фона возможны различные варианты. В первом варианте фон может быть добавлен в дополнительный столбец матрицы миграции, а акцептанс учитывается методом поправочных коэффициентов (см. формулу (3.6)). Следует отметить, что различные методы обратной свертки име-

ют разные требования к форме матрицы отклика. Так, для TUnfold необходимо чтобы число ячеек генераторного уровня (число столбцов матрицы миграции) не превышало число ячеек реконструированного уровня (число строк матрицы миграции). Для применения алгебраического метода матрица миграции должна быть квадратной, то есть число столбцов матрицы должно быть равно числу строк. В нашем случае матрица миграции квадратная, до добавления дополнительного столбца, поэтому такой метод учета фона не подходит для TUnfold и алгебраического метода. Для того чтобы матрицу миграции вновь сделать квадратной, возможно добавить дополнительную строку матрицы миграции, содержащую не реконструированные по причине ограниченного аксептанса события (см. формулу (3.7)). Резюмируя вышесказанное, в первом методе учета фона и аксептанса формула (3.6) применялась для методов SVD и Д'Агостини, а формула (3.7) для методов TUnfold и алгебраического метода. Данный метод учета фона является методом по умолчанию в RooUnfold для метода Д'Агостини и алгебраического метода.

$$D_i^{\text{corr}} = \frac{\sum_j M'_{ij}{}^{-1} D_j^{\text{uncorr}}}{A_i}, \quad (3.6)$$

- где D_i^{corr} — распределение после коррекции детекторных эффектов;
 M'_{ij} — расширенная матрица миграции, в которую фоновые события добавлены в дополнительный столбец;
 $M'_{ij}{}^{-1}$ — матрица «обратная» к расширенной матрице миграции, полученная с помощью методов обратной свертки;
 D_j^{uncorr} — распределение на реконструированном уровне, то есть до коррекции детекторных эффектов;
 A_i — аксептанс (распределение на рис. 3.8).

$$D_i^{\text{corr}} = \sum_j M''_{ij}{}^{-1} D_j^{\text{uncorr}}, \quad (3.7)$$

- где M''_{ij} — расширенная матрица миграции, в которую фоновые события добавлены в дополнительный столбец, а события, не реконструированные из-за ограниченного аксептанса, добавлены в дополнительную строку;
 $M''_{ij}{}^{-1}$ — матрица «обратная» к расширенной матрице миграции M''_{ij} , полученная с помощью методов обратной свертки.

Второй метод учета фона заключается в вычитании фоновых событий из реконструированного распределения D^{uncorr} , до применения обратной свертки (см. формулу (3.8)). Акцептанс при этом учитывается с помощью поправочных коэффициентов. Данный метод применяется когда фон является следствием независимых процессов, имитирующих сигнал.

$$D_i^{\text{corr}} = \frac{\sum_j M_{ij}^{-1}(D_j^{\text{uncorr}} - F_j)}{A_i}, \quad (3.8)$$

где M_{ij} — матрица миграции;
 M_{ij}^{-1} — матрица «обратная» к матрице миграции, полученная с помощью методов обратной свертки;
 F_j — события составляющие фон.

Третий метод учета фона и акцептанса, применявшийся в настоящей работе, — метод поправочных коэффициентов для учета фона и акцептанса (см. формулу (3.9)). Данный метод учета фона и акцептанса применим, когда фон и акцептанс коррелированы с сигналом. В нашем случае фон и акцептанс возникают в результате миграции адронных струй по поперечному импульсу. Миграция в свою очередь пропорциональна числу событий в данной области фазового пространства, а следовательно коррелирована с сигналом.

$$D_i^{\text{corr}} = \frac{\sum_j M_{ij}^{-1} D_j^{\text{uncorr}} (1 - B_j)}{A_i}, \quad (3.9)$$

где B_j — фон (распределение на рис. 3.7).

Для определения точности восстановления генераторного уровня различными методами обратной свертки использовались закрывающая проверка и перекрестная проверка. В закрывающей проверке к МК распределению применяется обратная свертка на основе матрицы миграции, полученной с помощью того же МК генератора. В перекрестной проверке обратная свертка применяется на основе другого МК генератора. В перекрестной проверке первый МК генератор играет роль реконструированных данных, а второй МК генератор используется для обратной свертки.

Результаты закрывающей проверки показывают точное восстановление генераторного уровня на основе всех методов обратной свертки с минимальной регуляризацией или без регуляризации для всех методов учета фона. В

то же время, результаты перекрестной проверки показывают, что только третий метод учета фона (см. формулу (3.9)) приводит к результату обратной свертки близкому к генераторному уровню [Аб; 93]. Такой результат подтверждает предположение о коррелированности фона с сигналом. Если применяется третий метод учета фона, то все методы обратной свертки дают одинаковый результат при минимальной регуляризации или без регуляризации. Остаточное отклонение восстановленного распределения от распределения генераторного уровня составляет от 10% до 20%. При этом, если при перекрестной проверке подставить фоновое распределение, полученное тем же МК генератором, для которого выполняется восстановление, оставляя матрицу миграции и аксептанс, то получим восстановление с точностью от 0.5% до 4%. Следовательно, остаточное отклонение связано в основном с различием в описании фона, изученным в предыдущем пункте «Изучение миграций пар адронных струй» (см. пункт 3.5.1).

На основе выполненных проверок выбран метод, который применен к реконструированным данным. Обратная свертка для для коррекции детекторных искажений выполнена методом TUnfold. Фон и аксептанс учтены согласно формуле (3.9). Обратная свертка выполнена на основе двух МК моделей: PUTHIA8 и HERWIG++. Восстановленные распределения рассчитаны как полусумма результатов. Оценка систематической неопределенности, связанной с выбором МК модели (модельно-зависимая систематическая неопределенность коррекции детекторных искажений), рассчитана как полуразность результатов.

3.5.3 Распространение статистической неопределенности

Распространение статистической неопределенности реконструированных данных через описанную процедуру обратной свертки выполнено методом статистического бутстрэпа. Для этого создается 1000 псевдовыборок данных следующим образом. В каждую псевдовыборку события из оригинальной выборки входят с весом, рассчитанным на основе распределения Пуассона со средним равным 1. Далее к этим псевдовыборкам применяется процедура обратной свертки. Результаты обратной свертки в каждой ячейке по Δy аппроксимируются нормальным распределением. Величина стандартного отклонения

для полученного нормального распределения используется в качестве оценки статистической неопределенности восстановленного распределения в данной ячейке по Δy .

3.6 Оценка систематических неопределенностей

В настоящей работе рассмотрены следующие источники систематических неопределенностей:

- Неопределенность поправок энергии адронных струй (Jet Energy Scale (JES));
- Неопределенность поправок энергетического разрешения (Jet Energy Resolution (JER)) адронных струй МК симуляции детектора;
- Модельно-зависимая неопределенность (Model Dependence (MD)) коррекции детекторных искажений;
- Неопределенность, связанная с выбором ПФР (Parton Distribution Functions (PDFs));
- Неопределенность, связанная с выбором ренормализационного, μ_R , и факторизационного, μ_F , масштабов КХД;
- Неопределенность, связанная с ограниченной статистикой МК выборок (Monte Carlo Statistics (MCS));
- Неопределенность в измерении светимости пучков (Luminosity (Lumi.));
- Неопределенность коррекций триггерной эффективности (Trigger Efficiency Corrections (TEC));
- Неопределенность, связанная с моделированием вторичных pp столкновений (pileup (PU));

Поправки энергии струй (JES) определены на основе многоуровневого подхода, описанного в [95]. Систематическая неопределенность измерения, связанная с JES, оценивается масштабированием энергии адронных струй в пределах неопределенностей JES, зависящих от поперечного импульса и псевдобыстроты струи. Величина неопределенности JES не превосходит 4.6% для струй с поперечным импульсом $p_{\perp} = 20$ ГэВ/с и 3.2% для струй с $p_{\perp} = 35$ ГэВ/с. Выборки с масштабированными струями подвергаются полной обработке вплоть до получения измеренных наблюдаемых. Отклонение полученных

таким образом наблюдаемых от наблюдаемых, полученных с номинальными JES, используется в качестве оценки неопределенности JES.

Вклад от неопределенности корректирующих факторов энергетического разрешения (JER) МК симуляции детектора оценивается их варьированием в пределах неопределенностей, представленных в таблице 3. Полученные в результате варьирования выборки МК используются для выполнения коррекции детекторных эффектов. Это приводит к смещению результатов обратной свертки. Величина смещения используется в качестве оценки влияния JER.

Модельно-зависимая неопределенность (MD) коррекции детекторных искажений. Полуразность результатов коррекции, выполненной на основе RUTHIA8 и HERWIG++, используется в качестве оценки неопределенности.

Неопределенность, связанная с выбором ПФР (PDF). RUTHIA8 4C и HERWIG++ UE-EE3C используют STEQ6L1 ПФР [101]. Неопределенность, связанная с выбором ПФР, оценивается в соответствии с рекомендациями PDF4LHC15 [102]. Следующие наборы ПФР используются для оценки: NNPDF30_lo_as_0130 [103], CT14lo [104] и MMHT2014lo68cl [105]. Используется процедура перевзвешивания, описанная в [106]. Перевзвешенные выборки МК применяются для выполнения обратной свертки. Огибающая к распределениям, полученным на основе указанного набора ПФР, используется в качестве оценки неопределенности.

Неопределенность, связанная с выбором ренормализационного, μ_R , и факторизационного, μ_F , масштабов оценена варьированием масштабов на фактор 2 и 0.5 независимо при моделировании событий в генераторе RUTHIA8. Случаи, когда один масштаб умножается на 2, а другой на 0.5, исключены из рассмотрения. Огибающая к распределениям, полученным при варьировании, используется в качестве оценки неопределенности.

Ограниченный объем МК выборок приводит к тому, что миграции известны со статистической неопределенностью (MCS). Влияние этой неопределенности оценивалось методом статистического бутстрэпа, описанного в пункте 3.5.3. Создается 1000 псевдовыборок МК, на основе которых производится обратная свертка. Результаты обратной свертки в каждой ячейке по Δy аппроксимируются нормальным распределением. Величина стандартного отклонения для полученного нормального распределения используется в качестве оценки неопределенности в данной ячейке по Δy .

Светимость ($Lumi.$) измерена с неопределенностью 3.7% [107]. Данная неопределенность применяется как неопределенность нормировки при измерении сечений.

Поправки, учитывающие триггерную неэффективность (ТЭС) рассмотрены в пункте 3.4. Неопределенности поправок оцениваются консервативно и составляют 100% величины поправок.

Для изучения чувствительности измерений к количеству вторичных pp столкновений (P_U) вся выборка делится на события с повышенной вероятностью вторичных pp столкновений и пониженной вероятностью вторичных pp столкновений. Деление выборки на две части осуществляется на основе мгновенной светимости, измеренной в момент набора данных. Сравнение результатов, полученных с помощью частей выборок, показывает отсутствие зависимости от числа вторичных pp столкновений. Это связано с тем, что набор данных производится в специальных запусках ЛНС с пониженной вероятностью вторичных pp столкновений.

Исследование влияния отличия распределений вторичных pp столкновений в МК выборках и экспериментальных данных основано на перевзвешивании МК выборок. Перевзвешивание осуществляется таким образом, чтобы распределение по числу вторичных pp столкновений в МК совпадало с измеренным в данных. Перевзвешенные МК выборки используются для выполнения обратной свертки. Отклонение результатов обратной свертки для перевзвешенных МК выборок используется в качестве оценки неопределенности связанной с моделированием вторичных pp столкновений.

Результаты оценки различных вкладов в относительную систематическую неопределенность представлены в таблице 4 для измеряемых сечений и в таблице 5 для отношений сечений, а также представлены на рисунке 3.12 для всех измеряемых наблюдаемых. Полная систематическая неопределенность определяется корнем из суммы квадратов вкладов от изученных систематических эффектов.

Таблица 4 — Источники систематических эффектов, влияющих на измерение дифференциальных сечений и соответствующие неопределенности, а также статистические неопределенности. Указанные промежутки соответствуют максимальному и минимальному значению неопределенности на исследуемом промежутке Δy

Источник	$d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$	$d\sigma^{\text{MN}}/\Delta y$
JES, %	+ (10–60) – (8.9–22)	+ (9.9–65) – (8.8–20)
JER, %	+ (2.5–78) – (2.4–36)	+ (2.2–84) – (2.4–34)
MD, %	\pm (1.2–15)	\pm (1.5–22)
PDF, %	+ (0.37–23) – (0.26–19)	+ (0.44–23) – (0.3–19)
μ_R, μ_F , %	+ (2–14) – (2.2–18)	+ (1.9–14) – (2.5–18)
MCS, %	\pm (0.23–14)	\pm (0.24–15)
Lumi., %	+3.8 –3.6	+3.8 –3.6
TEC., %	+ (0–1.5) – (0–1.5)	+ (0–1.5) – (0–1.5)
PU, %	+ (4.2e-02–3.2) – (4.2e-02–3.2)	+ (4.1e-02–3.2) – (4.1e-02–3.2)
Полная систематическая неопределенность, %	+ (14–104) – (12–55.4)	+ (13–113) – (12–53.2)
Статистическая неопределенность, %	\pm (0.46–22)	\pm (0.49–22)

Таблица 5 — Источники систематических эффектов, влияющих на измерение отношений сечений и соответствующие неопределенности, а так же статистические неопределенности. Указанные промежутки соответствуют максимальному и минимальному значению неопределенности на исследуемом промежутке Δy

Источник	R^{incl}	R^{MN}	$R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$	$R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$
JES, %	+ (0.3–13) – (0.31–1.4)	+ (2.3e-02–13) – (2.9e-02–1.5)	+ (1.6–7.2) – (1.4–5.1)	+ (1.2–6.1) – (1.1–4.9)
JER, %	+ (0.24–3) – (0.071–1.8)	+ (2.6e-02–0.99) – (9.3e-03–1.7)	+ (0.72–7.8) – (0.62–6.2)	+ (0.48–8.1) – (0.54–7.1)
MD, %	\pm (0.24–4.5)	\pm (0.025–4.4)	\pm (0.49–3.8)	\pm (0.28–3.8)
PDF, %	+ (3.3e-02–2.4) – (0.11–3.9)	+ (2.3e-03–2.2) – (1.3e-03–4)	+ (2.0e-02–6.6) – (5.4e-02–9.4)	+ (3.0e-02–6.6) – (2.1e-02–9.4)
μ_R, μ_F , %	+ (0.68–2.6) – (0.95–5.9)	+ (9.4e-02–2.6) – (7.0e-02–5.9)	+ (0.92–3.7) – (0.73–14)	+ (0.27–3.7) – (8.7e-02–14)
MCS, %	\pm (0.18–2.8)	\pm (5.1e-02–2.8)	\pm (0.23–9.6)	\pm (0.19–9.5)
TEC, %	+ (0–0.095) – (0–0.095)	+ (0–0.096) – (0–0.096)	+ (0–0.16) – (0–0.16)	+ (0–0.16) – (0–0.16)
PU, %	+ (4.4e-03–0.05) – (4.4e-03–0.05)	+ (1.6e-04–0.04) – (1.6e-04–0.04)	+ (2.6e-03–0.96) – (2.6e-03–0.96)	+ (1.2e-03–0.96) – (1.2e-03–0.96)
Полн. сист., %	+ (0.92–15) – (1.1–7.8)	+ (0.12–14) – (0.095–7.4)	+ (2–16) – (1.8–21)	+ (1.4–16) – (1.3–22)
Стат., %	\pm (0.17–10)	\pm (0.06–10)	\pm (0.49–13)	\pm (0.21–13)

3.7 Результаты измерения и обсуждение

Измерены дифференциальные сечения рождения пар адронных струй: инклюзивное, $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$, и МН, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, для адронных струй с поперечным импульсом $p_{\perp} > 35$ ГэВ/с и быстротой $y < 4.7$. Для тех же адронных струй измерены отношения дифференциальных сечений: инклюзивного сечения к «эксклюзивному» сечению, $R^{\text{incl}} = \frac{d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y}{d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y}$, и сечения МН к «эксклюзивному» сечению, $R^{\text{MN}} = \frac{d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y}{d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y}$. С целью увеличения чувствительности отношений сечений к возможным эффектам БФКЛ использовано вето на адронные струи с поперечным импульсом $p_{\perp} > p_{\perp \text{veto}} = 20$ ГэВ/с, дополнительные к «эксклюзивной» паре. Полученное таким образом «эксклюзивное» с вето сечение использовано в знаменателе отношений: инклюзивного сечения к «эксклюзивному» с вето сечению, $R_{\text{veto}}^{\text{incl}} = \frac{d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y}{d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y}$, и МН сечения к «эксклюзивному»

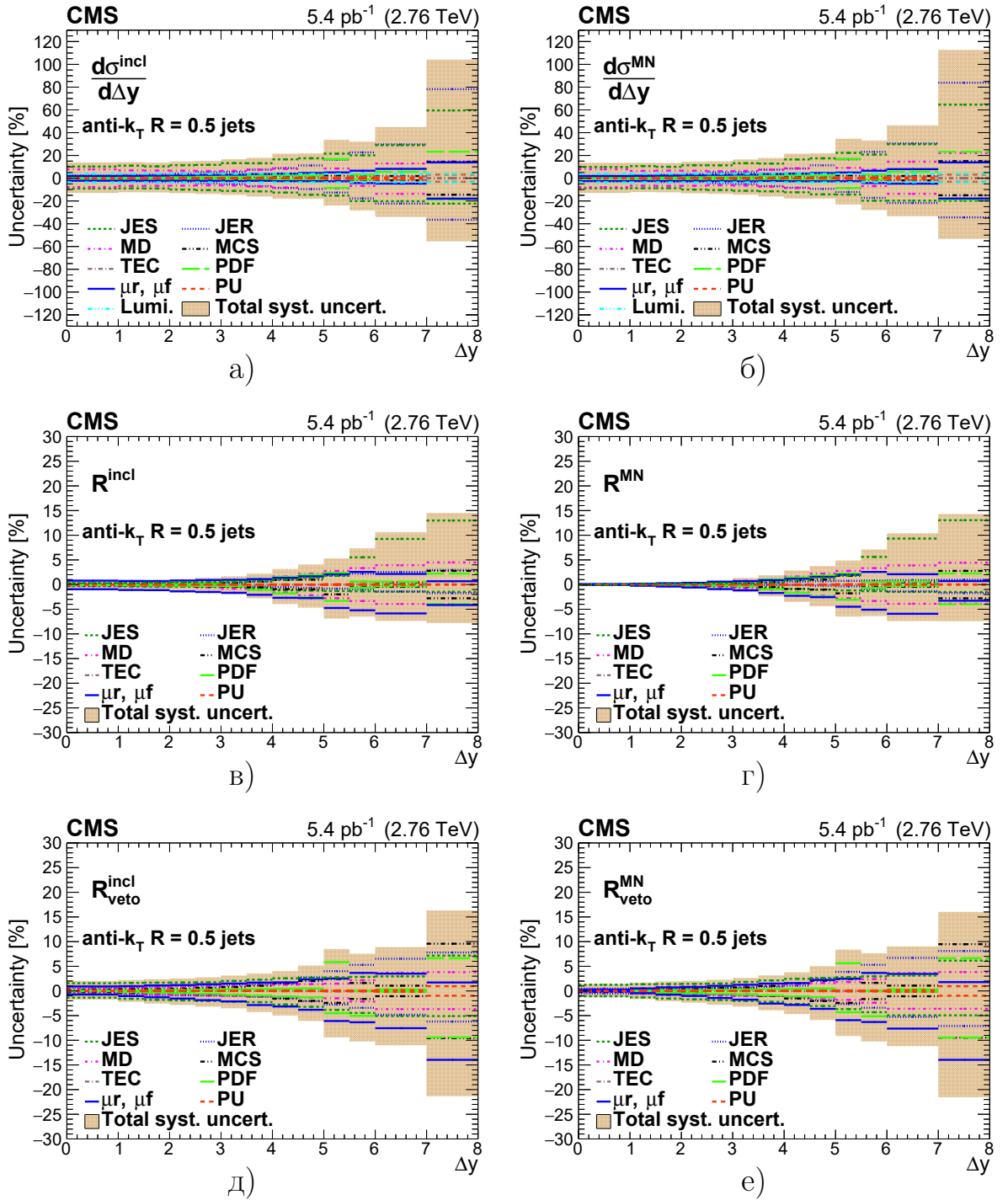


Рисунок 3.12 — Оценка вкладов в относительную систематическую неопределенность измерений: а) $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$; б) $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$; в) R^{incl} ; г) R^{MN} ; д) $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$; е) $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ [A1; 108]

с вето сечению, $R_{\text{veto}}^{\text{MN}} = \frac{d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y}{d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y}$. Напомним, что «эксклюзивное» сечение по сути тоже является вето сечением с $p_{\perp\text{veto}} = p_{\perp\text{min}} = 35 \text{ ГэВ}/c$, поэтому все указанные отношения по сути – отношения инклюзивного сечения к вето сечению. Измерения выполнены с использованием выборки pp столкновений при

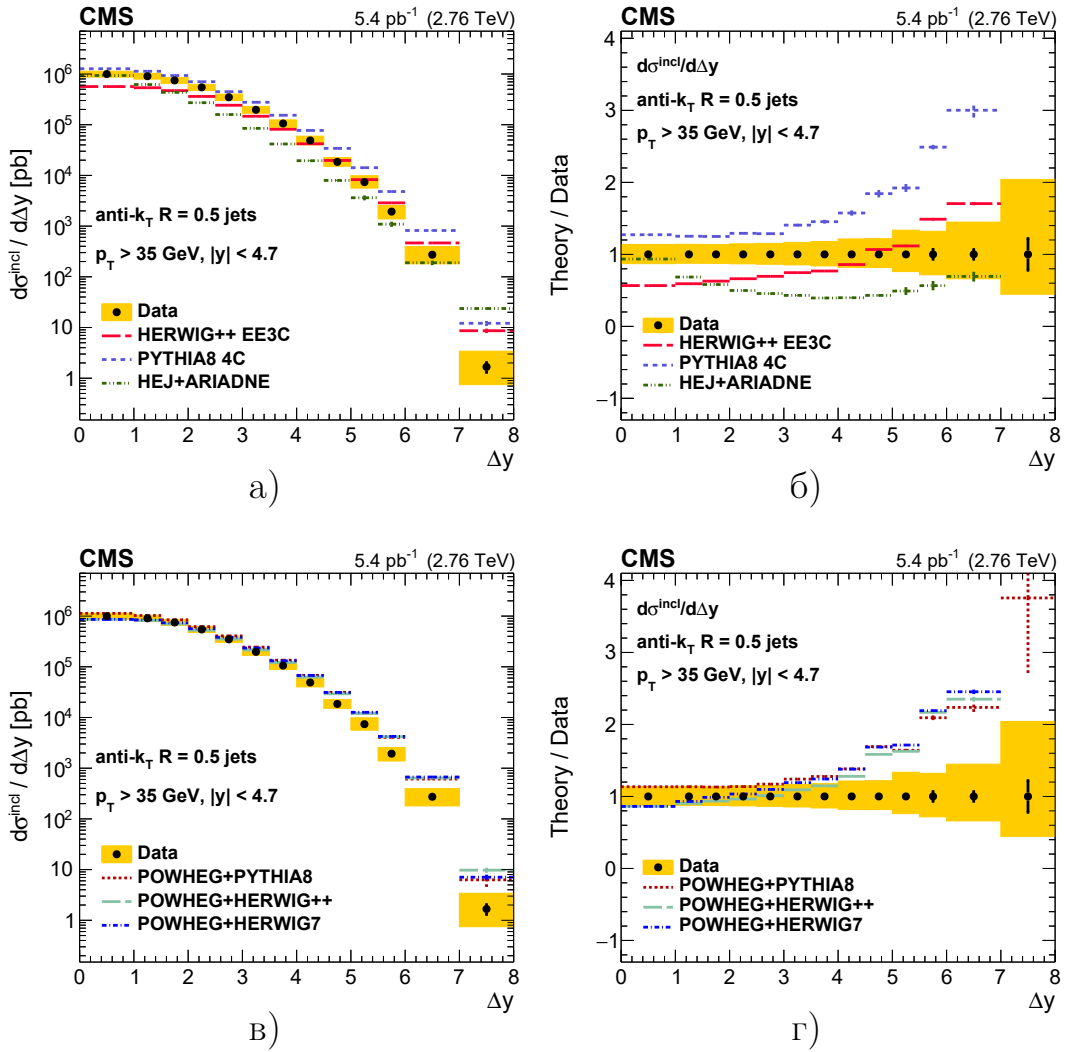
энергии системы центра масс $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ и интегральной светимостью 5.43 фб $^{-1}$, набранную детектором CMS LHC в 2013 году.

Результаты измерений сравниваются с расчетами, выполненными различными МК моделями, основанными как на эволюции ГЛАПД, так и на эволюции БФКЛ. МК генераторы PYTHIA8 (8153) [41] 4C [72] и HERWIG++ (2.7.1) [42] UE-EE3C [74] основаны на расчетах в главном порядке (ГП) теории возмущений и партонном каскаде в главном логарифмическом приближении (ГЛП) ГЛАПД. Расчеты, основанные на следующем за главным порядком (СГП) теории возмущений, выполнены в МК генераторе POWHEG (2.0) на партонном уровне. Партонный каскад в ГЛП ГЛАПД и адронизация партонного уровня POWHEG выполнены в МК генераторах PYTHIA8 (8230), HERWIG7 (7.1.2) [16] и HERWIG++ (2.7.1). Расчеты, основанные на ГЛП БФКЛ, выполнены в МК генераторе HEJ (1.4.0) [109] на партонном уровне. Адронизация партонного уровня HEJ выполнена в МК генераторе ARIADNE (4.12J01) [45].

3.7.1 Инклюзивное и Мюллера-Навеле сечения рождения пар адронных струй

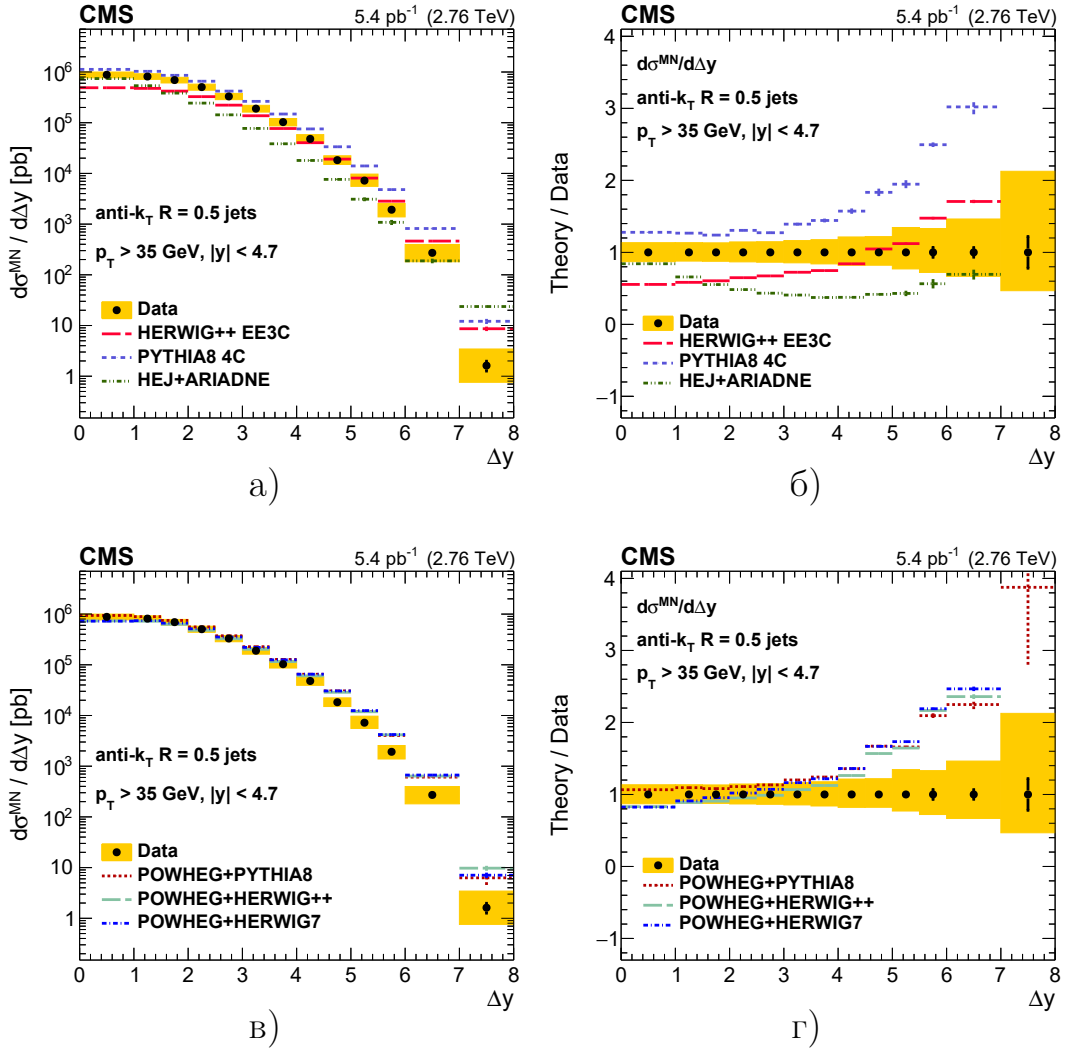
Результаты измерения сечения рождения инклюзивных и Мюллера-Навеле пар адронных струй представлены на рисунках 3.13 и 3.14 соответственно.

Сравнение с результатами МК моделирования в ГП теории возмущений с учетом ГЛП ГЛАПД партонного каскада (см. рис. 3.13а, 3.13б, 3.14а и 3.14б) показывает, что PYTHIA8 4C переоценивает сечения во всем доступном интервале Δy . HERWIG++ недооценивает сечения в центральной области по быстрой $\Delta y < 4$ и переоценивает сечения при больших интервалах быстрой $\Delta y > 6$. Учет СГП теории возмущений и ГЛП ГЛАПД POWHEG + PYTHIA8/HERWIG++/HERWIG7 улучшает согласие с измерениями только в центральной области $\Delta y < 4$ (см. рис. 3.13в, 3.13г, 3.14в и 3.14г). Расчеты сечений в ГЛП БФКЛ, выполненные в HEJ+ARIADNE (см. рис. 3.13а, 3.13б, 3.14а и 3.14б), недооценивают сечение в области интервалов быстрой $1 < \Delta y < 6$ и переоценивает при $\Delta y > 7$. Сравнение МК моделей с измерениями сечений рождения МН пар адронных струй такое же, как для инклюзивного сечения. Ни одна МК модель не дает полного описания измеренных двуструйных сечений.



Цветные линии - результаты МК расчетов. Черные точки - результаты измерения. Вертикальные линии - статистические неопределенности. Желтая полоса - систематические неопределенности результатов измерения.

Рисунок 3.13 — Инклюзивное дифференциальное сечение рождения пар адронных струй $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$ [A1; A3; 108; 110]. а) сравнение с МК расчетами PYTHIA8, HERWIG++ и HEJ+ARIADNE, б) отношение теоретических расчетов к результатам измерения, в) сравнение с МК расчетами POWHEG +PYTHIA8, POWHEG +HERWIG++, POWHEG +HERWIG7 и г) отношение теоретических расчетов к результатам измерения



Цветные линии - результаты МК расчетов. Черные точки - результаты измерения. Вертикальные линии - статистические неопределенности. Желтая полоса - систематические неопределенности результатов измерения.

Рисунок 3.14 — Дифференциальное сечение рождения пар адронных струй Мюллера-Навелле $d\sigma_{MN}/d\Delta y$ [A1; A3; 108; 110]. а) сравнение с МК расчетами PYTHIA8, HERWIG++ и HEJ+ARIADNE, б) отношение теоретических расчетов к результатам измерения, в) сравнение с МК расчетами POWHEG + PYTHIA8, POWHEG + HERWIG++, POWHEG + HERWIG7 и г) отношение теоретических расчетов к результатам измерения

3.7.2 Отношения сечений рождения пар адронных струй R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$

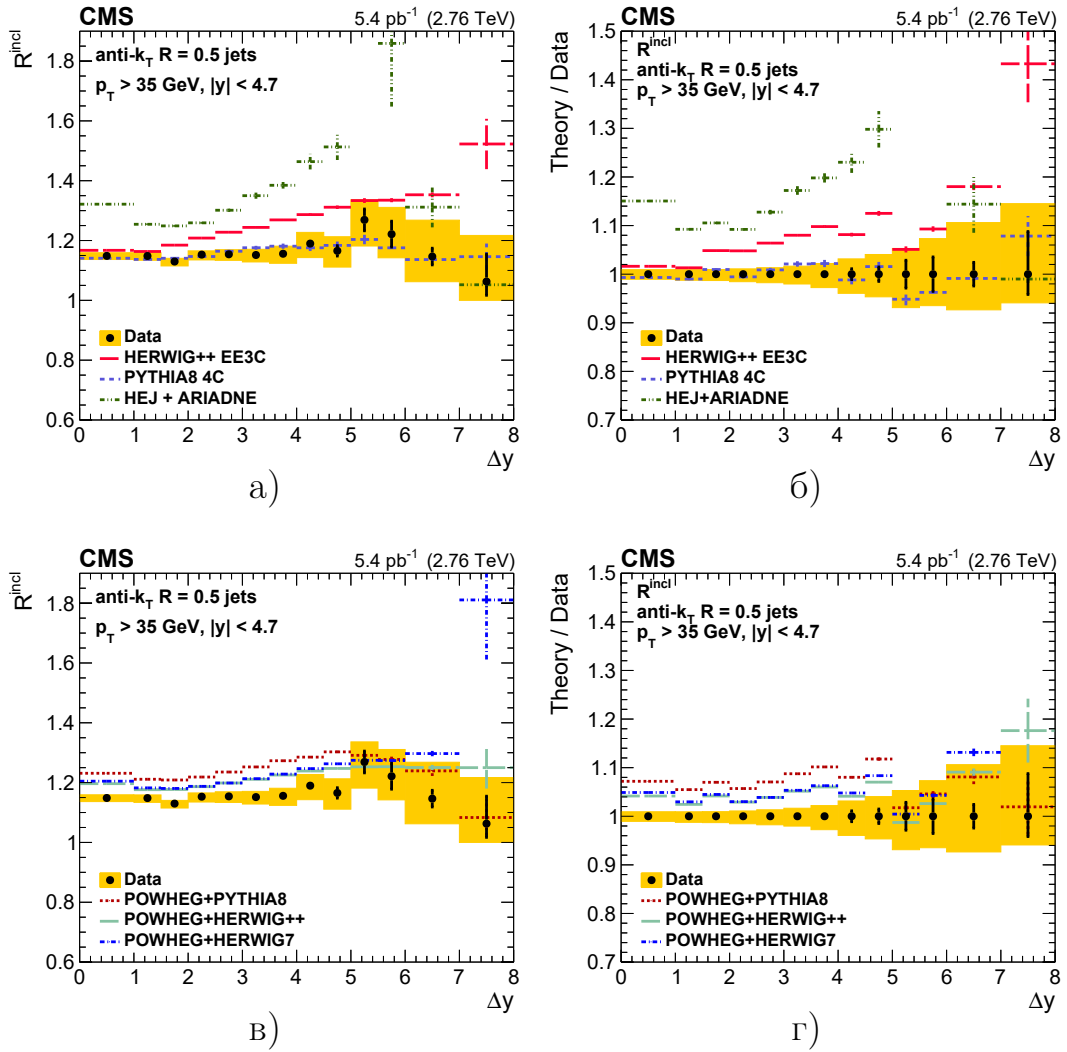
Результаты измерения отношений сечений рождения пар адронных струй приведены на рисунках 3.15, 3.16, 3.17 и 3.18. Отношения сечений демонстри-

руют ожидаемую форму. То есть отношения растут с увеличением интервала быстроты Δy между струями в пре, что связано с увеличением фазового пространства для жесткого партонного излучения и, возможно, с динамическими эффектами БФКЛ. При больших значениях интервала быстроты $\Delta y > 5$ отношения начинают падать, что связано с кинематическими ограничениями на излучение адронной струи, дополнительной к «эксклюзивной» паре. При максимальных значениях интервала быстроты Δy отношения сечений должны стать равными единице, когда вся энергия будет потрачена на рождение «эксклюзивной» пары адронных струй с поперечным импульсом $p_{\perp} = 35$ ГэВ/с.

Сравнение измеренных отношений с расчетами МК моделей, основанных на эволюции ГЛАПД, показывает, что расчет, выполненный в RUTHIA8 согласуется с отношениями R^{incl} и R^{incl} . Форма отношений с вето $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$, рассчитанная в RUTHIA8, отличается от измеренной. Расчет RUTHIA8 совпадает с измерениями $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ при $\Delta y \leq 1$, переоценивает измерения при $1 \leq \Delta y \leq 4$ и недооценивает измерения при $\Delta y > 5$. Расчеты, выполненные в МК модели HERWIG++, переоценивают все измеренные отношения сечений. Учет поправок СГП теории возмущений, выполненный с помощью МК генератора POWHEG (2.0), не улучшает согласие расчетов, основанных на ГЛАПД, с измерениями отношений сечений.

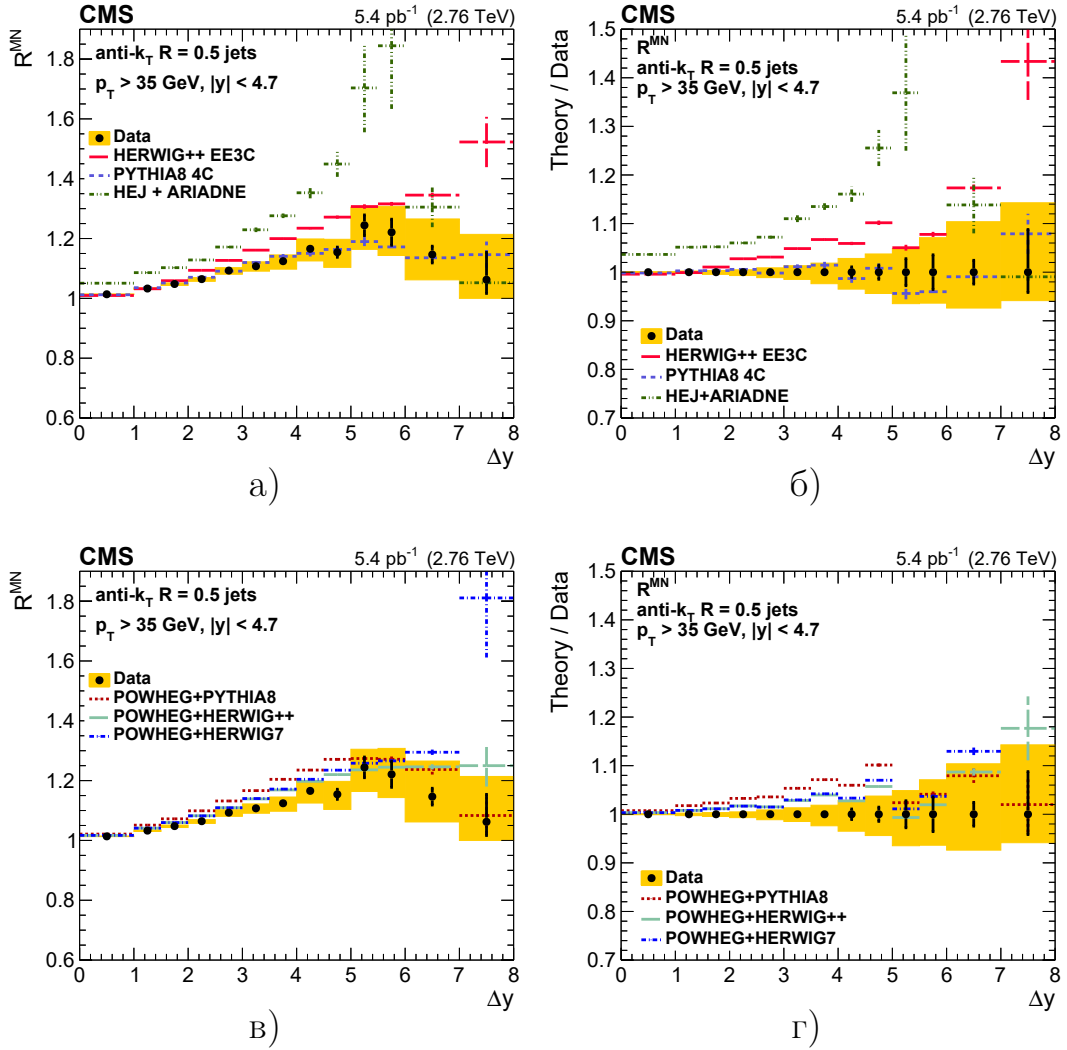
Проверка χ^2 критерия для сравнения результатов расчетов RUTHIA8 и измерений отношений сечений рождения пар адронных струй представлена в таблице 6. Расчет χ^2 выполнен для всего промежутка интервала быстроты $0 < \Delta y < 8$ и для области $1.5 < \Delta y < 4$, без учета систематических неопределенностей и с учетом систематических неопределенностей. Для учета систематических неопределенностей квадраты последних складывались с квадратами статистических неопределенностей. Видно, что при рассмотрении промежутка $1.5 < \Delta y < 4$ с учетом систематических неопределенностей достигаемый уровень значимости отклонения результатов моделирования RUTHIA8 от измерения составляет 0.078 для $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ и 0.045 для $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$, что меньше трех стандартных отклонений.

Расчет, основанный на ГЛП БФКЛ, выполненный МК генератором HEJ+ARIADNE, сильно переоценивает отношения сечений.



Цветные линии - результаты МК расчетов. Черные точки - результаты измерения. Вертикальные линии - статистические неопределенности. Желтая полоса - систематические неопределенности результатов измерения.

Рисунок 3.15 — Отношение R^{incl} инклюзивного к «эксклюзивному» сечению рождения пар адронных струй [A1; A3; 108; 110]. а) сравнение с МК расчетами PYTHIA8, HERWIG++ и HEJ+ARIADNE, б) отношение теоретических расчетов к результатам измерения, в) сравнение с МК расчетами POWHEG + PYTHIA8, POWHEG + HERWIG++, POWHEG + HERWIG7 и г) отношение теоретических расчетов к результатам измерения

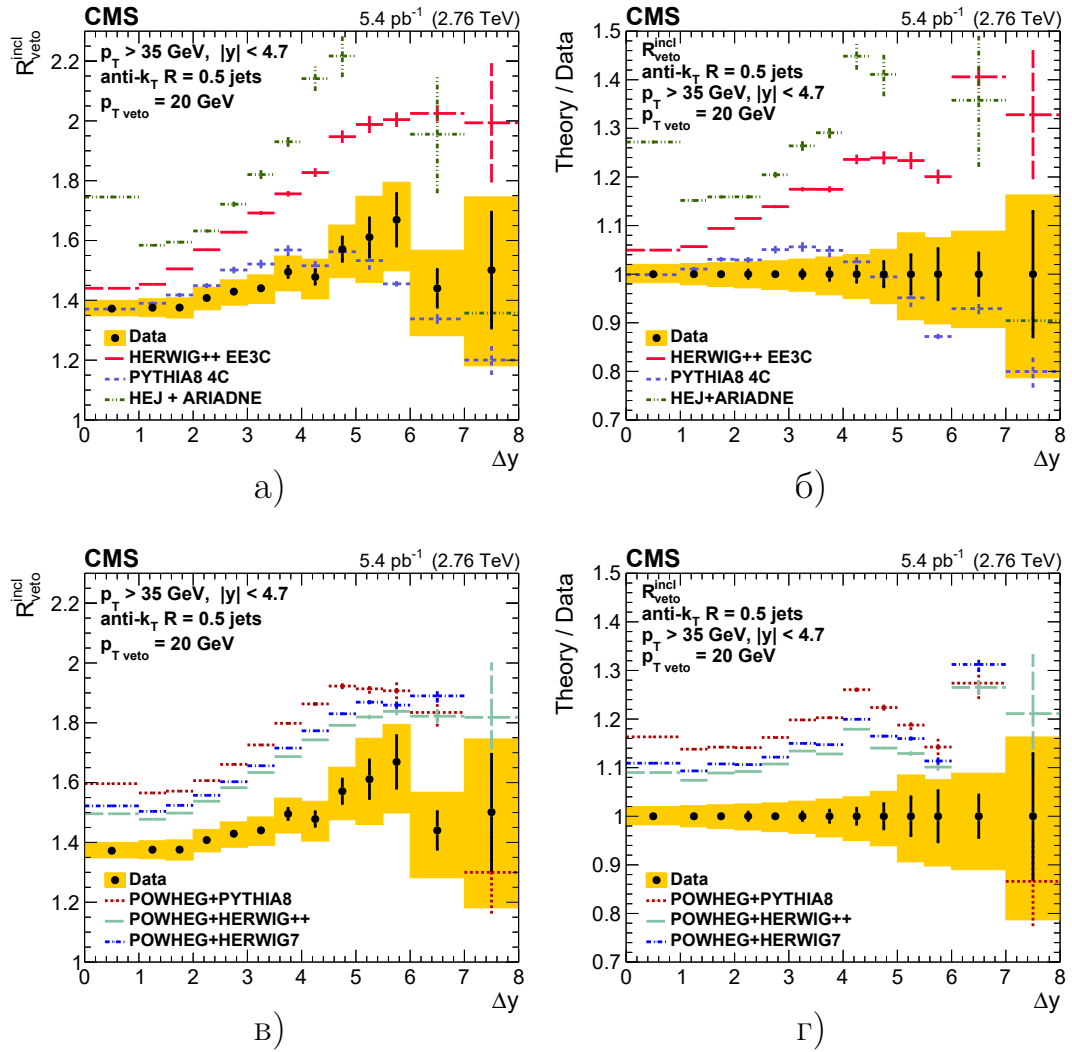


Цветные линии - результаты МК расчетов. Черные точки - результаты измерения. Вертикальные линии - статистические неопределенности. Желтая полоса - систематические неопределенности результатов измерения.

Рисунок 3.16 — Отношение R^{MN} сечения Мюллера-Навелле к «эксклюзивному» сечению рождения пар адронных струй [A1; A3; 108; 110]. а) сравнение с МК расчетами PYTHIA8, HERWIG++ и HEJ+ARIADNE, б) отношение теоретических расчетов к результатам измерения, в) сравнение с МК расчетами POWHEG+PYTHIA8, POWHEG+HERWIG++, POWHEG+HERWIG7 и г) отношение теоретических расчетов к результатам измерения

3.7.3 Сравнение измерений отношений сечений R^{incl} и R^{MN} в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ

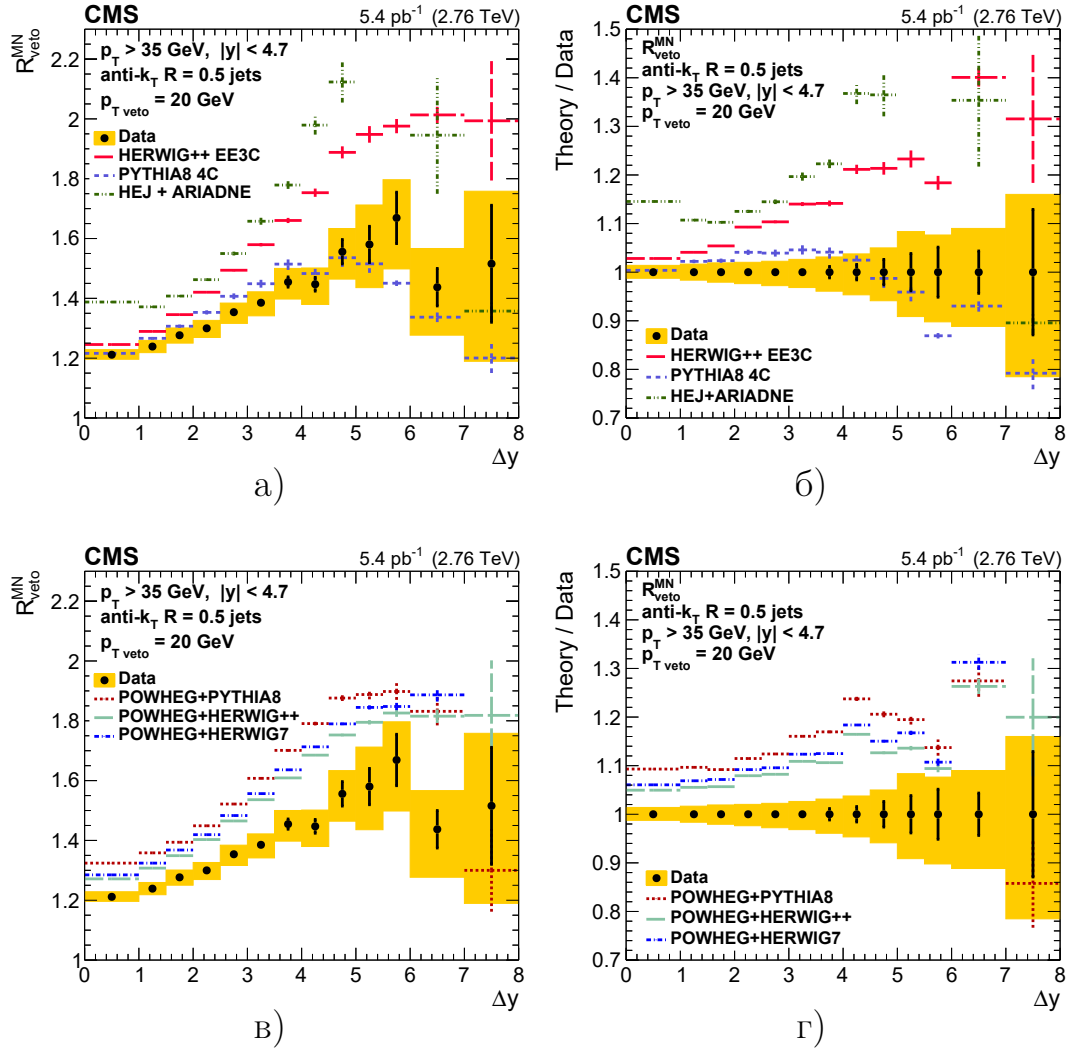
Сравнение результатов измерения отношений сечений R^{incl} и R^{MN} , выполненного в настоящей работе для энергии системы центра масс $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ



Цветные линии - результаты МК расчетов. Черные точки - результаты измерения. Вертикальные линии - статистические неопределенности. Желтая полоса - систематические неопределенности результатов измерения.

Рисунок 3.17 — Отношение $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ инклюзивного к «эксклюзивному с вето» сечению рождения пар адронных струй [A1; A3; 108; 110]. а) сравнение с МК расчетами PYTHIA8, HERWIG++ и HEJ+ARIADNE, б) отношение теоретических расчетов к результатам измерения, в) сравнение с МК расчетами POWHEG+PYTHIA8, POWHEG+HERWIG++, POWHEG+HERWIG7 и г) отношение теоретических расчетов к результатам измерения

и выполненного в работе [37] для энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, представленное на рисунке 3.19, показывает, что рост отношений с увеличением интервала быстроты Δy сильнее при более высокой энергии, что может быть связано с увеличением фазового пространства и с возможной динамикой БФКЛ. При большей энергии



Цветные линии - результаты МК расчетов. Черные точки - результаты измерения. Вертикальные линии - статистические неопределенности. Желтая полоса - систематические неопределенности результатов измерения.

Рисунок 3.18 — Отношение $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ сечения Мюллера-Навеле к «эксклюзивному с вето» сечению рождения пар адронных струй [A1; A3; 108; 110]. а) сравнение МК расчетами PYTHIA8, HERWIG++ и HEJ+ARIADNE, б) отношение теоретических расчетов к данным, в) сравнение с МК расчетами POWHEG + PYTHIA8, POWHEG + HERWIG++, POWHEG + HERWIG7 и г) отношение теоретических расчетов к данным

достигаются большие значения Δy . Переход от роста к падению также наблюдается при больших значениях Δy для большей энергии в системе центра масс. PYTHIA8 удовлетворительно описывает измерения отношений сечений R^{incl} и R^{MN} как при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, так и при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [37]. Остальные рассмотренные МК генераторы дают неудовлетворительное описание этих отношений.

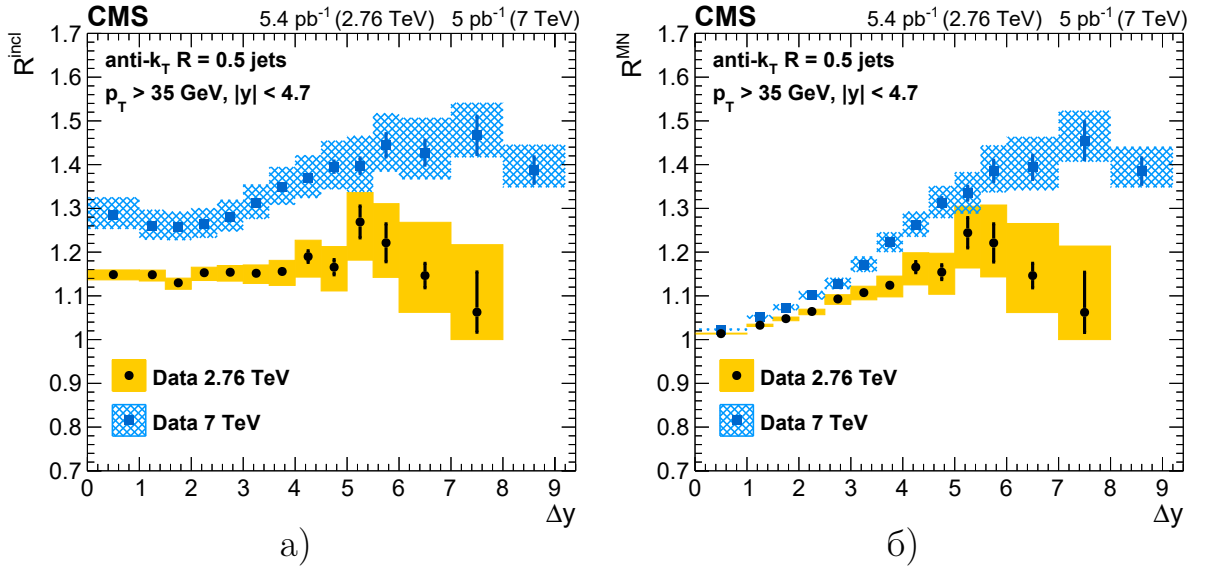
Таблица 6 — Проверка χ^2 критерия сравнения расчетов РYTHIA8 с измерениями отношений с вето R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$

Величина	промежуток Δy	Учет систематических неопределенностей	χ^2	число степеней свободы (ч.с.с.)	$\chi^2/\text{ч.с.с.}$	P-значение (достигаемый уровень значимости)
R^{incl}	0.0–8.0	Нет	44.4	13	3.41	2.7e-05
		Да	5.7		0.44	0.96
R^{incl}	1.5–4.0	Нет	22.0	5	4.39	0.00053
		Да	3.5		0.70	0.62
$R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$	0.0–8.0	Нет	91.5	13	7.04	7.1e-14
		Да	12.9		0.99	0.46
$R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$	1.5–4.0	Нет	76.5	5	15.30	4.6e-15
		Да	9.9		1.98	0.078
R^{MN}	0.0–8.0	Нет	22.4	13	1.72	0.05
		Да	6.2		0.48	0.94
R^{MN}	1.5–4.0	Нет	10.2	5	2.04	0.07
		Да	2.6		0.52	0.76
$R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$	0.0–8.0	Нет	120.8	13	9.30	1.4e-19
		Да	15.9		1.22	0.25
$R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$	1.5–4.0	Нет	85.9	5	17.18	4.9e-17
		Да	11.4		2.27	0.045

3.7.4 Обсуждение результатов измерений

Ни один из использованных МК генераторов, основанных на расчетах в приближении ГЛАПД, не описывает полный набор измеренных величин. Так, ни один из рассмотренных генераторов не описывает дифференциальные сечения $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$ и $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$. Предсказания МК генератора РYTHIA8 согласуются в пределах статистических и систематических неопределенностей с отношениями сечений с вето R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$. Наблюдается локальное отклонение предсказаний РYTHIA8 от измерений $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ на уровне двух стандартных отклонений. Все остальные использованные МК генераторы, основанные на эволюции ГЛАПД, не описывают отношения сечений с вето R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$.

Результаты расчетов РYTHIA8 и HERWIG++, основанных на главном порядке теории возмущений и моделировании партонного каскада в ГЛП ГЛАПД, предсказывают рост отношений сечений. Известно, что эволюция по быстроте



Черные точки - результаты измерения при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ. Синие квадраты - результаты измерения при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Вертикальные линии - статистические неопределенности. Полосы - систематические неопределенности результатов измерения.

Рисунок 3.19 — Сравнение а) R^{incl} и б) R^{MN} , измеренных в эксперименте CMS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ [A1; A3; 108; 110] и 7 ТэВ [37]

не учитывается в приближении ГЛАПД. Наблюдаемый рост с быстротой отношений, рассчитанных на основе на эволюции ГЛАПД, связан с поправками, учитывающими цветовую когерентность. Эти поправки по разному реализованы в генераторах PYTHIA8 и HERWIG++. В PYTHIA8 они учитываются в дипольном каскаде, а в HERWIG++ с помощью углового упорядочения в партонном каскаде. В центральной области, $\Delta y < 1$, данные поправки относительно не велики. Однако при больших быстротах демонстрируют нестабильное поведение, приводящее к значительному отличию между предсказаниями PYTHIA8 и HERWIG++. Цветовая когерентность частично учитывает эффекты БФКЛ эволюции. На основе полученных результатов можно сделать вывод, что при больших быстротах такое частичное описание является недостаточным. Для более четких выводов о роли цветовой когерентности, необходимы расчеты, основанные на приближения ГЛАПД, без поправок, учитывающих цветовую когерентность.

МК генератор, основанный на эволюции ГЛП БФКЛ, NEJ+ARIADNE не описывает дифференциальные сечения $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$ и $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, а также пред-

сказывает слишком сильный рост отношений сечения с вето R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ по сравнению с выполненными измерениями, что указывает на необходимость получения предсказаний в СГПБ БФКЛ. Известно, однако, что ГПБ БФКЛ переоценивает эффекты БФКЛ. Отметим также, что СГПБ БФКЛ расчет, выполненный в работе [104], хорошо согласуется с измерениями азимутальных декорреляции в парах адронных струй Мюллера-Навеле в pp столкновениях при энергии системы центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и $p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ/ c [38]. Следовательно, для того чтобы сделать вывод о проявлении эффектов БФКЛ, необходимо развитие расчетов в СГПБ БФКЛ приближении для отношений сечений, измеренных в настоящей работе.

Глава 4. Расчет сечений рождения пар адронных струй Мюллера-Навеле и их отношений с учетом СГЛП БФКЛ.

Как обсуждалось во введении, разработка методов расчета наблюдаемых, которые могут быть измерены экспериментально, в СГЛП БФКЛ является важной составляющей для поиска сигналов этой эволюции. С тех пор как были вычислены СГЛП поправки БФКЛ [12; 13] стало ясно, что они обладают сильной зависимостью от выбора схемы и масштаба ультрафиолетовой перенормировки. Проблема была разрешена путем обобщения процедуры оптимального выбора ренормализационного масштаба Бродского–Лепаж–Маккензи (БЛМ) [70] на неабелев случай в работе Бродского–Фадиной–Кима–Липатова–Пивоварова (БФКЛП)[14]. Вычисление сечений МН с учетом СГЛП БФКЛ, основанное на процедуре БФКЛП, описано в работах [47; 48]. В настоящей главе представлено первое сравнение вычислений сечений рождения пар адронных струй МН с учетом СГЛП БФКЛ с результатами измерений CMS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ [A1; A3; 108; 110], изложенными в Главе 3. В настоящей главе также представлены предсказания Δy -дифференциальных сечений МН, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, для разных энергий системы центра масс 8 и 13 ТэВ, которые могут быть проверены экспериментально на LHC.

Отношение сечений рождения МН пар адронных струй при разных энергиях также может быть хорошей наблюдаемой для поиска сигналов эволюции БФКЛ, так как возможно частичное сокращение вкладов эволюции ГЛАПД. Далее обозначим $R_{13/2.76}^{\text{MN}}$ отношение сечения МН при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ к МН сечению при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, $R_{8/2.76}^{\text{MN}}$ для 8 ТэВ к 2.76 ТэВ, а $R_{13/8}^{\text{MN}}$ для 13 ТэВ к 8 ТэВ.

Расчеты, представленные в настоящей главе, выполнены для значения $p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ/с, которое используется в измерениях в эксперименте CMS [37; 38; A1; A3; 108; 110], а также для $p_{\perp\text{min}} = 20$ ГэВ/с. Понижение порога $p_{\perp\text{min}}$ может привести к увеличению чувствительности наблюдаемых к возможным сигналам эволюции БФКЛ, так как более низкий порог позволяет достигать более низких значений $x \approx p_{\perp}/\sqrt{s}$.

4.1 Расчет сечений рождения пар адронных струй Мюллера-Навелле с учетом СГЛП БФКЛ

В полужестком режиме, когда $\Lambda_{\text{QCD}} \ll p_{\perp} \ll \sqrt{s}$, при больших Δy МН струи несут большие доли импульсов протонов $x \sim 1$, поэтому возможно использование факторизационной формулы (1.4), которая в случае рождения пар адронных струй имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dy_1 dy_2 d^2\vec{k}_1 d^2\vec{k}_2} = \sum_{ij} \int_0^1 dx_1 dx_2 f_i(x_1, \mu_F) f_j(x_2, \mu_F) \frac{d\hat{\sigma}_{ij}(x_1 x_2 s, \mu_F, \mu_R)}{dy_1 dy_2 d^2\vec{k}_1 d^2\vec{k}_2}, \quad (4.1)$$

где $y_{1(2)}$ — быстроты первой и второй струи в паре;
 $\vec{k}_{1(2)}$ — поперечные импульсы первой и второй струи в паре;
 $x_{1(2)}$ — доли импульсов протонов, которые несут партон до рассеяния;
 $f_{i(j)}$ — ПФР i -го и j -го партонов в первом и втором сталкивающемся адроне соответственно.

Как упоминалось в главе 1, ГЛП/СГЛП БФКЛ партон-партонное сечение, $\hat{\sigma}$, само факторизуется на зависящие от процесса вершины, V , и универсальную функцию Грина, G :

$$\frac{d\hat{\sigma}_{ij}(x_1 x_2 s, \mu_F, \mu_R)}{dy_1 dy_2 d^2\vec{k}_1 d^2\vec{k}_2} = \frac{x_{J_1} x_{J_2}}{(2\pi)^2} \int \frac{d^2\vec{q}_1}{\vec{q}_1^2} V_i(\vec{q}_1, x_1, s_0, \vec{k}_1, x_{J_1}, \mu_F, \mu_R) \int \frac{d^2\vec{q}_2}{\vec{q}_2^2} V_j(-\vec{q}_2, x_2, s_0, \vec{k}_2, x_{J_2}, \mu_F, \mu_R) \int_C \frac{d\omega}{2\pi i} \left(\frac{x_1 x_2 s}{s_0} \right)^\omega G_\omega(\vec{q}_1, \vec{q}_2), \quad (4.2)$$

где $x_{J_1(J_2)}$ — продольные доли импульсов протонов, которые несут первая и вторая струя в МН паре;
 $\vec{q}_{1(2)}$ — поперечные импульсы реджезованных глюонов;
 C — контур интегрирования - вертикальная прямая в комплексной плоскости ω правее всех полюсов функции Грина G_ω .

Вершинные функции, $V(\vec{q}, x, \vec{k}, x_J)$, описывают переход партона, несущего долю импульса протона x , в адронную струй с долей импульса x_J и поперечным импульсом \vec{k} при рассеянии на реджезованном глюоне с поперечным импульсом \vec{q} . Функция Грина удовлетворяет уравнению БФКЛ:

$$\omega G_\omega(\vec{q}_1, \vec{q}_2) = \delta^2(\vec{q}_1 - \vec{q}_2) + \int d^2\vec{q} K(\vec{q}_1, \vec{q}) G_\omega(\vec{q}, \vec{q}_2), \quad (4.3)$$

В формуле (4.3):

$K(q_1, q)$ — ядро БФКЛ;

ω — собственное число ядра БФКЛ.

Вершины для рождения пар адронных струй МН, $V(\vec{q}, x, \vec{k}, x_J)$, рассчитаны с учетом СГЛП БФКЛ в [111] в приближении малого конуса. Свертка вершины с партонной функцией распределения называется импакт-фактором, Φ :

$$\Phi(\vec{q}, \vec{k}, x_J, \omega, s_0, \mu_F, \mu_R) \equiv \sum_i \int_0^1 dx f_i(x, \mu_F) \left(\frac{x}{x_J} \right)^\omega V_i(\vec{q}, x, s_0, \vec{k}, x_J, \mu_F, \mu_R), \quad (4.4)$$

Тогда адрон-адронное сечение (4.1) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dy_1 dy_2 d^2\vec{k}_1 d^2\vec{k}_2} &= \frac{x_{J1} x_{J2}}{(2\pi)^2} \int_C \frac{d\omega}{2\pi i} e^{\omega(Y-Y_0)} G_\omega(\vec{q}_1, \vec{q}_2) \\ &\times \int \frac{d^2\vec{q}_1}{\vec{q}_1^2} \Phi_1(\vec{q}_1, \vec{k}_1, x_{J1}, \omega, s_0, \mu_F, \mu_R) \\ &\times \int \frac{d^2\vec{q}_2}{\vec{q}_2^2} \Phi_2(-\vec{q}_2, \vec{k}_2, x_{J2}, \omega, s_0, \mu_F, \mu_R), \end{aligned} \quad (4.5)$$

где $Y = \ln \frac{x_{J1} x_{J2} s}{|\vec{k}_1| |\vec{k}_2|}$;

$Y_0 = \ln \frac{s_0}{|\vec{k}_1| |\vec{k}_2|}$.

В кинематическом режиме больших Δy , $Y \approx \Delta y$.

Рассмотрим базис поперечных моментов:

$$\begin{aligned} \hat{q}|\vec{q}_i\rangle &= \vec{q}|\vec{q}_i\rangle, \\ \langle \vec{q}_1 | \vec{q}_2 \rangle &= \delta^{(2)}(\vec{q}_1 - \vec{q}_2), \end{aligned} \quad (4.6)$$

Операторы ядра и функции Грина в этом базисе такие, что:

$$K(\vec{q}_1, \vec{q}_2) = \langle \vec{q}_1 | \hat{K} | \vec{q}_2 \rangle, \quad (4.7)$$

$$G_\omega(\vec{q}_1, \vec{q}_2) = \langle \vec{q}_1 | \hat{G}_\omega | \vec{q}_2 \rangle, \quad (4.8)$$

В представлении (4.6) сечение (4.5) имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dy_1 dy_2 d^2\vec{k}_1 d^2\vec{k}_2} = \frac{x_{J1} x_{J2}}{(2\pi)^2} \int_C \frac{d\omega}{2\pi i} e^{\omega(Y-Y_0)} \left\langle \frac{\Phi_1}{\vec{q}_1^2} \left| \hat{G}_\omega \right| \frac{\Phi_2}{\vec{q}_2^2} \right\rangle, \quad (4.9)$$

Полезен также базис собственных функций ГЛП БФКЛ ядра, который определяется конформным спином, n , и конформным весом, ν :

$$\begin{aligned}\langle \vec{q} | n, \nu \rangle &= \frac{1}{\pi\sqrt{2}} (|\vec{q}|^2)^{i\nu-1/2} e^{in\varphi_q}, \\ \hat{K}^0 | n, \nu \rangle &= \bar{\alpha}_s(\mu_R) \chi(n, \nu) | n, \nu \rangle, \\ \chi(n, \nu) &= 2\psi(1) - \psi\left(\frac{n+1}{2} + i\nu\right) - \psi\left(\frac{n+1}{2} - i\nu\right),\end{aligned}\quad (4.10)$$

где $\bar{\alpha}_s = \frac{\alpha_s C_A}{\pi}$;

- φ_q — азимутальный угол вектора \vec{q} ;
- \hat{K}^0 — ГЛП БФКЛ ядро;
- ψ — дигамма функция.

После перехода в $|n, \nu\rangle$ представление (4.10) сечение (4.9) выражается формулой:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dy_1 dy_2 d^2\vec{k}_1 d^2\vec{k}_2} &= \frac{x_{J1} x_{J2}}{(2\pi)^2} \int_C \frac{d\omega}{2\pi i} e^{\omega(Y-Y_0)} \\ &\times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu \sum_{n'=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu' \left\langle \frac{\Phi_1}{\vec{q}_1^2} | n, \nu \rangle \langle n, \nu | \hat{G}_\omega | n', \nu' \rangle \langle n', \nu' | \frac{\Phi_2}{\vec{q}_2^2} \right\rangle,\end{aligned}\quad (4.11)$$

4.1.1 Функция Грина G_ω БФКЛ в СГЛП

Уравнение БФКЛ (4.3) в $|q\rangle$ базисе:

$$\hat{1} = (\omega - \hat{K}) \hat{G}_\omega, \quad (4.12)$$

имеет формальное решение:

$$\hat{G}_\omega = (\omega - \hat{K})^{-1}, \quad (4.13)$$

Раскладывая оператор \hat{K} по степеням $\bar{\alpha}_s$:

$$\hat{K} = \bar{\alpha}_s \hat{K}^0 + \bar{\alpha}_s^2 \hat{K}^1, \quad (4.14)$$

где \hat{K}^1 — СГЛП БФКЛ поправки к ядру.

получим решение (4.13) с требуемой СГЛП точностью:

$$\hat{G}_\omega = (\omega - \bar{\alpha}_s \hat{K}^0)^{-1} + (\omega - \bar{\alpha}_s \hat{K}^0)^{-1} (\bar{\alpha}_s^2 \hat{K}^1) (\omega - \bar{\alpha}_s \hat{K}^0)^{-1} + \mathcal{O}[(\bar{\alpha}_s^2 \hat{K}^1)^2], \quad (4.15)$$

Далее обратные матрицы $(\omega - \bar{\alpha}_s \hat{K}^0)^{-1}$ удобно вычислять в базисе собственных векторов ГЛП ядра БФКЛ $|n, \nu\rangle$.

СГЛП поправки БФКЛ функции Грина были вычислены в [12; 13; 112; 113]. Действие ядра (4.14) на векторы выражается как:

$$\begin{aligned} \hat{K}|n, \nu\rangle &= \bar{\alpha}_s(\mu_R)\chi(n, \nu)|n, \nu\rangle \\ &+ \bar{\alpha}_s^2(\mu_R) \left(\chi^{(1)}(n, \nu) + \frac{\beta_0}{4N_c} \chi(n, \nu) \ln(\mu_R^2) \right) |n, \nu\rangle \\ &+ \bar{\alpha}_s^2(\mu_R) \frac{\beta_0}{4N_c} \chi(n, \nu) \left(i \frac{\partial}{\partial \nu} \right) |n, \nu\rangle, \end{aligned} \quad (4.16)$$

где $\beta_0 = \frac{11N_c}{3} - \frac{2n_f}{3}$ — главный коэффициент β -функции КХД;
 n_f — число активных ароматов;
 $\chi^{(1)}$ — определена ниже.

Первая строчка в (4.16) представляет действие ГЛП части БФКЛ ядра на $|n, \nu\rangle$, вторая — действие диагональной части СГЛП поправок, а третья — действие недиагональной части СГЛП поправок.

$$\chi^{(1)}(n, \nu) = -\frac{\beta_0}{8N_c} (\chi^2(n, \nu) - \frac{10}{3} \chi(n, \nu) - i\chi'(n, \nu)) + \bar{\chi}(n, \nu), \quad (4.17)$$

где $\chi'(n, \nu) = d\chi(n, \nu)/d\nu$;

$$\begin{aligned} \bar{\chi}(n, \nu) &= -\frac{1}{4} \left[\frac{\pi^2 - 4}{3} \chi(n, \nu) - 6\zeta(3) - \chi''(n, \nu) + 2\varphi(n, \nu) + 2\varphi(n, -\nu) \right. \\ &+ \frac{\pi^2 \operatorname{sh}(\pi\nu)}{2\nu \operatorname{ch}^2(\pi\nu)} \left(\left(3 + \left(1 + \frac{n_f}{N_c^3} \right) \frac{11 + 12\nu^2}{16(1 + \nu^2)} \right) \delta_{n0} \right. \\ &\left. \left. - \left(1 + \frac{n_f}{N_c^3} \right) \frac{1 + 4\nu^2}{32(1 + \nu^2)} \delta_{n2} \right) \right], \end{aligned} \quad (4.18)$$

где $\chi''(n, \nu) = d^2\chi(n, \nu)/d\nu^2$;

ζ — дзета функция Римана.

$$\begin{aligned}
\varphi(n, \nu) = & \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{k + (n+1)/2 + i\nu} \left[\psi'(k+n+1) - \psi'(k+1) + \right. \\
& + (-1)^{k+1} (\beta'(k+n+1) + \beta'(k+1)) \\
& \left. - \frac{1}{k + (n+1)/2 + i\nu} (\psi(k+n+1) - \psi(k+1)) \right], \quad (4.19)
\end{aligned}$$

где

$$\beta'(z) = \frac{1}{4} \left[\psi' \left(\frac{z+1}{2} \right) - \psi' \left(\frac{z}{2} \right) \right], \quad (4.20)$$

ψ' — тригамма функция.

Тогда матричный элемент оператора \hat{G}_ω :

$$\begin{aligned}
\langle n, \nu | \hat{G}_\omega | n', \nu' \rangle = & \delta_{nn'} \left[\delta(\nu - \nu') \left(\frac{1}{\omega - \bar{\alpha}_s(\mu_R) \chi(n, \nu)} \right. \right. \\
& + \frac{\bar{\alpha}_s^2(\mu_R) (\bar{\chi}(n, \nu) + \frac{\beta_0}{8N_c} (-\chi^2(n, \nu) + \frac{10}{3} \chi(n, \nu) + 2\chi(n, \nu) \ln \mu_R^2 + i \frac{d}{d\nu} \chi(n, \nu)))}{(\omega - \bar{\alpha}_s(\mu_R) \chi(n, \nu))^2} \\
& \left. + \frac{\frac{\beta_0}{4N_c} \bar{\alpha}_s^2(\mu_R) \chi(n, \nu')}{(\omega - \bar{\alpha}_s(\mu_R) \chi(n, \nu)) (\omega - \bar{\alpha}_s(\mu_R) \chi(n, \nu'))} \left(i \frac{d}{d\nu'} \delta(\nu - \nu') \right) \right], \quad (4.21)
\end{aligned}$$

Матричный элемент (4.21) может быть использован в расчете сечения (4.11).

4.1.2 Импакт-факторы с учетом СГЛП БФКЛ

Проекция импакт-факторов на собственные функции ГЛП БФКЛ:

$$\begin{aligned}
\left\langle \frac{\Phi_1}{\vec{q}_1^2} | n, \nu \right\rangle &= \int d^2 q_1 \frac{\Phi_1(\vec{q}_1)}{\vec{q}_1^2} \frac{1}{\pi \sqrt{2}} (\vec{q}_1^2)^{i\nu-1/2} e^{in\varphi_{q_1}}, \\
\left\langle n, \nu | \frac{\Phi_2}{\vec{q}_2^2} \right\rangle &= \int d^2 q_2 \frac{\Phi_2(-\vec{q}_2)}{\vec{q}_2^2} \frac{1}{\pi \sqrt{2}} (\vec{q}_2^2)^{-i\nu-1/2} e^{-in\varphi_{q_2}}, \quad (4.22)
\end{aligned}$$

Рассмотрим разложение проекции (4.22) по степеням α_s :

$$\begin{aligned}
\left\langle \frac{\Phi_1}{\vec{q}_1^2} | n, \nu \right\rangle &= \alpha_s(\mu_R) [c_1(n, \nu) + \bar{\alpha}_s(\mu_R) c_1^{(1)}(n, \nu)] e^{in\varphi_1}, \\
\left\langle n, \nu | \frac{\Phi_2}{\vec{q}_2^2} \right\rangle &= \alpha_s(\mu_R) [c_2(n, \nu) + \bar{\alpha}_s(\mu_R) c_2^{(1)}(n, \nu)] e^{-in\varphi_2}, \quad (4.23)
\end{aligned}$$

В формуле (4.23):

- $c_{1(2)}$ — импакт-факторы ГЛП БФКЛ;
- $c_{1(2)}^{(1)}$ — СГЛП поправка к импакт-фактору БФКЛ;
- $\varphi_{1(2)}$ — азимутальные углы векторов $\vec{k}_{1(2)}$.

Из уравнений (4.23) очевидно что:

$$\begin{aligned} c_2(n, \mathbf{v}, |\vec{k}|, x_J) &= [c_1(n, \mathbf{v}, |\vec{k}|, x_J)]^*, \\ c_2^{(1)}(n, \mathbf{v}, |\vec{k}|, x_J) &= [c_1^{(1)}(n, \mathbf{v}, |\vec{k}|, x_J)]^*, \end{aligned} \quad (4.24)$$

Поэтому приведем уравнения только для $c_1(n, \mathbf{v}, |\vec{k}|, x_J)$ и $c_1^{(1)}(n, \mathbf{v}, |\vec{k}|, x_J)$. Так ГЛП БФКЛ импакт-фактор:

$$c_1(n, \mathbf{v}, |\vec{k}|, x_J) = 2\sqrt{\frac{C_F}{C_A}} (\vec{k}^2)^{i\nu-1/2} \left(\frac{C_A}{C_F} f_g(x, \mu_F) + \sum_{a=q, \bar{q}} f_a(x, \mu_F) \right), \quad (4.25)$$

Из уравнения (4.25) видно, что ГЛП БФКЛ импакт-факторы пропорциональны эффективной партонной функции распределения (1.8).

СГЛП БФКЛ поправки к импакт-фактору были вычислены в [111] с использованием приближения малого конуса и достаточно старого конусного алгоритма Фурмана [114] для восстановления адронных струй. Однако в современных экспериментах чаще используется анти- k_t алгоритм [87]. В работе [115] исследована зависимость СГЛП БФКЛ импакт-факторов от алгоритма восстановления струй и вычислены поправки для k_t алгоритма [116]. В настоящей

работе мы используем выражение $c_1^{(1)}(n, \mathbf{v}, |\vec{k}|, x_J)$ для k_t алгоритма:

$$\begin{aligned}
c_1^{(1)}(n, \mathbf{v}, |\vec{k}|, x_J) &= \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{C_F}{C_A}} (\vec{k}^2)^{i\nu-1/2} \int_x^1 \frac{d\zeta}{\zeta} \zeta^{-\bar{\alpha}_s(\mu_R)\chi(n, \mathbf{v})} \left\{ \sum_{a=q\bar{q}} f_a \left(\frac{x}{\zeta} \right) \right. \\
&\times \left[\left(P_{qq}(\zeta) + \frac{C_A}{C_F} P_{gq}(\zeta) \right) \ln \frac{\vec{k}^2}{\mu_F^2} - 2\zeta^{-2\gamma} \ln R \{ P_{qq}(\zeta) + P_{gq}(\zeta) \} \right. \\
&- \frac{\beta_0}{2} \ln \frac{\vec{k}^2}{\mu_R^2} \delta(1-\zeta) + C_A \delta(1-\zeta) \left(\chi(n, \mathbf{v}) \ln \frac{s_0}{\vec{k}^2} + \frac{85}{18} + \frac{\pi^2}{2} \right. \\
&+ \left. \left. \frac{1}{2} \left(\psi' \left(1 + \gamma + \frac{n}{2} \right) - \psi' \left(\frac{n}{2} - \gamma \right) - \chi^2(n, \mathbf{v}) \right) \right) \right. \\
&+ (1 + \zeta^2) \left\{ C_A \left(\frac{(1 + \zeta^{-2\gamma})\chi(n, \mathbf{v})}{2(1-\zeta)_+} - \zeta^{-2\gamma} \left(\frac{\ln(1-\zeta)}{1-\zeta} \right)_+ \right) \right. \\
&+ \left. \left(C_F - \frac{C_A}{2} \right) \left[\frac{\bar{\zeta}}{\zeta^2} I_2 - \frac{2 \ln \zeta}{1-\zeta} + 2 \left(\frac{\ln(1-\zeta)}{1-\zeta} \right)_+ \right] \right\} \\
&+ \delta(1-\zeta) \left(C_F \left(3 \ln 2 - \frac{\pi^2}{3} - \frac{9}{2} + \left\langle 3 - \frac{\pi^2}{3} - 3 \ln 2 \right\rangle_K \right) - \frac{5n_f}{9} \right) \\
&+ \left. C_A \zeta + C_F \bar{\zeta} + \frac{1 + \bar{\zeta}^2}{\zeta} \left(C_A \frac{\bar{\zeta}}{\zeta} I_1 + 2C_A \ln \frac{\bar{\zeta}}{\zeta} + C_F \zeta^{-2\gamma} (\chi(n, \mathbf{v}) - 2 \ln \bar{\zeta}) \right) \right] \\
&+ f_g \left(\frac{x}{\zeta} \right) \frac{C_A}{C_F} \left[\left(P_{gg}(\zeta) + 2n_f \frac{C_F}{C_A} P_{gq}(\zeta) \right) \ln \frac{\vec{k}^2}{\mu_F^2} \right. \\
&- 2\zeta^{-2\gamma} \ln R (P_{gg}(\zeta) + 2n_f P_{gq}(\zeta)) - \frac{\beta_0}{2} \ln \frac{\vec{k}^2}{4\mu_R^2} \delta(1-\zeta) \\
&+ C_A \delta(1-\zeta) \left(\chi(n, \mathbf{v}) \ln \frac{s_0}{\vec{k}^2} + \frac{1}{12} + \frac{\pi^2}{6} + \left\langle \frac{131}{36} - \frac{\pi^2}{3} - \frac{11}{3} \ln 2 \right\rangle_K \right. \\
&+ \left. \frac{1}{2} \left(\psi' \left(1 + \gamma + \frac{n}{2} \right) - \psi' \left(\frac{n}{2} - \gamma \right) - \chi^2(n, \mathbf{v}) \right) \right) \\
&+ 2C_A (1 - \zeta^{-2\gamma}) \left(\left(\frac{1}{\zeta} - 2 + \zeta \bar{\zeta} \right) \ln \bar{\zeta} + \frac{\ln(1-\zeta)}{1-\zeta} \right) \\
&+ C_A \left[\frac{1}{\bar{\zeta}} + \frac{1}{(1-\zeta)_+} - 2 + \zeta \bar{\zeta} \right] \left((1 + \zeta^{-2\gamma}) \chi(n, \mathbf{v}) - 2 \ln \zeta + \frac{\bar{\zeta}^2}{\zeta^2} I_2 \right) \\
&+ n_f \left[2\zeta \bar{\zeta} \frac{C_F}{C_A} + (\zeta^2 + \bar{\zeta}^2) \left(\frac{C_F}{C_A} \chi(n, \mathbf{v}) + \frac{\bar{\zeta}}{\zeta} I_3 \right) \right. \\
&+ \left. \left(-\frac{1}{12} + \left\langle \frac{2}{3} \ln 2 - \frac{23}{36} \right\rangle_K \right) \delta(1-\zeta) \right] \left. \right\}, \tag{4.26}
\end{aligned}$$

В формуле (4.26):

$$\gamma = i\nu - 1/2;$$

$$\bar{\zeta} = 1 - \zeta;$$

I_1, I_2 и I_3 — определены ниже;

P_{qq}, P_{gq}, P_{qg} и P_{gg} — функции расщепления ГЛП ГЛАПД;

$(\dots)_+$, — +-предписание.

В формуле (4.26) угловые скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают вклад поправок от использования k_t алгоритма, полученных в [115]^K. Выражение без этих поправок соответствует алгоритму, использованному в [111].

$$\begin{aligned} I_2 = & \frac{\zeta^2}{\bar{\zeta}^2} \left[\zeta \left(\frac{{}_2F_1(1, 1 + \gamma - \frac{n}{2}, 2 + \gamma - \frac{n}{2}, \zeta)}{n/2 - \gamma - 1} - \frac{{}_2F_1(1, 1 + \gamma + \frac{n}{2}, 2 + \gamma + \frac{n}{2}, \zeta)}{n/2 + \gamma + 1} \right) \right. \\ & + \zeta^{-2\gamma} \left(\frac{{}_2F_1(1, -\gamma - \frac{n}{2}, 1 - \gamma - \frac{n}{2}, \zeta)}{n/2 + \gamma} - \frac{{}_2F_1(1, -\gamma + \frac{n}{2}, 1 - \gamma + \frac{n}{2}, \zeta)}{n/2 - \gamma} \right) \\ & \left. + (1 + \zeta^{-2\gamma})(\chi(n, \nu) - 2 \ln \bar{\zeta}) + 2 \ln \zeta \right], \end{aligned} \quad (4.27)$$

$$I_1 = \frac{\bar{\zeta}}{2\zeta} I_2 + \frac{\zeta}{\bar{\zeta}} \left[\ln \zeta + \frac{1 - \zeta^{-2\gamma}}{2} (\chi(n, \nu) - 2 \ln \bar{\zeta}) \right], \quad (4.28)$$

$$I_3 = \frac{\bar{\zeta}}{2\zeta} I_2 - \frac{\zeta}{\bar{\zeta}} \left[\ln \zeta + \frac{1 - \zeta^{-2\gamma}}{2} (\chi(n, \nu) - 2 \ln \bar{\zeta}) \right], \quad (4.29)$$

где ${}_2F_1$ — гипергеометрическая функция;

Переопределим +-предписание (1.3) в более общем виде:

$$\int_a^1 d\zeta F(\zeta) \times (g(\zeta))_+ = \int_a^1 d\zeta (F(\zeta) - F(1)) \times g(\zeta) - \int_0^a d\zeta F(1) \times g(\zeta), \quad (4.30)$$

где $F(\zeta)$ — произвольная функция $F(1) < \infty$;

$g(\zeta)$ — произвольная функция $g(\zeta) \underset{\zeta \rightarrow 1}{>} \ln(1 - \zeta)$ и

$$g(\zeta) \underset{\zeta \rightarrow 1}{\leq} \text{const} \times \frac{\ln(1 - \zeta)}{(1 - \zeta)}.$$

Как правило $g(\zeta) = 1/(1 - \zeta)$ или $g(\zeta) = \ln(1 - \zeta)/(1 - \zeta)$;

4.1.3 Сечение рождения пар адронных струй Мюллера-Навелле в формализме БФКЛ

Учитывая симметрию задачи, удобно представить сечение рождения пар адронных струй МН в адрон-адронных столкновениях (4.11) в виде разложения по средним косинусам \mathcal{C}_n (разложения Фурье):

$$\frac{d\sigma}{dy_1 dy_2 d|\vec{k}_1| d|\vec{k}_2| d\varphi_1 d\varphi_2} = \frac{1}{(2\pi)^2} \left[\mathcal{C}_0 + \sum_{n=1}^{\infty} 2 \cos(n\Delta\varphi) \mathcal{C}_n \right], \quad (4.31)$$

где $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 - \pi$;

Коэффициенты \mathcal{C}_n могут быть получены:

$$\mathcal{C}_n = \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \cos(n\Delta\varphi) \frac{d\sigma}{dy_1 dy_2 d|\vec{k}_1| d|\vec{k}_2| d\varphi_1 d\varphi_2}, \quad (4.32)$$

Объединяя формулы (4.11), (4.12) и (4.23), получим выражение для коэффициентов \mathcal{C}_n с учетом СГЛП БФКЛ:

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_n &= \frac{x_{J1} x_{J2}}{|\vec{k}_1| |\vec{k}_2|} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu e^{(Y-Y_0)\bar{\alpha}_s(\mu_R)\chi(n,\nu)} \alpha_s^2(\mu_R) c_1(n, \nu) c_2(n, \nu) \\ &\times \left[1 + \bar{\alpha}_s(\mu_R) \left(\frac{c_1^{(1)}(n, \nu)}{c_1(n, \nu)} + \frac{c_2^{(1)}(n, \nu)}{c_2(n, \nu)} \right) \right. \\ &\left. + \bar{\alpha}_s^2(\mu_R) \ln \frac{x_{J1} x_{J2} s}{s_0} \left\{ \bar{\chi}(n, \nu) + \frac{\beta_0}{4N_c} \chi(n, \nu) \left(-\frac{\chi(n, \nu)}{2} + \frac{5}{3} + \ln \frac{\mu_R^2}{|\vec{k}_1| |\vec{k}_2|} \right) \right\} \right], \end{aligned} \quad (4.33)$$

Выпишем также выражение для \mathcal{C}_n ГЛП БФКЛ:

$$\mathcal{C}_n^{LL} = \frac{x_{J1} x_{J2}}{|\vec{k}_1| |\vec{k}_2|} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu e^{(Y-Y_0)\bar{\alpha}_s(\mu_R)\chi(n,\nu)} \alpha_s^2(\mu_R) c_1(n, \nu) c_2(n, \nu), \quad (4.34)$$

Заметим, что фактически \mathcal{C}_n^{LL} - есть свертка глюон-глюонного партонного сечения с эффективными партонными функциями распределения f^{eff} . Это характерное поведение для приближения больших Δy ($|\hat{t}| \ll \hat{s}, |\hat{u}|$, где \hat{t} , \hat{s} и \hat{u} - Мандельштамовские переменные для партонного подпроцесса $2 \rightarrow 2$), когда все партон-партонные сечения становятся равны с точностью до цветовых

множителей. При каком Δy это приближение начинает работать можно оценить, сравнивая вычисления инклюзивных сечений рождения пар адронных струй, основанные на Борновском подпроцессе, с и без использования этого приближения.

Для получения Δy -дифференциального сечения необходимо интегрировать (4.31). Интегрирование по φ_1 и φ_2 выполняется просто:

$$\frac{d\sigma}{dy_1 dy_2 d|\vec{k}_1| d|\vec{k}_2|} = \mathcal{C}_0, \quad (4.35)$$

Интегрирование по остальным переменным выполняется следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Delta y} = \int d|\vec{k}_1| d|\vec{k}_2| dy_1 dy_2 \delta(\Delta y - |y_1 - y_2|) \mathcal{C}_0, \quad (4.36)$$

4.1.4 Эффекты бегущей константы связи в СГЛП БФКЛ и предписание БФКЛП

Пертурбативные вычисления КХД опираются на определение малого параметра - константы связи $\alpha_s(\mu_R)$ (точное определение которой зависит от выбора схемы ультрафиолетовой перенормировки). После того как схема перенормировки выбрана, остается неоднозначность выбора масштаба μ_R перенормировки. Суммирование полного ряда теории возмущений не зависит от выбора схемы и масштаба перенормировки. Однако при вычислениях в конечном порядке или в логарифмических приближениях свобода в их выборе может приводить к неоднозначности. СГЛП поправки БФКЛ, вычисленные впервые в [12; 13] в нефизической модифицированной схеме минимальных вычитаний ($\overline{\text{MS}}$), оказались отрицательными и слишком большими по абсолютной величине (больше чем поправки ГЛП БФКЛ при $\alpha_s > 0.157$). Большая величина поправок указывала на возможную сильную зависимость от схемы и масштаба перенормировок [117].

Схемы перенормировок можно разделить на нефизические и физические. Нефизические схемы не связаны с каким-либо физическим процессом. Примерами нефизических схем перенормировок могут служить $\overline{\text{MS}}$ [118] и

$\overline{\text{MS}}$ -схемы [119]. Физические схемы связаны с вычислением физического процесса. Примерами физических схем ультрафиолетовых перенормировок являются: схема импульсных вычитаний (МOM) [120], основанная на вычислении поправок к трех-глюонной вершине вне массовой поверхности; Υ -схема, основанная на распаде кваркония $\Upsilon \rightarrow ggg$ [121]; V -схема, основанная на взаимодействии тяжелых кварков [70].

Зависимость СГЛП БФКЛ поправок от выбора схемы перенормировок была изучена в [14]. Результаты показали, что большая поправка СГЛП БФКЛ не имеет существенной зависимости от выбора схемы ультрафиолетовых перенормировок. Таким образом, остается зависимость от выбора масштаба перенормировки.

В работе БЛМ [70] описана процедура оптимального выбора масштаба, которая учитывает $q\bar{q}$ вакуумную поляризацию. В БЛМ подходе масштаб предлагается выбирать таким образом, чтобы поправки на $q\bar{q}$ вакуумные поляризации в глюонных пропагаторах эффективно суммировались в константе связи α_s . Такой подход хорошо работает для процессов, которые не содержат неабелевых (трех-глюонных) вершин в лидирующем порядке. Примером может служить процесс аннигиляции e^+e^- в адроны или ГНР. Это связано с тем, что в трех-глюонной вершине кварковые петли появляются однопетлевым приближении не только в глюонных пропагаторах но и в вершине. Это обстоятельство делает невозможным в общем виде однозначно отделить расходящуюся часть вершины, которая отвечает за перенормировку константы α_s , от конечной зависящей от процесса части. В случае же формализма БФКЛ, трех-глюонная вершина играет существенную роль в лидирующем порядке, поэтому прямое применение процедуры БЛМ оказывается невозможным.

В работе Бродского–Фадина–Кима–Липатова–Пивоварова (БФКЛП) [14] был предложен другой подход оптимального выбора масштаба, развивающий подход БЛМ. Подход основан на предположении, что неконформные вклады к ядру БФКЛ в СГЛП связаны с включением эффектов бегущей константы связи, которые отсутствовали в ГЛП БФКЛ. Существенным для БФКЛП подхода поэтому является то, что суммирование неконформных вкладов должно выполняться в физических схемах, которые содержат неабелеву часть (трех-глюонную вершину) в физическом процессе в лидирующем приближении. Таковой например является MOM схема. Коротко процедура БФКЛП сводится к тому, что в вычислениях в MOM схеме в СГЛП БФКЛ необходимо раз-

делить конформную (β -независимую) и неконформную (β -зависимую) части. После этого масштаб $\mu_R = \mu_R^{\text{BFKLP}}$ выбирается таким образом, чтобы обнулить β -зависимую часть. Получающиеся при этом коэффициенты пертурбативного ряда КХД соответствуют конформно-инвариантной теории. Таким образом, конформные свойства БФКЛ до некоторой степени восстанавливаются в СГЛП за счет применения предписания БФКЛП.

Вычисления с использованием БФКЛП процедуры в [14] показали, что пересуммирование неконформных вкладов в бегущую константу связи в MOM схеме дает результат согласующийся с конвенциональной теорией Грибова-Редже. А именно, интерсепт померона с учетом СГЛП БФКЛ, улучшенном БФКЛП, получает более реалистичное значение $\alpha_{\overline{IP}}^{\text{BFKLP}} \approx 1.13 \div 1.18$, при этом остается нечувствительным к жесткости подпроцесса в широком диапазоне $Q = 1 \div 100$ ГэВ. Более подробное описание процедуры БФКЛП может быть найдено в [117].

Схема $\overline{\text{MS}}$, в которой были выполнены СГЛП БФКЛ вычисления, является нефизической, однако более удобной для многих вычислений. С другой стороны вычисления в MOM-схеме могут быть намного более трудозатратными. В работе [117] предлагается использовать $\overline{\text{MS}}$ -схему как промежуточную, для выполнения расчетов, а затем переходить в результатах к MOM схеме с помощью конечных преренормировок [122]. Константы связи в $\overline{\text{MS}}$ и MOM схемах связаны соотношениями:

$$\alpha_s^{\overline{\text{MS}}} = \alpha_s^{\text{MOM}} \left(1 + \frac{\alpha_s^{\text{MOM}}}{\pi} (T^\beta + T^{\text{conf}}) \right), \quad (4.37)$$

$$T^\beta = -\frac{\beta_0}{2} \left(1 + \frac{2}{3}I \right), \quad (4.38)$$

$$T^{\text{conf}} = \frac{C_A}{8} \left[\frac{17}{2}I + \frac{3}{2}(I-1)\xi + \left(1 - \frac{1}{3}I \right) \xi^2 - \frac{1}{6}\xi^3 \right], \quad (4.39)$$

где T^β — неконформная часть;
 T^{conf} — конформная часть;
 $I \approx 2.3439$;
 ξ — калибровочный параметр.

Результат для коэффициентов C_n (4.33) также получен в $\overline{\text{MS}}$. Перед переходом к MOM-схеме и выделим явно неконформный (β -зависимый) вклад

В выражении для \mathcal{C}_n :

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_n &= \frac{x_{J1}x_{J2}}{|\vec{k}_1||\vec{k}_2|} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu e^{(Y-Y_0)\bar{\alpha}_s(\mu_R)\chi(n,\nu)} \alpha_s^2(\mu_R) c_1(n, \nu) c_2(n, \nu) \\ &\times \left[1 + \bar{\alpha}_s(\mu_R) \left(\frac{\bar{c}_1^{(1)}(n, \nu)}{c_1(n, \nu)} + \frac{\bar{c}_2^{(1)}(n, \nu)}{c_2(n, \nu)} + \frac{\beta_0}{2N_c} \left(\frac{5}{3} + \ln \frac{\mu_R^2}{|\vec{k}_1||\vec{k}_2|} \right) \right) \right] \\ &+ \bar{\alpha}_s^2(\mu_R) \ln \frac{x_{J1}x_{J2}s}{s_0} \left\{ \bar{\chi}(n, \nu) + \frac{\beta_0}{4N_c} \chi(n, \nu) \left(-\frac{\chi(n, \nu)}{2} + \frac{5}{3} + \ln \frac{\mu_R^2}{|\vec{k}_1||\vec{k}_2|} \right) \right\} \Bigg], \end{aligned} \quad (4.40)$$

где $\bar{c}_{1(2)}^{(1)} = c_{1(2)}^{(1)} - \tilde{c}_{1(2)}^{(1)}$;

— β -зависимая часть СГЛП БФКЛ импакт-факторов.

$$\tilde{c}_1^{(1)} = \frac{\beta_0}{4N_c} \left[+i \frac{d}{d\nu} c_1(n, \nu) + \left(\ln \mu_R^2 + \frac{5}{3} \right) c_1(n, \nu) \right], \quad (4.41)$$

$$\tilde{c}_2^{(1)} = \frac{\beta_0}{4N_c} \left[-i \frac{d}{d\nu} c_2(n, \nu) + \left(\ln \mu_R^2 + \frac{5}{3} \right) c_2(n, \nu) \right], \quad (4.42)$$

Переходя в (4.40) к MOM-схеме получим:

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_n^{\text{MOM}} &= \frac{x_{J1}x_{J2}}{|\vec{k}_1||\vec{k}_2|} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu e^{(Y-Y_0)\bar{\alpha}_s^{\text{MOM}}(\mu_R)\chi(n,\nu)} (\alpha_s^{\text{MOM}}(\mu_R))^2 c_1(n, \nu) c_2(n, \nu) \\ &\times \left[1 + \bar{\alpha}_s(\mu_R) \left(\frac{\bar{c}_1^{(1)}(n, \nu)}{c_1(n, \nu)} + \frac{\bar{c}_2^{(1)}(n, \nu)}{c_2(n, \nu)} + \frac{2T^{\text{conf}}}{N_c} \right. \right. \\ &+ \left. \frac{\beta_0}{2N_c} \left(\frac{5}{3} + \ln \frac{\mu_R^2}{|\vec{k}_1||\vec{k}_2|} - 2 \left(1 + \frac{2}{3} I \right) \right) \right) \right] \\ &+ (\bar{\alpha}_s^{\text{MOM}}(\mu_R))^2 \ln \frac{x_{J1}x_{J2}s}{s_0} \left\{ \bar{\chi}(n, \nu) + \frac{T^{\text{conf}}}{N_c} \chi(n, \nu) \right. \\ &+ \left. \frac{\beta_0}{4N_c} \chi(n, \nu) \left(-\frac{\chi(n, \nu)}{2} + \frac{5}{3} + \ln \frac{\mu_R^2}{|\vec{k}_1||\vec{k}_2|} - 2 \left(1 + \frac{2}{3} I \right) \right) \right\} \Bigg], \end{aligned} \quad (4.43)$$

Теперь, согласно предписанию БФКЛП, масштаб $\mu_R = \mu_R^{\text{BFKLP}}$ выбирается таким образом, чтобы вклады пропорциональные β_0 обнулились, что приводит

к необходимости решать уравнение:

$$\begin{aligned}
\mathcal{C}_n^\beta &= \frac{x_{J1}x_{J2}}{|\vec{k}_1||\vec{k}_2|} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu e^{(Y-Y_0)\bar{\alpha}_s^{\text{MOM}}(\mu_R^{\text{BFKLP}})\chi(n,\nu)} (\alpha_s^{\text{MOM}}(\mu_R^{\text{BFKLP}}))^3 c_1(n,\nu)c_2(n,\nu) \\
&\times \frac{\beta_0}{2N_c} \left[\frac{5}{3} + \ln \frac{(\mu_R^{\text{BFKLP}})^2}{|\vec{k}_1||\vec{k}_2|} - 2 \left(1 + \frac{2}{3}I \right) + \bar{\alpha}_s^{\text{MOM}}(\mu_R^{\text{BFKLP}}) \ln \frac{x_{J1}x_{J2}s\chi(n,\nu)}{s_0} \frac{\chi(n,\nu)}{2} \right. \\
&\times \left. \left(-\frac{\chi(n,\nu)}{2} + \frac{5}{3} + \ln \frac{(\mu_R^{\text{BFKLP}})^2}{|\vec{k}_1||\vec{k}_2|} - 2 \left(1 + \frac{2}{3}I \right) \right) \right] = 0, \tag{4.44}
\end{aligned}$$

Найдя решение μ_R^{BFKLP} этого уравнения, подставим его в (4.43) и получим:

$$\begin{aligned}
\mathcal{C}_n^{\text{BFKLP}} &= \frac{x_{J1}x_{J2}}{|\vec{k}_1||\vec{k}_2|} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu e^{(Y-Y_0)\bar{\alpha}_s^{\text{MOM}}(\mu_R^{\text{BFKLP}})\chi(n,\nu)} (\alpha_s^{\text{MOM}}(\mu_R^{\text{BFKLP}}))^2 c_1(n,\nu)c_2(n,\nu) \\
&\times \left[1 + \bar{\alpha}_s(\mu_R^{\text{BFKLP}}) \left(\frac{\bar{c}_1^{(1)}(n,\nu)}{c_1(n,\nu)} + \frac{\bar{c}_2^{(1)}(n,\nu)}{c_2(n,\nu)} + \frac{2T^{\text{conf}}}{N_c} \right) \right. \\
&\left. + (\bar{\alpha}_s^{\text{MOM}}(\mu_R^{\text{BFKLP}}))^2 \ln \frac{x_{J1}x_{J2}s}{s_0} \left\{ \bar{\chi}(n,\nu) + \frac{T^{\text{conf}}}{N_c} \chi(n,\nu) \right\} \right], \tag{4.45}
\end{aligned}$$

Которое можно также переписать в виде, где явно видна поправка к собственному числу ядра БФКЛ:

$$\begin{aligned}
\mathcal{C}_n^{\text{BFKLP}} &= \frac{x_{J1}x_{J2}}{|\vec{k}_1||\vec{k}_2|} \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu e^{(Y-Y_0)\bar{\alpha}_s^{\text{MOM}}(\mu_R^{\text{BFKLP}}) [\chi(n,\nu) + \bar{\alpha}_s^{\text{MOM}}(\mu_R^{\text{BFKLP}}) (\bar{\chi}(n,\nu) + \frac{T^{\text{conf}}}{N_c} \chi(n,\nu))]} \\
&\times (\alpha_s^{\text{MOM}}(\mu_R^{\text{BFKLP}}))^2 c_1(n,\nu)c_2(n,\nu) \\
&\times \left[1 + \bar{\alpha}_s(\mu_R^{\text{BFKLP}}) \left(\frac{\bar{c}_1^{(1)}(n,\nu)}{c_1(n,\nu)} + \frac{\bar{c}_2^{(1)}(n,\nu)}{c_2(n,\nu)} + \frac{2T^{\text{conf}}}{N_c} \right) \right], \tag{4.46}
\end{aligned}$$

На текущий момент, возможно только численное получение решение уравнения (4.44), что может быть непрактичным, особенно учитывая тот факт, что решение используется в подынтегральном выражении (для получения дифференциального сечения рождения пар МН адронных струй по Δy , необходимо интегрировать $\mathcal{C}_0^{\text{BFKLP}}$ по быстротам и импульсам (4.36)).

В работе [48] предложено два приближенных выражения для вычисления μ_R^{BFKLP} , которые мы будем называть «case (a)» и «case (b)». В случае «case (a)» масштаб $\mu_R = \mu_{R,a}^{\text{BFKLP}}$ обнуляет третью строчку в уравнении (4.43), отвечающую за неконформные вклады в СГЛП импакт-факторах. В случае же «case (b)» масштаб $\mu_R = \mu_{R,b}^{\text{BFKLP}}$ обнуляет последнюю строчку в уравнении (4.43), отвечающую за неконформные вклады в функцию Грина в СГЛП БФКЛ. Приведем выражения для μ_R и \mathcal{C}_n для обоих случаев.

«case (a)»:

$$(\mu_{R,a}^{\text{BFKLP}})^2 = |\vec{k}_1||\vec{k}_2| \exp \left[2 \left(1 + \frac{2}{3}I \right) - \frac{5}{3} \right], \quad (4.47)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_n^{\text{BFKLP},a} &= \frac{x_{J1}x_{J2}}{|\vec{k}_1||\vec{k}_2|} \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu e^{(Y-Y_0)\bar{\alpha}_s^{\text{MOM}}(\mu_{R,a}^{\text{BFKLP}}) \left[\chi(n,\nu) + \bar{\alpha}_s^{\text{MOM}}(\mu_{R,a}^{\text{BFKLP}}) (\bar{\chi}(n,\nu) + \frac{T^{\text{conf}}}{N_c} \chi(n,\nu) - \frac{\beta_0}{8N_c} \chi^2(n,\nu)) \right]} \\ &\times (\alpha_s^{\text{MOM}}(\mu_{R,a}^{\text{BFKLP}}))^2 c_1(n, \nu) c_2(n, \nu) \\ &\times \left[1 + \bar{\alpha}_s^{\text{MOM}}(\mu_{R,a}^{\text{BFKLP}}) \left\{ \frac{\bar{c}_1^{(1)}(n, \nu)}{c_1(n, \nu)} + \frac{\bar{c}_2^{(1)}(n, \nu)}{c_2(n, \nu)} + \frac{2T^{\text{conf}}}{N_c} \right\} \right], \end{aligned} \quad (4.48)$$

«case (b)»:

$$(\mu_{R,b}^{\text{BFKLP}})^2 = |\vec{k}_1||\vec{k}_2| \exp \left[2 \left(1 + \frac{2}{3}I \right) - \frac{5}{3} + \frac{1}{2} \chi(n, \nu) \right], \quad (4.49)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_n^{\text{BFKLP},b} &= \frac{x_{J1}x_{J2}}{|\vec{k}_1||\vec{k}_2|} \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu e^{(Y-Y_0)\bar{\alpha}_s^{\text{MOM}}(\mu_{R,b}^{\text{BFKLP}}) \left[\chi(n,\nu) + \bar{\alpha}_s^{\text{MOM}}(\mu_{R,b}^{\text{BFKLP}}) (\bar{\chi}(n,\nu) + \frac{T^{\text{conf}}}{N_c} \chi(n,\nu)) \right]} \\ &\times (\alpha_s^{\text{MOM}}(\mu_{R,b}^{\text{BFKLP}}))^2 c_1(n, \nu) c_2(n, \nu) \\ &\times \left[1 + \bar{\alpha}_s^{\text{MOM}}(\mu_{R,b}^{\text{BFKLP}}) \left\{ \frac{\bar{c}_1^{(1)}(n, \nu)}{c_1(n, \nu)} + \frac{\bar{c}_2^{(1)}(n, \nu)}{c_2(n, \nu)} + \frac{2T^{\text{conf}}}{N_c} + \frac{\beta_0}{4N_c} \chi(n, \nu) \right\} \right], \end{aligned} \quad (4.50)$$

В работе [123] показано, что «case (a)» лучше воспроизводит точное решение уравнения (4.44) в случае расчета Δy -дифференциального сечения рождения пар МН адронных струй. Поэтому удобно использовать «case (a)», как оценку сечения, а разницу между «case (a)» и «case (b)» как оценку систематической теоретической неопределенности связанной с неопределенностью выбора масштаба. Такая оценка систематической неопределенности обеспечивает примерно двух-кратную вариацию μ_R при $\nu = 0$.

Результаты сравнения расчетов Δy -дифференциального сечения рождения пар МН адронных струй, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, с учетом СГЛП БФКЛ с применением процедуры оптимального выбора масштаба ультрафиолетовой перенормировки БФКЛП с результатами измерения, выполненными в эксперименте CMS в pp столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, представлены в конце этой главы.

4.2 Численные вычисления и теоретическая неопределенность

Дифференциальное сечение МН, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, вычислено в СГЛП БФКЛ с применением процедуры выбора оптимального масштаба ультрафиолетовой перенормировки БФКЛП [14] в pp столкновениях с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 2.76, 8$ и 13 ТэВ для струй с $p_{\perp} > p_{\perp\text{min}} = 35$, и 20 ГэВ/с и $|y| < 4.7$. Отбор $p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ/с и $|y| < 4.7$ соответствует отбору событий в измерениях на детекторе CMS [37; 38; A1; A3; 108; 110]. Вычисления выполнены для k_T алгоритма восстановления адронных струй [116] с параметром размера струи 0.5 для $\sqrt{s} = 2.76$ и 8 ТэВ и 0.4 для 13 ТэВ. Число ароматов n_f выбрано равным 5 . Константа сильной связи, α_s , и ПФР предоставляются в СГП в библиотеке LHAPDF [106] в наборе MSTW2008nlo68cl [124]. Отношения $R_{13/2.76}^{\text{MN}}$, $R_{8/2.76}^{\text{MN}}$, $R_{13/8}^{\text{MN}}$ так же вычисляются для МН пар струй с $p_{\perp} > p_{\perp\text{min}} = 35$, и 20 ГэВ/с и $|y| < 4.7$

При вычислении сечений рождения пар адронных струй МН, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, с учетом СГЛП БФКЛ с оптимальным выбором масштаба БФКЛП учтены следующие источники теоретической неопределенности:

1. Неопределенность факторизационного и ренормализационного масштаба. Данная неопределенность оценена с помощью разности между результатами расчетов «case a» и «case b». Такой подход обеспечивает вариацию масштаба в 2 раза при $\nu = 0$. В процедуре, описанной в параграфе 4.1.4, $\mu_R = \mu_F = \mu_R^{\text{BFKLP}}$;
2. Неопределенность выбора масштаба Грибова s_0 . Для оценки центрального значения для масштаба s_0 выбран естественный масштаб $s_0 = |\vec{k}_1||\vec{k}_2|$. Этот масштаб варьируется домножением на 2 и 0.5 для оценки теоретической неопределенности;
3. Неопределенность партонных функций распределения. Данная неопределенность оценивалась с помощью МК реплик набора PDF4LHC15_NLO_MC [125].

Перечисленные источники дают примерно одинаковый вклад в полную теоретическую неопределенность. Однако при максимально больших доступных Δy неопределенность от партонных функций распределения, может доминировать, так как эта неопределенность растет при $x \rightarrow 1$.

Полная теоретическая неопределенность вычисляется как корень из суммы квадратов неопределенностей от источников.

4.3 Результаты вычислений МН сечения и сравнение с измерениями эксперимента CMS и обсуждение

Сравнение дифференциального сечения рождения пар адронных струй $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, вычисленного в СГЛП БФКЛ (NLL BFKL) для pp столкновений при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, с экспериментальными данными CMS [A1; A3; 108; 110] представлено на рисунке 4.1. Минимальный поперечный импульс, $p_{\perp \text{min}}$, выбран равным 35 ГэВ/с. Абсолютная величина быстроты адронных струй $|y| < 4.7$.

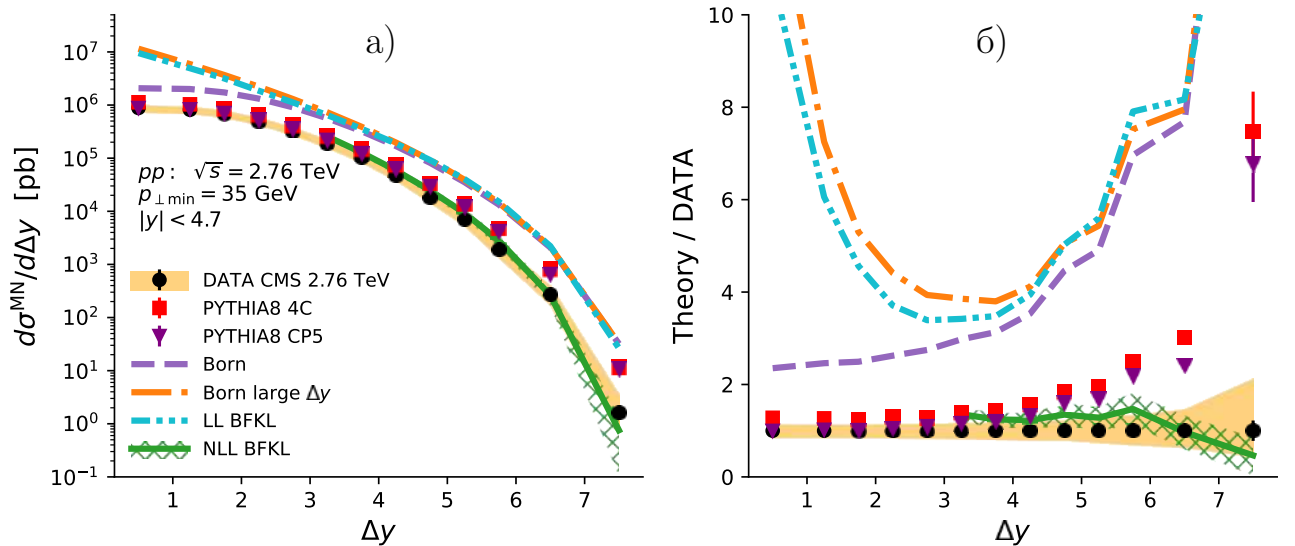


Рисунок 4.1 — Сравнение результатов вычисления МН сечения $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ на основе СГЛП БФКЛ (NLL BFKL) [A2; 126] с результатами измерения CMS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ [A1; A3; 108; 110]. а) МН сечение $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$; б) отношение результатов расчетов к результатам измерения. Результаты измерения представлены черными точками. Вертикальные линии - статистические неопределенности измерения и МК моделирования. Желтая полоса - систематическая неопределенность результатов измерения. Цветные линии - результаты расчетов. Штрихованная полоса - теоретическая неопределенность СГЛП БФКЛ (NLL BFKL)

Для сравнения на рисунке 4.1 представлены вычисления с Борновским подпроцессом без применения (Born) и с применением (Born large Δy) приближения больших Δy , а также представлены результаты вычисления ГЛП БФКЛ (LL BFKL), выполненные согласно [71]. МК расчет на основе ГП+ГЛП ГЛАПД, выполненный в генераторе RUTHIA8, представлен для двух наборов настроек 4C [72] и CP5 [73]. Набор 4C, основанный на изучении ранних данных ЛНС при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, был использован для сравнения с результатами измерений CMS в работах [37; 38; A1; A3; 108; 110]. Набор CP5 включает аппроксимацию данных ЛНС при $\sqrt{s} = 8$ и 13 ТэВ. Кроме того в наборе CP5 используется константа сильной связи, α_s , и ПФР в следующем за следующим за главным порядком (ССГП) приближении и быстрое упорядочение в излучении в начальном состоянии. Таким образом RUTHIA8 CP5 предоставляет предсказание еще более далекое от чистого ГП+ГЛП ГЛАПД чем 4C набор. При этом RUTHIA8 CP5 учитывает еще больше БФКЛ вкладов за счет включения быстрого упорядочения в начальном состоянии. Следует отметить, что анти- k_T алгоритм восстановления струй [87] использовался при восстановлении струй в измерениях CMS и в моделировании в RUTHIA8.

Как видно из рисунка 4.1 СГЛП БФКЛ расчет совпадает с результатами измерения с точностью до статистических и систематических неопределенностей, в то время как другие расчеты сильно переоценивают экспериментальные данные при больших Δy . Это говорит в пользу проявления эффектов БФКЛ при рождении пар адронных струй с большим Δy в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ. Более того, видно, что СГЛП поправки существенны для БФКЛ расчетов. Сравнивая вычисления с Борновским подпроцессом без применения и с применением приближения большого Δy , видно, что область применимости приближения большого Δy при расчете сечений начинается для $\Delta y > 4$, поэтому СГЛП БФКЛ расчет представлен только для этой области. Видно, что новый CP5 набор настроек улучшает согласие RUTHIA8 предсказаний с результатами эксперимента только в центральной области малых $\Delta y < 4$. Согласие предсказаний RUTHIA8 с экспериментом при больших Δy все еще остается неудовлетворительным.

Предсказания для Δy -дифференциального сечения рождения МН пар струй в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ и 13 ТэВ для $p_{\perp} > p_{\perp \min} = 35$ ГэВ/с и $|y| < 4.7$ представлены на рисунке 4.2. Видно, что СГЛП БФКЛ предсказывает более низкие значения сечений при больших Δy , чем все другие расчеты.

Предсказания для Δy -дифференциального сечения рождения МН пар струй в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76, 8$ и 13 ТэВ для $p_{\perp} > p_{\perp\min} = 20$ ГэВ/ c и $|y| < 4.7$ представлены на рисунке 4.3. Сравнивая результаты ГЛП БФКЛ (LL BFKL) расчета и расчета с Борновским подпроцессом и приближением большого Δy для $p_{\perp\min} = 35$ ГэВ/ c (Рис. 4.2) и $p_{\perp\min} = 20$ ГэВ/ c (Рис. 4.3), можно видеть, что понижение порога $p_{\perp\min}$ и увеличение \sqrt{s} приводит к увеличению чувствительности к эффектам БФКЛ.

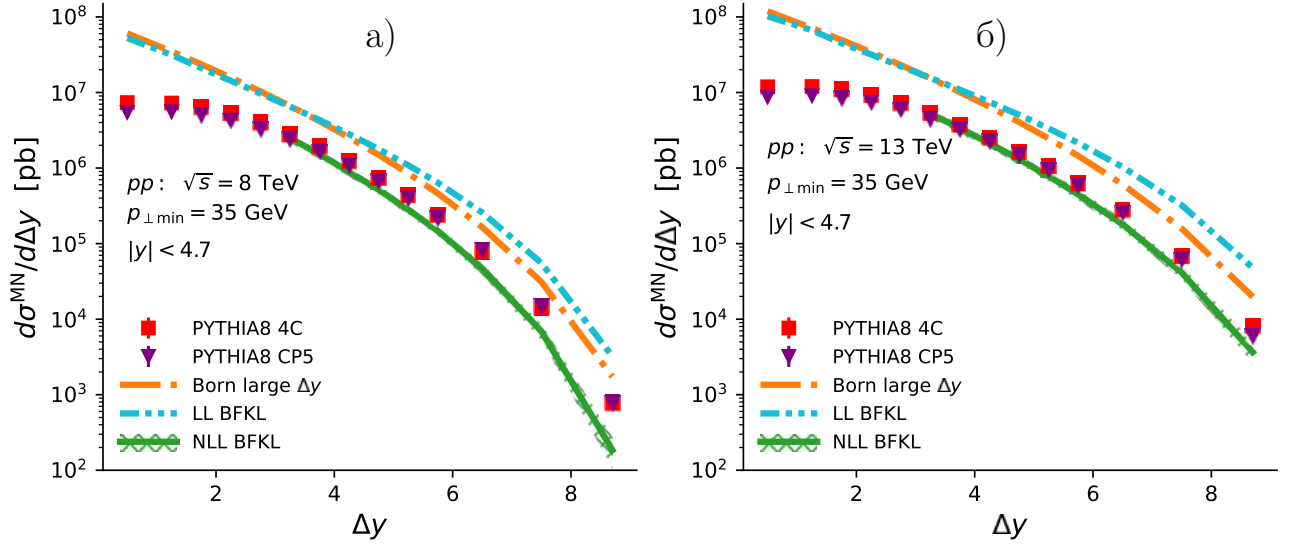


Рисунок 4.2 — Результаты вычисления МН сечения $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ [A2; 126]. а) при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ; б) при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ для адронных струй с $p_{\perp} > p_{\perp\min} = 35$ ГэВ/ c . Вертикальные линии - статистические неопределенности МК моделирования. Цветные линии - результаты расчетов. Штрихованная полоса - теоретическая неопределенность СГЛП БФКЛ (NLL BFKL)

Предсказания отношений $R_{13/2.76}^{\text{MN}}$, $R_{8/2.76}^{\text{MN}}$ и $R_{13/8}^{\text{MN}}$ для pp столкновений и $p_{\perp\min} = 35$ ГэВ/ c представлены на рисунке 4.4, а для $p_{\perp\min} = 20$ ГэВ/ c на рисунке 4.5. Как видно из рисунков, вычисления, основанные на ГЛАПД и БФКЛ приближениях, хорошо разделимы, указывая на то, что данные отношения являются хорошими наблюдаемыми для поиска сигналов эволюции БФКЛ. СГЛП БФКЛ расчет пресказывает наиболее сильный рост отношений, чем все другие расчеты. Сравнивая вычисления с Борновским подпроцессом и РYТНIA8, видно что моделирование ГЛП ГЛАПД партонного ливня существенно меняет \sqrt{s} зависимость МН сечений.

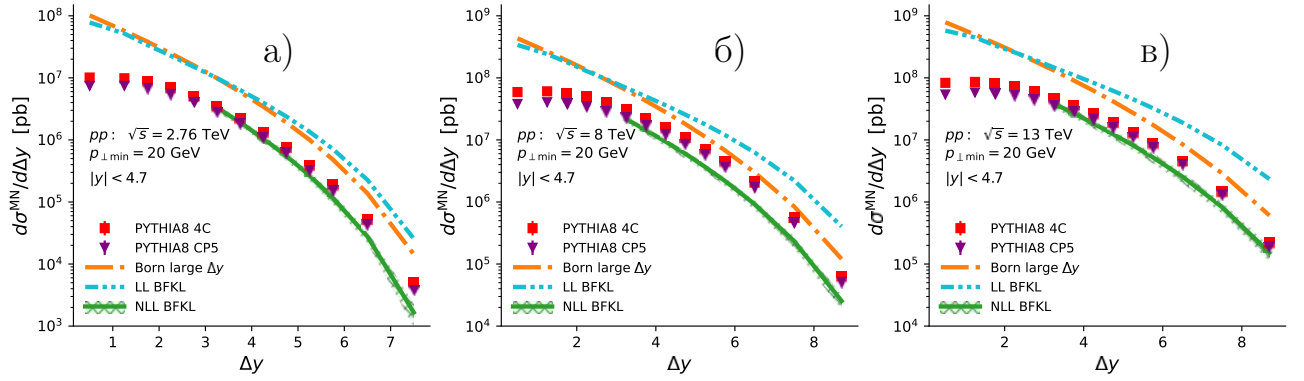


Рисунок 4.3 — Результаты вычисления МН сечения $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ [A2; 126]. а) при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ; б) при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ; в) при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ для адронных струй с $p_{\perp} > p_{\perp\text{min}} = 20$ ГэВ/с. Вертикальные линии - статистические неопределенности МК моделирования. Цветные линии - результаты расчетов. Штрихованная полоса - теоретическая неопределенность СГЛП БФКЛ (NLL BFKL)

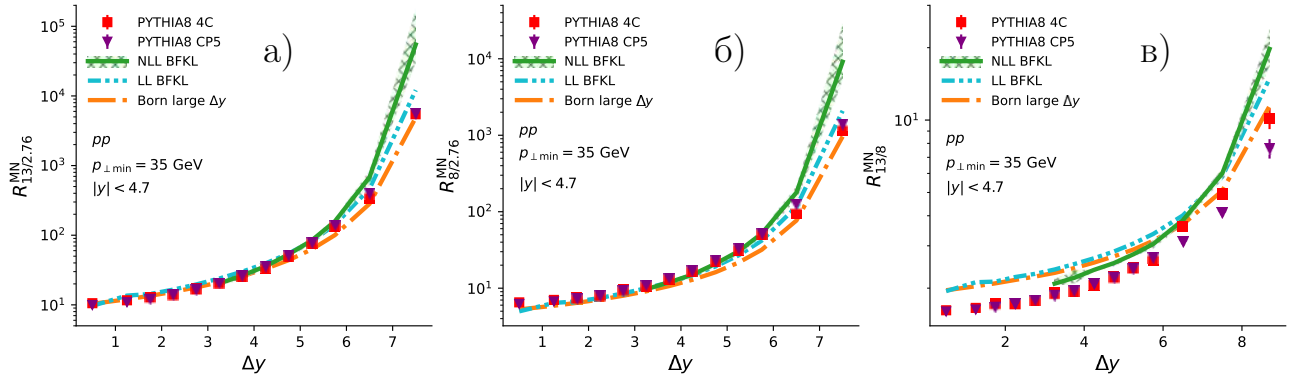


Рисунок 4.4 — Результаты вычисления отношений МН сечений [A2; 126] а) $R^{\text{MN}}_{13/2.76}$; б) $R^{\text{MN}}_{8/2.76}$; и в) $R^{\text{MN}}_{13/8}$ для адронных струй с $p_{\perp} > p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ/с. Вертикальные линии - статистические неопределенности МК моделирования. Цветные линии - результаты расчетов. Штрихованная полоса - теоретическая неопределенность СГЛП БФКЛ (NLL BFKL)

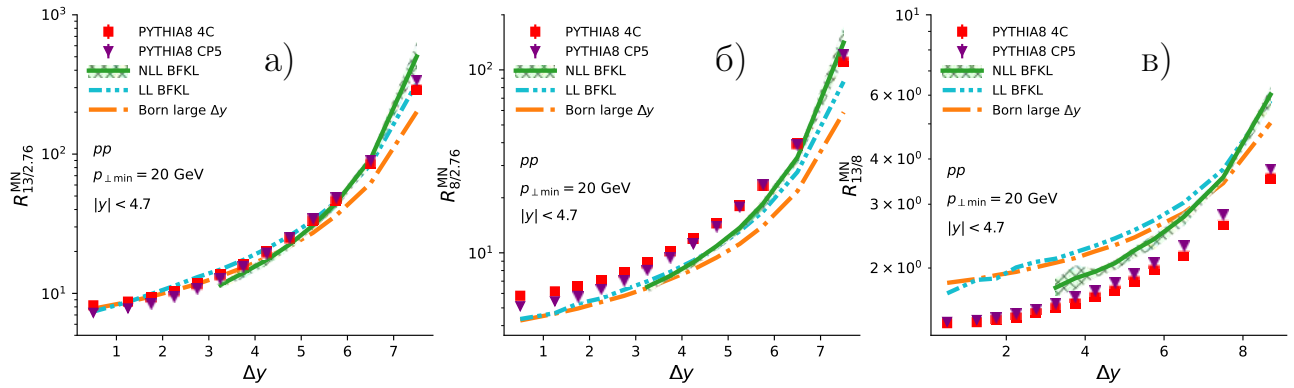


Рисунок 4.5 — Результаты вычисления отношений МН сечений [A2; 126] а) $R_{13/2.76}^{MN}$; б) $R_{8/2.76}^{MN}$; и в) $R_{13/8}^{MN}$ для адронных струй с $p_{\perp} > p_{\perp, \min} = 20$ ГэВ/с. Вертикальные линии - статистические неопределенности МК моделирования. Цветные линии - результаты расчетов. Штрихованная полоса - теоретическая неопределенность СГЛП БФКЛ (NLL BFKL)

Глава 5. Поток энергии для учета межструйного и струйного вето.

5.1 Поток энергии от жестких струй для расчета струйного вето

В настоящее время измеренные в [37; A1; A3; 108; 110] отношения сечений рождения пар адронных струй с вето на дополнительные струи в рамках подхода БФКЛ могут вычислены в ГЛП с помощью МК генераторов. Настоящая глава посвящена развитию методов вычисления сечений рождения пар адронных струй с вето. Не существует разработанного аналитического метода расчета влияния условия струйного вето по поперечному импульсу p_{\perp} , основанного на БФКЛ приближении. Однако вычисления, основанные на уравнении Банфи–Макрчезини–Смая (БМС) [49], показывают хорошее согласие с измерениями отношений сечений рождения пар адронных струй с межструйным вето в эксперименте ATLAS [34] при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [127] на LHC.

В настоящей главе мы обобщим подход, основанный на уравнении БМС [49; 127], для вычислений струйного вето на всем доступном промежутке быстроты с Борновским партон-партонным подпроцессом. Также применим подход БМС для межструйного вето с партон-партонным подпроцессом в СГЛП БФКЛ, рассчитанным как описано в предыдущей главе. Как мы видели в предыдущей главе, СГЛП БФКЛ расчет для сечения рождения пар адронных струй МН лучше согласуется с экспериментальными измерениями [A1; A3; 108; 110], по сравнению вычислениями для Борновского подпроцесса, что обосновывает наш подход. Измерения CMS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ [A1; A3; 108; 110] и 7 ТэВ [37] позволяют проверить \sqrt{s} зависимость предсказаний БМС подхода к вето.

Подход БМС описывает физику потока энергии. Под потоком энергии понимается утечка энергии и поперечного импульса от жестких струй из-за многократного излучения мягких глюонов на большой угол. С одной стороны поток энергии приводит к уменьшению энергии жестких струй. С другой стороны, если поперечный импульс передается в область где наложено условие вето, то это может приводить к нарушению вето.

Область фазового пространства, где применима физика потока энергии несколько отличается от той, в которой должны доминировать эффекты эво-

люции БФКЛ. Так как физика потока энергии использует излучение мягких глюонов на большие углы, то последовательное излучение глюонов приводит к p_{\perp} -упорядоченному партонному каскаду, при этом все углы примерно одного порядка. В то же время, в эволюции БФКЛ доминирует p_{\perp} -диффузия и упорядочение по быстроте, которое может приводить к сильному упорядочению по углу.

В работе [127] расчеты, основанные на физике потока энергии, продемонстрировали согласие результатов расчетов с экспериментальной наблюдаемой, использующей межструйное вето и предназначенной для поиска сигналов БФКЛ. Так, расчеты показали согласие с измерениями рождения пар передне-задних адронных струй с межструйным вето в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в эксперименте ATLAS [34]. Передне-задний отбор включал выбор струй с максимальной и минимальной быстрой в событии, что усиливает вклад БФКЛ логарифмов. В то же время, для изучения физики потока энергии в работе [34] был предпринят отбор пар наиболее жестких струй в событии. Однако расчеты [127] существенно переоценили влияние вето при отборе пар наиболее жестких струй. Таким образом, вопрос о взаимном вкладе БФКЛ и БМС режимов в вето наблюдаемые остается открытым.

В настоящей главе проанализировано несколько подходов к обобщению метода, использованного в [127], на случай когда вето наложено во всем диапазоне доступных быстрот (струйное вето), как в измерении, представленном в главе 3 и в [37; A1; A3; 108; 110]. Представлено сравнение результатов расчетов с измерениями в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, выполненными в эксперименте CMS [37].

Также показано, что следует заменить цветовой множитель C_A на C_F в подходе, описанном в работе [127], для того чтобы исключить двойной учет излучения глюонов цветовыми диполями. Представлен метод применения подхода БМС при расчете в рамках ГЛП/СГЛП БФКЛ и представлено сравнение результатов расчетов с измерениями CMS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ [A1; A3; 108; 110] и 7 ТэВ [37].

5.2 Уравнение Банфи–Маркезини–Смая

В работе Банфи–Маркезини–Смая (БМС) [49] рассматриваются инфракрасно и коллинеарно безопасные межструйные наблюдаемые. Таковой, например, является распределение полной энергии E_{out} (или поперечного импульса) адронов, испущенных в область \mathcal{C}_{out} вдали от всех жестких адронных струй. Инфракрасная и коллинеарная безопасность позволяют выполнять конечные пертурбативные вычисления в КХД. Нормированное распределение E_{out} определяет вероятность того, что все излучение в область \mathcal{C}_{out} окажется меньше E_{out} , то есть вероятность не нарушить вето установленное для излучения $E > E_{\text{out}}$. В работе [49] рассмотрен случай, когда $E_{\text{out}} \ll Q$, масштаба жестких струй, что приводит к необходимости суммирования логарифмических членов $\alpha_s^n \ln^n Q/E_{\text{out}}$. В работе БМС [49] приближение излучения мягких глюонов на большой угол было использовано для суммирования таких логарифмов.

Для простоты e^+e^- аннигиляция в струи была рассмотрена в [49] как основной процесс. Рожденная в аннигиляции пара партонов (цветовой диполь, обозначенный $G\bar{G}$ на Рис. 5.1) рассматривалась как источник когерентного глюонного излучения. \mathcal{C}_{in} область, комплиментарная к \mathcal{C}_{out} , определена двумя конусами с углом образующих к оси траста θ_{in} , как показано на Рис. 5.1. Вероятность того, что суммарная энергия адронов в \mathcal{C}_{out} области меньше E_{out} , определяется по формуле:

$$P_{e^+e^-}(Q, E_{\text{out}}) = \sum_n \int \frac{d\sigma_n}{\sigma_T} \Theta\left(E_{\text{out}} - \sum_{h \in \mathcal{C}_{\text{out}}} \omega_h\right), \quad (5.1)$$

где $d\sigma_n$ — дифференциальное сечение рождения n адронов;
 σ_T — полное сечение аннигиляции e^+e^- в адроны;
 ω_h — энергия адрона h .

На партонном уровне вероятность (5.1) может быть рассчитана в рамках КХД суммированием вкладов от процессов с n глюонами в конечном состоянии

$$e^+e^- \rightarrow k_\alpha k_1 \dots k_n k_\beta, \quad (5.2)$$

где k_α и k_β — импульсы первичных кварка и антикварка;
 k_i — импульсы глюонов.

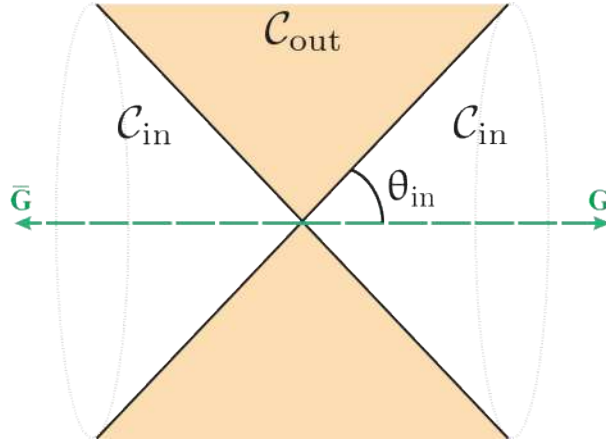


Рисунок 5.1 — Определение C_{in} и C_{out} областей в e^+e^- аннигиляции

В процессе (5.1) доминирует вклад с двумя струями, летящими в противоположных направлениях. Если θ_{in} достаточно большой, то основная энергия излучения выделяется в C_{in} области. Энергия в области C_{out} набирается за счет мягких глюонов, поэтому основной вклад в вероятность (5.1) дают процессы с $E_{\text{out}} \ll Q$. Таким образом, вероятность может быть нормирована на единицу в кинематическом пределе $E_{\text{out}} \simeq Q$. Трехструйные события, когда $E_{\text{out}} \simeq Q$, подавлены $\alpha_s(Q)$ и угловым распределением третьей струи. Главный вклад от мягкого глюонного излучения обеспечивается сильно упорядоченным по энергии (поперечному импульсу) партонным каскадом.

Вклады от p_{\perp} -упорядоченного каскада могут быть просуммированы с помощью БМС уравнения эволюции [49]. В более общем случае, когда направления импульсов первичной кварк-антикварковой пары (цветового диполя) Ω_{α} и Ω_{β} произвольны, а C_{in} область определена так, что содержит Ω_{α} и Ω_{β} , БМС уравнение может быть записано в виде:

$$\begin{aligned} \partial_{\tau} P_{\tau}(\Omega_{\alpha}, \Omega_{\beta}) = & - \int_{C_{\text{out}}} \frac{d^2 \Omega_{\gamma}}{4\pi} \frac{1 - \cos \theta_{\alpha\beta}}{(1 - \cos \theta_{\alpha\gamma})(1 - \cos \theta_{\gamma\beta})} P_{\tau}(\Omega_{\alpha}, \Omega_{\beta}) \\ & + \int_{C_{\text{in}}} \frac{d^2 \Omega_{\gamma}}{4\pi} \frac{1 - \cos \theta_{\alpha\beta}}{(1 - \cos \theta_{\alpha\gamma})(1 - \cos \theta_{\gamma\beta})} (P_{\tau}(\Omega_{\alpha}, \Omega_{\gamma}) P_{\tau}(\Omega_{\gamma}, \Omega_{\beta}) - P_{\tau}(\Omega_{\alpha}, \Omega_{\beta})), \end{aligned} \quad (5.3)$$

где τ — эволюционная переменная, определенная ниже;
 θ_{ij} — угол между направлениями Ω_i и Ω_j .

Эволюционная переменная τ определяется формулой:

$$\tau = \int_{p_{\perp\text{veto}}}^{p_{\perp}} \frac{dk_{\perp}}{k_{\perp}} \frac{\alpha_s(k_{\perp}) C_A}{\pi}, \quad (5.4)$$

где $p_{\perp\text{veto}}$ — порог по поперечному импульсу, выше которого наложено вето на адронные струи в области \mathcal{C}_{out} ;

p_{\perp} — поперечный импульс начального диполя. В рамках рассматриваемого подхода жесткость диполя $Q \approx p_{\perp}$.

В правой части уравнения БМС (формула (5.3)) стоит два интеграла. Первый - интеграл по области \mathcal{C}_{out} - суммирует вклады от первично излученных глюонов - так называемые Судаковские логарифмы (вероятность не излучить выше $p_{\perp\text{veto}}$ в область \mathcal{C}_{out}). Второй - интеграл по области \mathcal{C}_{in} - суммирует вклады от вторичных глюонов в каскаде - так называемые не-глобальные логарифмы. Во второй части уравнения БМС разрешено излучение первичных глюонов в область \mathcal{C}_{in} , которое приводит к расщеплению начального диполя на два дочерних диполя, излучение от которых в последующем может привести к нарушению условия вето.

Начальные и граничные условия для уравнения (5.3) следующие:

- $P_{\tau=0}(\Omega_{\alpha}, \Omega_{\beta}) = 1$, для всех направлений Ω_{α} и Ω_{β} . Выполнение этого условия требуется в силу p_{\perp} -упорядочения каскада.
- $P_{\tau}(\Omega_{\alpha}, \Omega_{\alpha}) = 1$ для всех τ и Ω_{α} . Выполнение этого условия обеспечивается экранированием цветового заряда.

Для оценки взаимного вклада Судаковских и не-глобальных логарифмов, возможно получение решения в случае, когда учитываются только Судаковские логарифмы. В этом случае уравнение (5.3) принимает вид:

$$\partial_{\tau} P_{\tau}(\Omega_{\alpha}, \Omega_{\beta}) = - \int_{\mathcal{C}_{\text{out}}} \frac{d^2\Omega_{\gamma}}{4\pi} \frac{1 - \cos \theta_{\alpha\beta}}{(1 - \cos \theta_{\alpha\gamma})(1 - \cos \theta_{\gamma\beta})} P_{\tau}(\Omega_{\alpha}, \Omega_{\beta}), \quad (5.5)$$

Решение уравнения (5.5):

$$P_{\tau}(\Omega_{\alpha}, \Omega_{\beta}) = \exp \left\{ - \tau \int_{\mathcal{C}_{\text{out}}} \frac{d^2\Omega_{\gamma}}{4\pi} \frac{1 - \cos \theta_{\alpha\beta}}{(1 - \cos \theta_{\alpha\gamma})(1 - \cos \theta_{\gamma\beta})} \right\}, \quad (5.6)$$

5.3 Использование уравнения БМС для расчета инклюзивного сечения рождения пар адронных струй с вето в столкновениях адронов

Инклюзивное сечение рождения пары адронных струй в столкновениях адронов в жестком (и полужестком режиме при больших Δy) может быть рассчитано согласно факторизационной формуле (4.1).

Расчет влияния условия вето в партонном подпроцессе зависит от цветовой конфигурации, которая определяет направление движения цветовых диполей. Рассмотрим для начала простейший процесс ($12 \rightarrow 34$) рассеяния кварка на кварке другого аромата (qq') (антикварка на антикварке другого аромата ($\bar{q}\bar{q}'$)), как показано на рисунке 5.2.

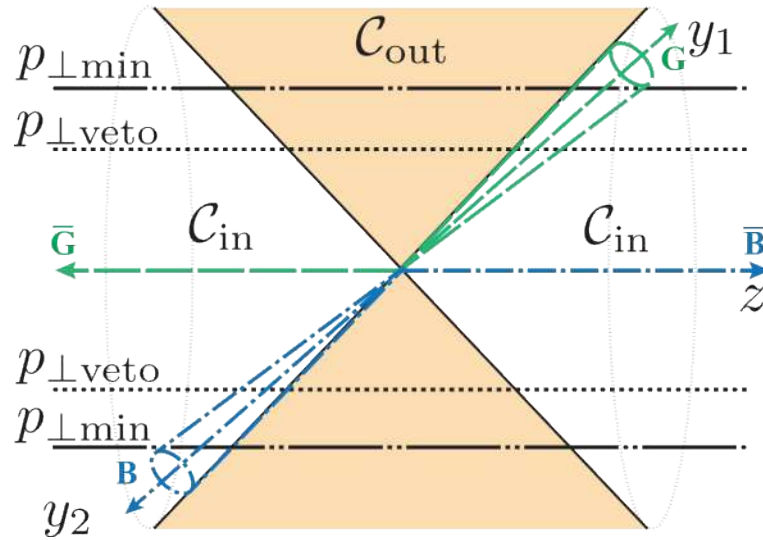


Рисунок 5.2 — Определение порогов $p_{\perp \min}$ и $p_{\perp \text{veto}}$, областей C_{in} и C_{out} , цветовых диполей $\bar{B}\bar{B}$ и $G\bar{G}$

$\hat{\sigma}_{qq'}$ в главном порядке теории возмущений.

$$\frac{d\hat{\sigma}_{qq'}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} \frac{g^4 C_F}{N_c} \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \right), \quad (5.7)$$

где \hat{s} , \hat{t} и \hat{u} — Мандельштамовские переменные для партонного подпроцесса $2 \rightarrow 2$;

g — $\sqrt{4\pi\alpha_s}$;

N_c — число цветов.

Для определения цветового потока необходимо привлечь приближение большого числа цветов. Тогда одноглюонный обмен приводит к тому, что связанными по цвету оказываются протонный остаток «1» (остаток протона «1» после того как из него выбит партон «3») и партон «4» (партон выбитый из протона «2»), а так же протонный остаток 2 (остаток протона «2» после того как из него выбит партон «4») и партон «3». Таким образом, образуются два цветовых диполя «14», обозначенный на рисунке 5.2 $G\bar{G}$, и «23», обозначенный на том же рисунке $V\bar{V}$. Конец диполя «1» (протонный остаток «1») распространяется в направлении $\theta = 0$ или $\eta_1 = +\infty$. Конец диполя «2» (протонный остаток «2») распространяется в направлении $\theta = \pi$ или $\eta_2 = -\infty$. Конец диполя «3» распространяется в направлении $\eta_3 = y_1$, а конец диполя «4» в направлении $\eta_4 = y_2$. В настоящем подходе массами кварков пренебрегается, поэтому прсевдобыстрота, η , равна быстроте y .

Определим для дальнейшего удобства:

$$\begin{aligned} h^A(s, t, u) &= \frac{g^4 C_F}{N_c} \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2} \right), \\ h^B(s, t, u) &= \frac{g^4 C_F}{N_c} \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{2s}{N_c t} \right), \\ h^C(s, t, u) &= g^4 C_F \frac{u}{t} \left(\frac{t^2 + u^2}{s^2} - \frac{1}{N_c^2} \right), \\ h^D(s, t, u) &= 2g^4 \frac{N_c^2}{N_c^2 - 1} \left(1 - \frac{tu}{s^2} - \frac{su}{t^2} + \frac{u^2}{st} \right), \end{aligned} \quad (5.8)$$

Тогда вето сечение может быть рассчитано, используя решение уравнения (5.3), как:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{qq'}^{\text{veto}}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} (h^A(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})P_{14}P_{23} + h^A(\hat{s}, \hat{u}, \hat{t})P_{13}P_{24}), \quad (5.9)$$

где P_{ij} — вероятность не нарушить вето излучением от диполя ij , рассчитанная по формуле (5.3).

В формуле (5.9) добавлен u -канал, несмотря на то что q и q' различимы, для того чтобы учесть вклады $y_1 - y_2 > 0$ и $y_1 - y_2 < 0$.

Для сечений других партонных подпроцессов можно написать следующие формулы:

– $q\bar{q}' \rightarrow q\bar{q}'$ рассеяние кварка на антикварке другого аромата

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}'}^{\text{veto}}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2}(h^A(\hat{u}, \hat{t}, \hat{s})P_{12}P_{34} + h^A(\hat{t}, \hat{u}, \hat{s})P_{12}P_{34}), \quad (5.10)$$

– $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$ конверсия в пару другого аромата

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'}^{\text{veto}}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2}(h^A(\hat{t}, \hat{s}, \hat{u})P_{14}P_{23} + h^A(\hat{u}, \hat{s}, \hat{t})P_{13}P_{24}), \quad (5.11)$$

– $qq \rightarrow qq$ рассеяние кварка на кварке того же аромата (так же для $\bar{q}\bar{q} \rightarrow \bar{q}\bar{q}$)

$$\frac{d\hat{\sigma}_{qq}^{\text{veto}}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2}(h^B(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})P_{14}P_{23} + h^B(\hat{s}, \hat{u}, \hat{t})P_{13}P_{24}), \quad (5.12)$$

– $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$ рассеяние кварка на антикварке того же аромата

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}}^{\text{veto}}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} & (h^B(\hat{u}, \hat{t}, \hat{s})P_{12}P_{34} + h^B(\hat{u}, \hat{s}, \hat{t})P_{13}P_{24} \\ & + h^B(\hat{t}, \hat{u}, \hat{s})P_{12}P_{34} + h^B(\hat{t}, \hat{s}, \hat{u})P_{14}P_{23}), \end{aligned} \quad (5.13)$$

– $q\bar{q} \rightarrow gg$ конверсия в глюон-глюонную пару

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow gg}^{\text{veto}}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2}(h^C(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})P_{34}P_{13}P_{24} + h^C(\hat{s}, \hat{u}, \hat{t})P_{34}P_{14}P_{23}), \quad (5.14)$$

– $gg \rightarrow q\bar{q}$ конверсия глюонов в кварк-антикварковую пару

$$\frac{d\hat{\sigma}_{gg \rightarrow q\bar{q}}^{\text{veto}}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} \left(\frac{3}{8}\right)^2 (h^C(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})P_{34}P_{13}P_{24} + h^C(\hat{s}, \hat{u}, \hat{t})P_{34}P_{14}P_{23}) \times 2, \quad (5.15)$$

– $qg \rightarrow qg$ рассеяние кварка на глюоне (так же для $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}g$)

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}_{qg}^{\text{veto}}}{d\hat{t}} = \frac{-1}{16\pi\hat{s}^2} \left(\frac{3}{8}\right) & (h^C(\hat{t}, \hat{s}, \hat{u})P_{24}P_{12}P_{34} + h^C(\hat{t}, \hat{u}, \hat{s})P_{24}P_{14}P_{23} \\ & + h^C(\hat{u}, \hat{s}, \hat{t})P_{23}P_{12}P_{34} + h^C(\hat{u}, \hat{t}, \hat{s})P_{23}P_{13}P_{24}), \end{aligned} \quad (5.16)$$

– $gg \rightarrow gg$ рассеяние глюона на глюоне

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}_{gg \rightarrow gg}^{\text{veto}}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} & (h^D(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})P_{12}P_{13}P_{24}P_{34} + h^D(\hat{s}, \hat{u}, \hat{t})P_{12}P_{14}P_{23}P_{34} \\ & + h^D(\hat{u}, \hat{t}, \hat{s})P_{14}P_{24}P_{13}P_{23}), \end{aligned} \quad (5.17)$$

Используя партонные подпроцессы с вето (5.9-5.17) в формуле (4.1), получаем инклюзивное сечение рождение пар адронных струй с вето на дополнительные адронные струи с $p_{\perp} > p_{\perp\text{veto}}$, наложенным в области \mathcal{C}_{out} вдали

от пары адронных струй. Как видно, такой подход в принципе позволяет учитывать условие вето в \mathcal{C}_{out} области сколь угодно сложной конфигурации, главное чтобы жесткие струи попадали в комплиментарную \mathcal{C}_{in} область. Однако аналитическое решение известно только для определенной конфигурации Ω_α , Ω_β и \mathcal{C}_{in} [128]. В случае же, интересном для расчетов экспериментальных наблюдаемых, таких как межструйное вето (вето в интервале Δy между струями в паре) или струйное вето, когда условие вето наложено во всем доступном экспериментально интервале быстроты, необходимо использование численных методов для решения уравнения (5.3). В следующем параграфе рассмотрено численное решение уравнения (5.3) для межструйного вето.

5.4 Численное решение уравнения БМС для случая межструйного вето

Численное решение получено для системы центра масс сталкивающихся партонов. В этой системе быстроты струй в паре $y_1^{\text{cm}} = -y_2^{\text{cm}} = \Delta y/2$. Отступив от струй на радиус размера струи R , как показано на рисунке 5.2, область межструйного вето можно определить углом:

$$\theta_{\text{in}} = 2\text{arctg} \left[\exp \left\{ - \left(\frac{\Delta y}{2} - R \right) \right\} \right], \quad (5.18)$$

Таким образом, область \mathcal{C}_{out} есть функция только параметра Δy . Для каждого Δy необходимо решать уравнение (5.3). Для численного решения удобно сделать преобразование перейдя к новой функции $g_\tau(\Omega_\alpha, \Omega_\beta)$:

$$P_\tau(\Omega_\alpha, \Omega_\beta) = e^{-\tau f_{\alpha\beta}(\mathcal{C}_{\text{out}})} g_\tau(\Omega_\alpha, \Omega_\beta), \quad (5.19)$$

где $f_{\alpha\beta}(\mathcal{C}_{\text{out}})$:

$$f_{\alpha\beta}(\mathcal{C}_{\text{out}}) = \int_{\mathcal{C}_{\text{out}}} \frac{d\Omega_\gamma}{4\pi} w_{\alpha\beta}(\Omega_\gamma), \quad (5.20)$$

а $w_{\alpha\beta}(\Omega_\gamma)$:

$$w_{\alpha\beta}(\Omega_\gamma) = \frac{1 - \cos \theta_{\alpha\beta}}{(1 - \cos \theta_{\alpha\gamma})(1 - \cos \theta_{\gamma\beta})}, \quad (5.21)$$

После преобразования для $g_\tau(\Omega_\alpha, \Omega_\beta)$ получается уравнение:

$$\partial_\tau g_\tau(\Omega_\alpha, \Omega_\beta) = \int_{\mathcal{C}_{\text{in}}} \frac{d\Omega_\gamma}{4\pi} w_{\alpha\beta}(\Omega_\gamma) U_{\alpha\beta\gamma} [g_\tau(\Omega_\alpha, \Omega_\gamma) g_\tau(\Omega_\gamma, \Omega_\beta) - g_\tau(\Omega_\alpha, \Omega_\beta)], \quad (5.22)$$

где $U_{\alpha\beta\gamma}$:

$$U_{\alpha\beta\gamma} = e^{-\tau(f_{\alpha\gamma}(\mathcal{C}_{\text{out}}) + f_{\gamma\beta}(\mathcal{C}_{\text{out}}) - f_{\alpha\beta}(\mathcal{C}_{\text{out}}))}, \quad (5.23)$$

Для численного решения уравнения (5.22) определим решетку в пространстве углов (θ, φ) . Разобьем промежутки для полярного угла $[0., \theta_{\text{in}}] \cup [\pi - \theta_{\text{in}}, \pi]$ на 80 частей. Для азимутального угла φ , разобьем промежутки $[0., \pi]$ на 20 частей. При этом мы пользуемся симметрией задачи. Во-первых, отсчитываем азимутальный угол от азимутального угла партона «3». Протонные остатки летят вдоль оси z , поэтому азимутальный угол остается только у партона «4». Во-вторых, симметрией относительно замены φ на $-\varphi$ для партона «4». Таким образом, необходимо построить эволюцию $g_\tau(\Omega_\alpha, \Omega_\beta)$ в $81 \times 81 \times 21 = 137781$ узлах. Без использования указанных симметрий количество узлов возросло бы в 80 раз при той же точности. Регуляризацию подынтегрального выражения осуществим «выкидыванием» вкладов, когда $\Omega_\gamma = \Omega_\alpha$ или $\Omega_\gamma = \Omega_\beta$. Этот «грубый» подход, тем не менее, хорошо воспроизводит результаты работы других авторов [127; 128].

При рассмотрении решетки, описанной в предыдущем абзаце, уравнение (5.22) распадается на систему ~ 140000 простых обыкновенных дифференциальных уравнений.

$$\partial_\tau g_{ij}(\tau) = \sum_{k \neq i, k \neq j, k \in \mathcal{C}_{\text{in}}} \frac{\Delta\Omega_k}{4\pi} w_{ij}(k) U_{ijk} [g_{ik}(\tau) g_{kj}(\tau) - g_{ij}(\tau)], \quad (5.24)$$

Для энергий ЛНС эволюцию по τ достаточно построить от 0. до 0.8. Эволюция построена методом Рунге–Кутты 4 порядка с шагом 0.01. Решения получены для 100 эквидистантных значений θ_{in} для промежутка $[0, \pi/2]$ на суперкомпьютере «Константинов» Центра Обработки Данных (ЦОД) реактора ПИК в НИЦ «Курчатовский институт»-ПИЯФ. Значения функций между узлами решетки восстанавливалось кусочно-линейной интерполяцией. Полученные решения могут быть использованы при расчете сечений рождения пар адронных струй с межструйным вето. Следует отметить, что с точки зрения вычисления сечений с вето, получение решений уравнения БМС, описанное в

этом параграфе, должно быть произведено заранее, поскольку поиск одного решения, для конкретного θ_{in} , занимает более 10 часов на одном CPU (Central Processing Unit).

5.5 БМС эволюция для струйного вето

Описанная в параграфе 5.3 процедура подходит для \mathcal{C}_{out} области любой сложности. Напомним, что для межструйного вето \mathcal{C}_{out} был функцией только Δy . В случае струйного вето, когда условие вето наложено во всем доступном интервале быстроты, область \mathcal{C}_{out} может быть определена как объединение несвязанных областей по быстройте. В таблице 7 представлено определение \mathcal{C}_{out} области в зависимости от типа цветового диполя. В таблице 7 y_{min} , y_{max} - минимальная и максимальная доступная в эксперименте быстрота. Таким образом, для струйного вето \mathcal{C}_{out} область зависит от: Δy ; $y^{\text{cm}} = (y_1 + y_2)/2$ - быстроты центра масс сталкивающихся партонов; y_{min} ; y_{max} ; типа цветового диполя. Это приводит к большому числу возможных конфигураций, которые должны быть вычислены заранее, что требует большого количества процессорного времени для вычисления и памяти для хранения решений. Отсюда следует, что подход, избранный для межструйного вето, оказывается непрактичным для струйного вето.

Таблица 7 — Определение области \mathcal{C}_{out} в зависимости от типа цветового диполя

Цветовой диполь	Область \mathcal{C}_{out}
«12»	$[y_{\text{min}}, y_{\text{max}}]$
«13»	$[y_{\text{min}}, y_1 - R] \cup [y_1 + R, y_{\text{max}}]$
«14»	$[y_{\text{min}}, y_2 - R] \cup [y_2 + R, y_{\text{max}}]$
«23»	$[y_{\text{min}}, y_1 - R] \cup [y_1 + R, y_{\text{max}}]$
«24»	$[y_{\text{min}}, y_2 - R] \cup [y_2 + R, y_{\text{max}}]$
«34»	$[y_{\text{min}}, y_2 - R] \cup [y_2 + R, y_1 - R] \cup [y_1 + R, y_{\text{max}}]$

Для расчета струйного вето в настоящей работе рассмотрено два подхода: упрощенный, основанный на предположении независимости событий не нарушить вето для каждой из несвязанных областей (в таблице 7), и подход,

основанный на МК моделировании БМС эволюции, рассмотренный в следующем параграфе.

Для начала рассмотрим упрощенный подход в более общем виде. Предположим в доступном интервале быстроты имеется k жестких упорядоченных адронных струй $y_{\min} < y_k < y_{k-1} < \dots < y_1 < y_{\max}$, тогда определим область \mathcal{C}_{out} как объединение областей $[y_{\min}, y_k - R] \cup [y_k + R, y_{k-1} - R] \cup \dots \cup [y_1 + R, y_{\max}] = \mathcal{C}_{\text{out}}^{(k)} \cup \mathcal{C}_{\text{out}}^{(k-1)} \cup \dots \cup \mathcal{C}_{\text{out}}^{(0)}$. В предположении независимости событий не нарушить вето в каждой из областей $\mathcal{C}_{\text{out}}^{(i)}$, вероятность не нарушить вето факторизуется:

$$P_{\tau}(\Omega_{\alpha}, \Omega_{\beta}) = \prod_{i=0}^k P_{\tau}^{(i)}(\Omega_{\alpha}, \Omega_{\beta}), \quad (5.25)$$

где $P_{\tau}^{(i)}(\Omega_{\alpha}, \Omega_{\beta})$ — вероятность не нарушить вето в области $\mathcal{C}_{\text{out}}^{(i)}$, рассчитанная независимо от других областей. (решение уравнения (5.3) с $\mathcal{C}_{\text{out}} = \mathcal{C}_{\text{out}}^{(i)}$).

Для того чтобы пользоваться решением уравнения БМС для межструйного вето, полученным в параграфе 5.4, для расчета $P_{\tau}^{(i)}(\Omega_{\alpha}, \Omega_{\beta})$ в (5.25), необходимо выполнять преобразование Лоренца для размещения области $\mathcal{C}_{\text{out}}^{(i)}$ в центр по скорости.

5.6 МК алгоритм для БМС эволюции

В работе [129] был предложен алгоритм, воспроизводящий эволюцию БМС. Алгоритм позволяет генерировать события множественного рождения глюонов, которые затем могут быть использованы для оценки вероятностей не нарушить вето в \mathcal{C}_{out} области.

Пересуммирование виртуальных вкладов осуществляется с помощью Судаковского форм-фактора. Для того чтобы разделить виртуальные и реальные члены, необходимо вести порог по поперечному импульсу Q_0 . Тогда Судаковский форм-фактор определяется выражением:

$$\ln S_{\alpha\beta}(Q, Q_0) = - \int_{Q_0}^Q \frac{d\omega_{\gamma}}{\omega_{\gamma}} \frac{d\Omega_{\gamma}}{4\pi} \bar{\alpha}_s(q_{\alpha\beta\perp}) w_{\alpha\beta}(\Omega_{\gamma}) \Theta(q_{\alpha\beta\perp} - Q_0), \quad (5.26)$$

где $q_{\alpha\beta\perp} = \frac{2\omega_{\gamma}^2}{w_{\alpha\beta}(\Omega_{\gamma})}$ — масштаб излучения поперечный к диполу « $\alpha\beta$ ».

Судаковский форм-фактор может быть интерпретирован как вероятность не излучить глюон с поперечным импульсом больше, чем Q_0 , диполем на масштабе Q с концами движущимися в направлениях Ω_α и Ω_β .

Используя Судаковский форм-фактор, возможно «разыграть» масштаб расщепления ω_g диполя (за счет излучения глюона) с помощью равномерно распределенной на отрезке $[0,1]$ случайной величины r , решая уравнение:

$$S_{\alpha\beta}(\omega_g, Q_0) \cdot r = S_{\alpha\beta}(Q, Q_0), \quad (5.27)$$

Если $r < S_{\alpha\beta}(Q, Q_0)$, то считаем, что диполь не расщепился до масштаба Q_0 . В противном случае, решая (5.27), определяем масштаб расщепления ω_g . Направление излучения определяется при этом распределением по углам:

$$\frac{dR_{\alpha\beta}(\Omega_g)}{d\Omega_g} = \frac{\bar{\alpha}_s(q_{\alpha\beta\perp}(\omega_\gamma = \omega_g)w_{\alpha\beta}(\Omega_g))}{N_{\alpha\beta}(\omega_g)} \Theta(q_{\alpha\beta\perp} - Q_0), \quad (5.28)$$

После того как определены масштаб расщепления ω_g и направление Ω_g , считаем что начальный диполь « $\alpha\beta$ » распался на два дочерних диполя « αg » и « $g\beta$ ». Далее процедура повторяется для нового масштаба $Q = \omega_g$, для двух дочерних диполей, и далее пока не будет достигнут порог Q_0 . В результате будем иметь сгенерированное конечное состояние с партонами α и β и k глюонами. Для каждого партона при этом известны направление $\Omega_g^{(i)}$ и поперечный импульс. Этой информации достаточно для того, чтобы определить нарушает ли данное событие вето или нет. Разыгрывая события излучения глюонов от диполя « $\alpha\beta$ » несколько раз, возможно оценить вероятность не нарушить вето. Скорость вычисления при этом не зависит от сложности области \mathcal{C}_{out} .

Заметим однако, что в только что описанном алгоритме введен масштаб $q_{\alpha\beta\perp}$, которого не было в оригинальном уравнении БМС (5.3). Это связывает масштаб расщепления ω_γ и направление Ω_γ . Судаковский форм-фактор (5.26) включает интегрирование по углам Ω_γ , которое среди прочего ограничено функцией $\Theta(q_{\alpha\beta\perp} - Q_0)$. Это приводит к тому, что более жесткие глюоны получают больший вес. Иными словами, появляется корреляция между углом излучения Ω_g и масштабом ω_g , которой не было в оригинальном БМС уравнении. Из-за этого меняется распределение по p_\perp излученных глюонов и появляется сильная зависимость от Q_0 . Более того, расчеты показали, если Q_0 выбран слишком низким, фактически перестает работать приближение мягких глюонов. Излучаемые глюоны становятся сравнимыми по масштабу с масштабом изначального диполя Q . Это в свою очередь требует учета закона сохранения

энергии импульса, который не учитывается в БМС эволюции. В БМС эволюции законом сохранения импульса пренебрегается из-за сильного упорядочения по энергии, которое нарушается в рассмотренном алгоритме. Это обстоятельство не будет, однако, играть большой роли, если область veto достаточно далеко (по углу) от концов диполя « $\alpha\beta$ ». При больших быстротах, однако, углы становятся маленькими, поэтому при больших быстротах при использовании только что описанного алгоритма могут возникать сложности.

Введение $q_{\alpha\beta\perp}$ затрудняет также сравнение результатов работы алгоритма с расчетами выполненными численно для уравнения БМС (5.3). Для сравнения работы алгоритма и численных вычислений для уравнения БМС (5.3) рассмотрим Судаковский форм-фактор без $q_{\alpha\beta\perp}$:

$$\ln S_{\alpha\beta}(Q, Q_0) = - \int_{Q_0}^Q \frac{d\omega_\gamma}{\omega_\gamma} \frac{d\Omega_\gamma}{4\pi} \bar{\alpha}_s(\omega_\gamma) w_{\alpha\beta}(\Omega_\gamma) \Theta(c_{\max} - \cos \theta_{\alpha\gamma}) \Theta(c_{\max} - \cos \theta_{\gamma\beta}), \quad (5.29)$$

где c_{\max} — параметр, ограничивающий минимальный угол θ_{ij} между направлениями Ω_i и Ω_j .

Как видно, интегрирование по ω_γ в (5.29) не зависит от интегрирования по углам Ω_γ , как это было в оригинальном уравнении БМС (5.3).

Как обсуждалось выше, МК алгоритм может приводить к излучению глюонов на масштабе, сравнимом с масштабом излучающего диполя. В этом случае существенными становятся эффекты отдачи и закона сохранения энергии-импульса. В настоящей работе рассмотрена упрощенная модель отдачи, которая учитывает только сохранение энергии и z компоненты импульса, в приближении безмассовых партонов и предположении, что псевдобыстрота партонов не меняется при отдаче. Модель пересчитывает энергию партонов излучающего диполя после излучения глюона, решая систему двух линейных уравнений. При этом, если излученный глюон достаточно жесткий, то это сильно уменьшает энергию изначального диполя, приводя к меньшему излучению в дальнейшем.

5.7 Сравнение вычислений R^{incl} с измерениями CMS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и обсуждение.

В этом параграфе представлены результаты вычислений R^{incl} отношения сечения инклюзивного рождения пар адронных струй к сечению рождения «экс-клюдивных» пар адронных струй, измеренному в pp столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в эксперименте CMS [37]. В измерении рассматриваются адронные струи с $p_{\perp} > p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ/с и быстротой $|y| < 4.7$. «Экс-клюдивное» рождение пар адронных струй по сути является рождением пары струй с вето установленным для дополнительных адронных струй с $p_{\perp\text{veto}} = p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ/с. Размер адронных струй определяется параметром $R = 0.5$.

Результаты сравнения вычислений [A4; 130] с результатами измерений [37] представлены на Рис. 5.3. Представлены расчеты, учитывающие вето только в промежутке Δy между адронными струями в паре «interjet veto», а так же учитывающие вето во всем доступном диапазоне по скорости $-4.7 < y < 4.7$ «jet veto».

На Рис. 5.3а представлены результаты расчетов, основанных на упрощенном подходе (5.25) для полной БМС эволюции (5.24) «BMS (jet veto)», и только для Судаковских логарифмов (5.6) «Sudakov (jet veto)». Для сравнения также представлены расчеты только для межструйного вето «BMS (interjet veto)» и «Sudakov (interjet veto)». Рисунок 5.3а демонстрирует существенный вклад от неглобальных логарифмов. Также видно, что «jet veto» расчет существенно переоценивает измеренное отношение R^{incl} при $\Delta y < 5$. Большой вклад при малых Δy дают области вето вне Δy , то есть $[-4.7, y_2 - R]$ и $[y_1 + R, 4.7]$. Это может быть связано с тем, что при больших скоростях углы эффективно становятся малыми, что приводит к более легкому нарушению вето БМС эволюцией, поскольку она оперирует с углами, а не скоростями.

На Рис. 5.3б представлены результаты расчетов для МК алгоритма с учетом масштаба, поперечного к излучающему диполю $q_{\alpha\beta\perp}$, то есть для Судаковского форм-фактора, вычисленного по формуле (5.26). Вычисления представлены для разного выбора Q_0 . «MC qabt ON $Q_0 = 5$ GeV» расчет выполнен для $Q_0 = 5$ ГэВ/с в двух вариантах: «interjet veto» и «jet veto». Аналогично для $Q_0 = 2$ ГэВ/с «MC qabt ON $Q_0 = 2$ GeV». Рис. 5.3б демонстрирует сильную зависимость от выбора масштаба Q_0 , которая объясняется появлением дополни-

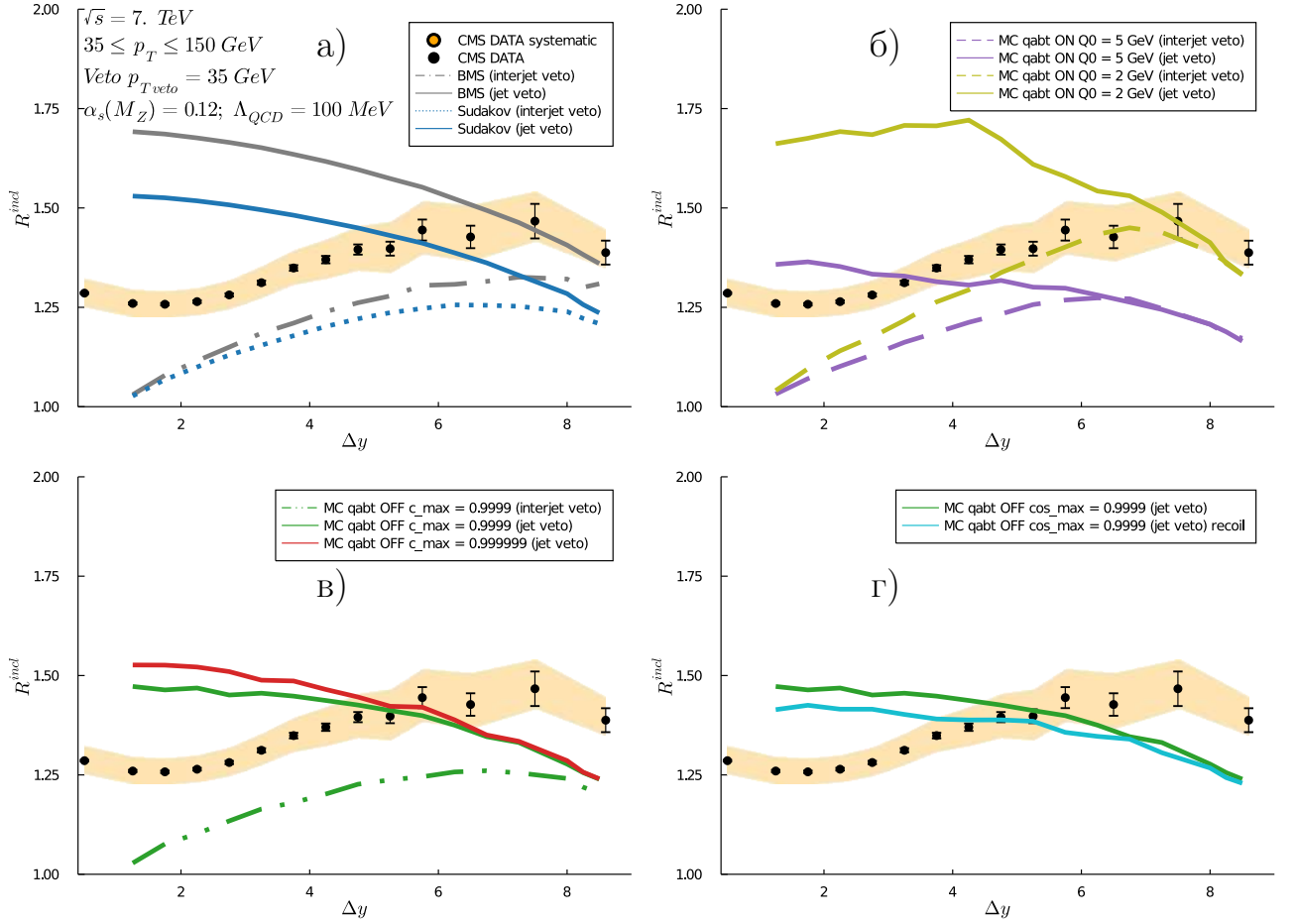


Рисунок 5.3 — Сравнение результатов вычислений R^{incl} на основе эволюции БМС с результатами измерений CMS при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [37]. Результаты измерения представлены черными точками. Вертикальные линии - статистические погрешности измерения, а желтая полоса - систематические погрешности. Цветные линии - результаты расчетов

тельной корреляции между угловым распределением и жесткостью излучения. При меньшем Q_0 излучаются более жесткие глюоны, нарушающие вето. Качественно предсказания совпадают с предсказаниями для упрощенной модели учета струйного вето и численным решением уравнения БМС на Рис. 5.3а.

На Рис. 5.3в представлены результаты расчетов для МК алгоритма без введения масштаба $q_{\alpha\beta\perp}$, то есть для Судаковского форм-фактора (5.29). Расчет выполнен для двух значений параметра $c_{\text{max}} = 0.9999$ «MC qabt OFF $c_{\text{max}} = 0.9999$ » и 0.999999 «MC qabt OFF $c_{\text{max}} = 0.999999$ » для струйного вето «jet veto». Расчет для межструйного вето «interjet veto» выполнен только для $c_{\text{max}} = 0.9999$. Как видно из Рис. 5.3в отсутствует сильная зависимость от выбора значения параметра c_{max} . Качественно предсказания совпадают с таковыми,

представленными на рисунках 5.3а и 5.3б. Количественно результаты расчета «МС qabt OFF» ближе к расчету с учетом только Судаковского форм-фактора в БМС эволюции на Рис. 5.3а.

На Рис. 5.3г представлено сравнение расчета «МС qabt OFF с_max = 0.9999 (jet veto)» с таким же расчетом, но с учетом закона сохранения энергии «МС qabt OFF с_max = 0.9999 (jet veto) recoil», реализованным по простой модели, описанной в предыдущем параграфе. Как видно учет закона сохранения энергии приводит к снижению влияния условия струйного вето в области малых Δy , показывая правильный тренд. Более полный учет законов сохранения энергии и импульса, возможно, приведет к лучшему согласию с результатами измерений.

Рассмотренные методы учета струйного вето на основе БМС эволюции плохо согласуются с измерениями R^{incl} области малых Δy . Однако полученные решения уравнения БМС могут быть использованы для расчета R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ отношений сечений рождения пар адронных струй МН с вето. Пара струй МН - максимально разделенная по Δy пара в событии среди струй с $p_{\perp} > p_{\perp \text{min}}$, поэтому наибольший вклад в отношение сечений с вето будет давать межструйное вето.

Заметим также, что в представленных расчетах Борновское приближение КХД было использовано для расчета партонного подпроцесса в инклюзивном сечении. Как мы видели в предыдущей главе, Борновский подпроцесс не учитывает важные при больших Δy вклады и плохо описывает абсолютные величины сечений (смотри Рис. 4.1). В отношениях сечений многие важные вклады сокращаются. Этим объясняется относительное согласие расчетов, основанных на Борновском подпроцессе, с экспериментально измеренными отношениями сечений. Благодаря измерению абсолютных величин сечений рождения пар адронных струй с большим разделением по быстроте, выполненному в работе [А1; А3; 108; 110] и представленному в Главе 3, появилась возможность лучшего тестирования феноменологических моделей. Далее будут применены численные решения уравнения БМС для учета межструйного вето в R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$. Расчет же партон-партонный сечений рождения пар адронных струй МН будет выполнен в СГЛП БФКЛ приближении.

5.8 Учет вето на дополнительные к МН паре струи при расчетах в рамках приближения СГЛП БФКЛ+БМС

Как мы видели из результатов сравнения представленных в конце главы 4, Δy -дифференциальное сечение рождения пар МН адронных струй, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, рассчитанное с учетом СГЛП БФКЛ с применением процедуры выбора оптимального масштаба ультрафиолетовой перенормировки БФКЛП, согласуется с результатами измерения, выполненными в эксперименте CMS в pp столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ. В то же время, результаты расчетов, основанных на Борновском подпроцессе, сильно переоценивают результаты измерения. Таким образом, Борновский подпроцесс не учитывает всех важных при большом Δy КХД вкладов.

В настоящем параграфе мы кратко опишем, как подход БМС, представленный выше, может быть применен в случае партон-партонного сечения, рассчитанного в приближении БФКЛ. Так же рассмотрим модификацию метода, исключаящую двойной учет излучения глюонов при обмене цветовым октетом.

Для начала заметим, что в расчетах, основанных на эволюции БФКЛ, используется приближение больших Δy ($|\hat{t}| \ll \hat{s}$ и $|\hat{u}| \sim \hat{s}$). В этом приближении все партон-партонные сечения становятся пропорциональными друг другу с точностью до цветовых множителей. Это обстоятельство, с одной стороны, позволяет выполнять вычисления на основе сечения глюон-глюонного рассеяния и эффективной ПФР (1.8). С другой стороны, это позволяет отделить вероятности БМС P_{ij} от партон-партонных сечений (5.9-5.17), и усреднить их

по эффективной ПФР, получая эффективную БМС вероятность:

$$\begin{aligned}
P^{\text{eff}} &= \frac{1}{f^{\text{eff}}(x_1)f^{\text{eff}}(x_2)} \\
&\times \left[\left(\frac{C_A}{C_F} \right)^2 f_g(x_1)f_g(x_2)P_{gg} \right. \\
&+ \frac{C_A}{C_F} \left(f_g(x_1) \sum_{i=q,\bar{q}} f_i(x_2) + f_g(x_2) \sum_{i=q,\bar{q}} f_i(x_1) \right) P_{gq} \\
&+ \left(\sum_{\substack{i=q \\ j=q}} f_i(x_1)f_j(x_2) + \sum_{\substack{i=\bar{q} \\ j=\bar{q}}} f_i(x_1)f_j(x_2) \right) P_{qq} \\
&\left. + \left(\sum_{\substack{i=q \\ j=\bar{q}}} f_i(x_1)f_j(x_2) + \sum_{\substack{i=\bar{q} \\ j=q}} f_i(x_1)f_j(x_2) \right) P_{q\bar{q}} \right], \tag{5.30}
\end{aligned}$$

где P_{gg} , P_{gq} , P_{qq} и $P_{q\bar{q}}$ определяются:

$$\begin{aligned}
P_{gg} &= \frac{1}{2} (P_{12}P_{13}P_{24}P_{34} + P_{14}P_{24}P_{13}P_{23}), \\
P_{gq} &= \frac{1}{2} (P_{24}P_{12}P_{34} + P_{24}P_{14}P_{23}), \\
P_{qq} &= P_{14}P_{23}, \\
P_{q\bar{q}} &= P_{12}P_{34}, \tag{5.31}
\end{aligned}$$

где БМС вероятности P_{ij} определены в параграфе 5.3.

Рассчитанная таким образом эффективная БМС вероятность, P^{eff} , может быть использована как дополнительный фактор в (4.48) и (4.50) для получения вето сечения. Далее R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ могут быть рассчитаны как отношение сечения рассчитанного по формулам (4.48) и (4.50) к вето сечению, рассчитанному по тем же формулам, но с дополнительным множителем, учитывающим БМС вероятность P^{eff} .

Стоит заметить, что доминирующим процессом при рождении пары струй МН с большим Δy является обмен цветовым октетом в t канале. Цветовой октет в приближении большого числа цветов, $N_c \rightarrow \infty$, представляется двумя цветовыми потоками (диполями), описанными в параграфе 5.3. В приближении большого Δy два диполя натягиваются через интервал быстроты между МН струями. При этом нарушение условия вето происходит в основном за счет излучения от этих диполей. Стоит также обратить внимание, что каждый конец диполя представляет собой цветовой триплет или антриплет. То

есть, если на одном конце диполя триплет, то на другом соответствующий ему антитриплет (концы диполя в синглетном по цвету состоянии). Подсчет цветов показывает, что каждый диполь должен излучать глюон пропорционально $\alpha_s C_F$. Тогда два диполя вместе будут излучать как цветовой октет, то есть пропорционально $\alpha_s C_A \simeq 2\alpha_s C_F$ (с точностью до членов подавленных $1/N_c$). Излучение глюона приводит к расщеплению диполя на два дочерних диполя. Концы каждого дочернего диполя снова в синглетном (триплет-антитриплет) по цвету состоянии. Поэтому каждый дочерний диполь снова излучает глюон пропорционально $\alpha_s C_F$. Таким образом, излучение глюонов пропорционально $\alpha_s C_F$ на протяжении всей БМС эволюции. Если позволить каждому диполю излучать пропорционально $\alpha_s C_A$, то излучение глюонов будет учтено дважды.

В тоже время, в оригинальном БМС уравнении предполагается, что излучение пропорционально $\alpha_s C_A$, как следует из уравнения (5.4). То есть предполагается, что излучающий диполь представляет собой октет-антиоктет. Если мы хотим использовать процедуру для учета вето на основе БМС уравнения, описанную в параграфе 5.3 и начале настоящего параграфа, то необходимо заменить C_A на C_F в определении эволюционной переменной, τ , в уравнении (5.4), чтобы избежать двойного счета. Обозначим эволюционную переменную, τ , рассчитанную по уравнению (5.4), как τ_A , и с заменой C_A на C_F , как τ_F . В конце настоящей главы будут предоставлены результаты для обоих вариантов расчета.

5.9 Численные вычисления и теоретическая неопределенность МН сечений с межструйным вето, и отношений сечений R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ в приближении СГЛП БФКЛ+БМС

Вычисление МН сечения $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ описано в главе 4. МН сечение с межструйным вето, $d\sigma_{\text{interjet veto}}^{\text{MN}}/d\Delta y$, рассчитывается по тем же формулам, но с дополнительным фактором, учитывающим эффективную БМС вероятность, формула (5.30). Учитывая, что при больших Δy основной вклад в вето обеспечивается межструйным вето, будем считать, что $d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y \approx d\sigma_{\text{interjet veto}}^{\text{MN}}/d\Delta y$ при $p_{\perp \text{veto}} = 35$ ГэВ/ c и $d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y \approx d\sigma_{\text{interjet veto}}^{\text{MN}}/d\Delta y$ при $p_{\perp \text{veto}} = 20$ ГэВ/ c

Отношения сечений с вето R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ рассчитывались как отношения $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ к $d\sigma_{\text{interjet veto}}^{\text{MN}}/d\Delta y$ для $p_{\perp\text{veto}} = 35$ и 20 ГэВ/ c соответственно. Отношение R^{MN} вычислено для pp столкновений при энергии $\sqrt{s} = 2.76, 7$ и 13 ТэВ, а $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ при 2.76 и 13 ТэВ. Вычисление отношений выполнено для БМС эволюции как с τ_A , так и с τ_F . Теоретическая неопределенность оценена только для расчета с τ_F .

Выбранные величины $p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ/ c , $|y| < 4.7$ и $p_{\perp\text{veto}} = 35$ и 20 ГэВ/ c , соответствуют экспериментальным отборам в измерениях CMS при $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ [37; A1; A3; 108; 110]. В расчетах размер адронных струй выбран 0.5 для $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ и 0.4 для 13 ТэВ. Число открытых ароматов $n_f = 5$. Константа сильной связи α_s и ПФР предоставляются в СГП в библиотеке LHAPDF [106] в наборе MSTW2008nlo68cl [124].

Расчет теоретической неопределенности для $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ описан в параграфе 4.2. При расчете сечений с вето дополнительно учитывается неопределенность выбора масштаба излучающего диполя в уравнении БМС. Последняя неопределенность оценивается варьированием верхнего предела в уравнении (5.4). Для расчета центрального значения этот масштаб выбирается как среднее геометрическое абсолютных значений поперечных импульсов струй MN, $\sqrt{|\vec{k}_1||\vec{k}_2|}$. Этот масштаб варьировался в пределах от $\min(|\vec{k}_1|, |\vec{k}_2|)$ до $\max(|\vec{k}_1|, |\vec{k}_2|)$ для оценки теоретической неопределенности масштаба БМС. Эта неопределенность дает максимальный вклад в отношения R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$, так как нет частичного сокращения между числителем и знаменателем.

Полная теоретическая неопределенность вычисляется как корень из суммы квадратов неопределенностей от источников.

5.10 Вычисление отношений сечений с вето в ГЛП ГЛАПД приближении

Для более четких выводов о проявлении эффектов БФКЛ эволюции полезно иметь предсказания, основанные на эволюции ГЛАПД, без учета цветовой когерентности. Такие предсказания могут быть получены аналитически в ГЛП. Как и прежде, свертка Борновского подпроцесса с ПФР согласно формуле (4.1) будет использоваться для расчета инклюзивного сечения рождения пар адрон-

ных струй. Для учета вето могут быть использованы Судаковские факторы:

$$T_a(p_{\perp}, p_{\perp \text{veto}}) = \exp \left\{ - \int_{p_{\perp \text{veto}}}^{p_{\perp}} \frac{dk^2}{k^2} \sum_{a'} \int_0^{1-\Delta} dz z P_{a'a}(z) \right\}, \quad (5.32)$$

где a, a' — кварк q или глюон g ;
 $\Delta = \frac{k}{p_{\perp}}$ — такое определение соответствует строгому упорядочению по p_{\perp} ;
 $P_{a'a}(z)$ — функции расщепления ГЛАПД.

Удобно в расчетах вместо определения $\Delta = \frac{k}{p_{\perp}}$ использовать $\tilde{\Delta} = \frac{p_{\perp \text{veto}}}{p_{\perp}}$, тогда Судаковские факторы (5.32) вычисляются аналитически [131]:

$$T_q(\tilde{\Delta}) = \exp \left\{ - \frac{4C_F}{\beta_0} \left(\ln \left(\frac{1}{\tilde{\Delta}} \right) - \frac{3}{4}(1 - \tilde{\Delta})^2 \right) \ln \left(\frac{\alpha_s(p_{\perp \text{veto}}^2)}{\alpha_s(p_{\perp}^2)} \right) \right\}, \quad (5.33)$$

$$T_g(\tilde{\Delta}) = \exp \left\{ - \frac{4C_A}{\beta_0} \left(\ln \left(\frac{1}{\tilde{\Delta}} \right) - \left(1 - \frac{n_f}{4C_A} \right) (1 - \tilde{\Delta})^2 + \frac{1 - n_f/C_A}{12} (1 - \tilde{\Delta})^3 (1 + 3\tilde{\Delta}) \right) \ln \left(\frac{\alpha_s(p_{\perp \text{veto}}^2)}{\alpha_s(p_{\perp}^2)} \right) \right\}, \quad (5.34)$$

Использование $\tilde{\Delta}$ вместо Δ в уравнении (5.32) несколько расширяет промежуток интегрирования по z . Следовательно, это приводит к уменьшению Судаковского фактора, то есть к усилению влияния условия вето, и к увеличению отношений сечений с вето в знаменателе. Однако, как мы увидим из сравнения результатов вычислений с результатами измерения и с результатами других расчетов, даже с этим усилением расчет, полученный с использованием $\tilde{\Delta}$, предсказывает наименьшие значения отношений с вето R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ при больших Δy . Таким образом, расчета на основе Судаковских факторов (5.33) и (5.34) будет достаточно для выводов о поведении ГЛП ГЛАПД предсказаний без учета цветовой когерентности при больших Δy .

В случае излучения в начальном состоянии (initial state radiation (ISR)) Судаковские факторы поправляются отношением ПФР:

$$T_a^{\text{ISR}}(p_{\perp}, p_{\perp \text{veto}}) = T_a(p_{\perp}, p_{\perp \text{veto}}) \frac{f_a(x, p_{\perp \text{veto}})}{f_a(x, p_{\perp})}, \quad (5.35)$$

Случай, когда $T_a^{\text{ISR}} > 1$, интерпретируется как отсутствие излучения, нарушающего условие вето, $T_a^{\text{ISR}} = 1$.

Предсказания расчета, основанного на ГЛП ГЛАПД без цветовой когерентности, представлены с учетом двух источников теоретической неопределенности:

1. Неопределенность выбора ренормализационного и факторизационного масштабов. Центральное значение для масштабов выбирается равным p_{\perp} в жестком подпроцессе. Масштабы варьируются независимо домножением на факторы 2 и 0.5. Результирующая теоретическая неопределенность - есть огибающая полученных вариаций.
2. Неопределенность ПФР. Расчет выполняется с использованием набора ПФР NNPDF31_lo_as_0130 [132]. Неопределенность ПФР данного набора использовалась для определения теоретической неопределенности расчета.

Полная теоретическая неопределенность расчета - есть корень квадратный из суммы квадратов неопределенностей от отдельных источников.

5.11 Результаты вычисления МН сечений с межструйным вето, и отношений сечений R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ в приближении СГЛП БФКЛ+БМС, сравнение с измерениями эксперимента CMS и обсуждение

Результаты измерения для сечений $d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y$ и $d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y$ не представлены в работе [A1; 108]. Однако их значения могут быть оценены для pp столкновений при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ на основе результатов представленных коллаборацией CMS в работе [A1; 108]:

$$\frac{d\sigma^{\text{excl}}}{d\Delta y} = \frac{1}{R^{\text{MN}}} \frac{d\sigma^{\text{MN}}}{d\Delta y} \quad (5.36)$$

$$\frac{d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}}{d\Delta y} = \frac{1}{R_{\text{veto}}^{\text{MN}}} \frac{d\sigma^{\text{MN}}}{d\Delta y} \quad (5.37)$$

Экспериментальную неопределенность полученных таким образом сечений с вето можно считать примерно равной измеренной неопределенности МН сечения $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$. Такого уровня точности достаточно для оценочного сравнения. Сравнение результатов расчетов с результатами измерения CMS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ представлено на рисунке 5.4 для $d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y$ и на рисунке 5.5 для $d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y$. Предсказания МК расчетов в ГП+ГЛП ГЛАПД, полученных с помощью генератора RUTHIA8 [41], также представлены на рисунках 5.4 и 5.5 для двух наборов настроек 4C [72] и CP5 [73]. На рисунке представлены результаты аналитических расчетов, основанных на ГЛП

ГЛАПД без цветовой когерентности («GLAPD»), описанных в предыдущем параграфе. Также на рисунках 5.4 и 5.5 представлены расчеты, основанные на Борновском подпроцессе, приближении большого Δy и БМС эволюции «large Δy Born + BMS» и на СГЛП БФКЛ + БМС приближении «NLL BFKL + BMS». Расчеты, использующие БМС уравнение для учета вето, представлены в двух вариантах: для эволюционной переменной τ_A и τ_F .

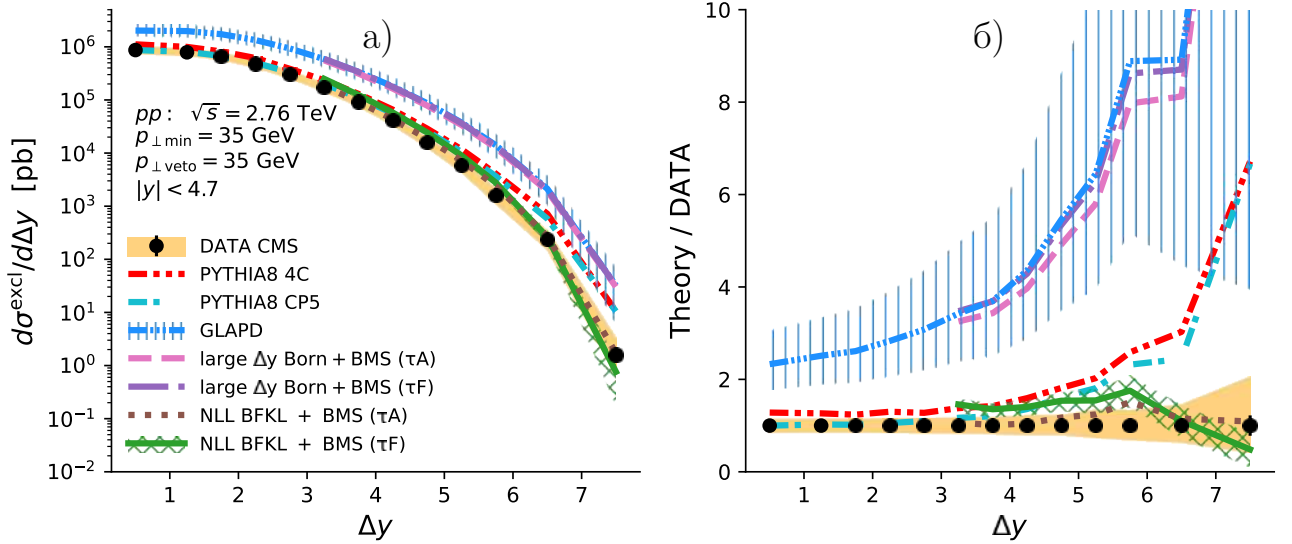


Рисунок 5.4 — Сравнение результатов вычисления «эксклюзивного» сечения $d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y$, на основе СГЛП БФКЛ+БМС (NLL BFKL + BMS), с результатами измерения CMS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ [A1; A3; 108; 110]. а) «эксклюзивное» сечение $d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y$; б) отношение результатов расчетов к результатам измерения. Результаты измерения представлены черными точками. Вертикальные линии - статистические неопределенности результатов измерения. Желтая полоса - систематические неопределенности результатов измерения. Цветные линии - результаты расчетов. Штрихованная вертикальными голубыми линиями полоса - теоретическая неопределенность ГЛП ГЛАПД расчета без цветовой когерентности (GLAPD). Штрихованная зеленой решеткой полоса - теоретическая неопределенность СГЛП БФКЛ+БМС расчета с τ_F

Как можно видеть из сравнения, представленного на рисунках 5.4 и 5.5, учет поправок СГЛП БФКЛ в партонном подпроцессе значительно улучшает согласие результатов расчетов сечения с результатами измерения CMS при больших Δy . Оба варианта СГЛП БФКЛ+БМС расчета с τ_A и τ_F согласуются с измерениями в пределах теоретической и экспериментальной неопределенности.

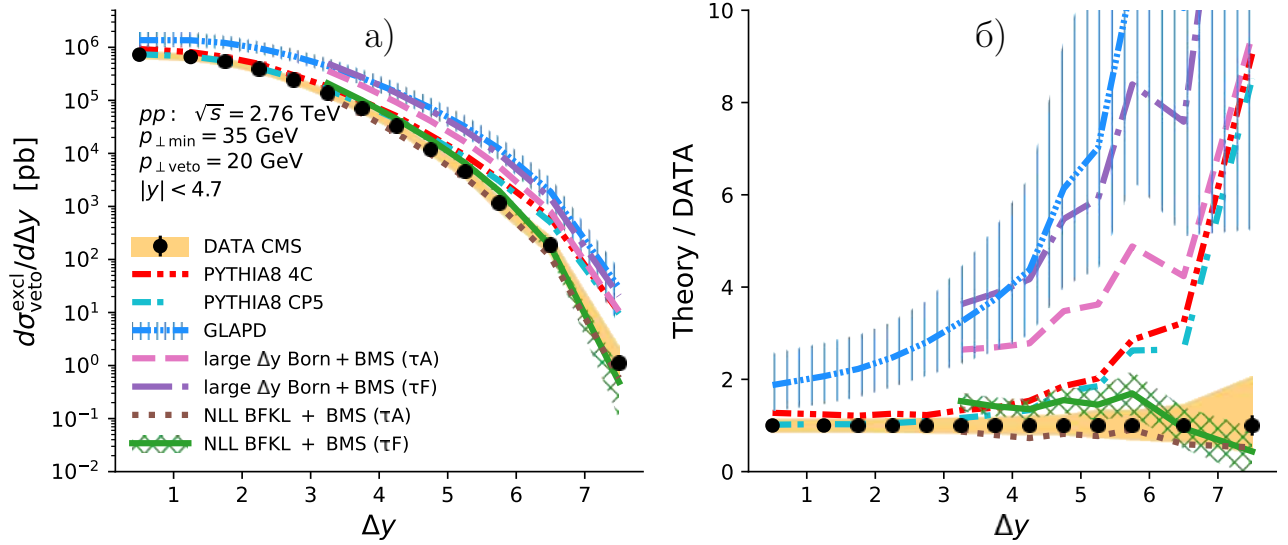


Рисунок 5.5 — Сравнение результатов вычисления «эксклюзивного» с вето сечения $d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y$ на основе СГЛП БФКЛ+БМС (NLL BFKL + BMS) с результатами измерения CMS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ [A1; A3; 108; 110]. а) «эксклюзивное» сечение с вето $d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y$; б) отношение результатов расчетов к результатам измерения. Результаты измерения представлены черными точками. Вертикальные линии - статистические неопределенности результатов измерения. Желтая полоса - систематические неопределенности результатов измерения. Цветные линии - результаты расчетов. Штрихованная вертикальными голубыми линиями полоса - теоретическая неопределенность ГЛП ГЛАПД расчета без цветовой когерентности (GLAPD). Штрихованная зеленой решеткой полоса - теоретическая неопределенность СГЛП БФКЛ+БМС расчета с τ_F

Видно, что абсолютные величины сечений чувствительны больше к правильно-му учету партонного подпроцесса, а не учету вето.

Результаты сравнения вычисления R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ с результатами измерения CMS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ [A1; A3; 108; 110] представлены на рисунке 5.6. Видно, что расчет, основанный на ГЛП ГЛАПД без учета цветовой когерентности («GLAPD»), предсказывает падение отношений с увеличением Δy . При больших Δy ГЛП ГЛАПД расчет без учета цветовой когерентности предсказывает наименьшие значения отношений R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$. Включение поправок на цветовую когерентность в моделях, основанных на ГЛАПД p_{\perp} -упорядоченном партонном каскаде (PYTHIA8 и БМС), приводит к росту R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ отношений с увеличением Δy . Как можно видеть из ри-

сунка 5.6б, вариант расчета, использующий переменную τ_A в БМС эволюции, значительно переоценивает влияние вето, подтверждая наше предположение о двойном учете излучения и необходимость замены C_A на C_F . Различие между расчетом, основанным на БМС, для Борновского подпроцесса и для подпроцесса в СГЛП БФКЛ заметное, хотя и не настолько сильное, как для абсолютных величин сечений. Это говорит о том, что данные наблюдаемые больше чувствительны к правильному учету влияния условия вето, а не партонного подпроцесса. Как видно из рисунка 5.6а, БМС эволюция предсказывает недостаточное излучение, когда $p_{\perp \min} = p_{\perp \text{veto}}$, то есть, когда отсутствует фазовое пространство для развития упорядоченного по p_{\perp} партонного каскада. Включение СГЛП БФКЛ поправок увеличивает значения отношений, улучшая согласие с результатами измерения по сравнению с вычислениями с Борновским подпроцессом. Все вышеперечисленное указывает на необходимость развития методов учета струйного вето, основанных на СГЛП БФКЛ, из-за p_{\perp} -диффузии.

МК вычисления в основанном на ГП+ГЛП ГЛАПД генераторе RUTHIA8 согласуются с измерениями R^{MN} при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ 5.6а, несмотря на то, что партонный ливень также упорядочен по p_{\perp} . Это может быть связано с тем, что цветовая когерентность реализована в RUTHIA8 отличным от эволюции БМС образом. Как мы видели в главе 3, модели RUTHIA8 и HERWIG++, использующие цветовую когерентность, также дают сильно отличающиеся предсказания при больших Δy . Эти наблюдения демонстрируют сильную зависимость от реализации моделей цветовой когерентности и говорят о том, что модели цветовой когерентности не учитывают всех важных при больших Δy вкладов. Это также указывает на необходимость развития методов расчета влияния условия вето, основанных на эволюции БФКЛ, как формализма, последовательно учитывающего главные вклады при больших Δy .

Сравнение результатов вычисления R^{MN} с результатами измерения CMS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [37] представлено на рисунке 5.7. Вычисление, основанное на ГЛП ГЛАПД без учета цветовой когерентности, предсказывает наименьшее значение R^{MN} при больших Δy . Все вычисления, использующие БМС эволюцию, недооценивают рост отношения при больших Δy . Сравнивая отношение R^{MN} при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ, представленное на рисунках 5.6а и 5.7, видно, что БМС эволюция имеет более слабую \sqrt{s} зависимость, чем наблюдается в данных. Это не удивительно, ведь \sqrt{s} не вхо-

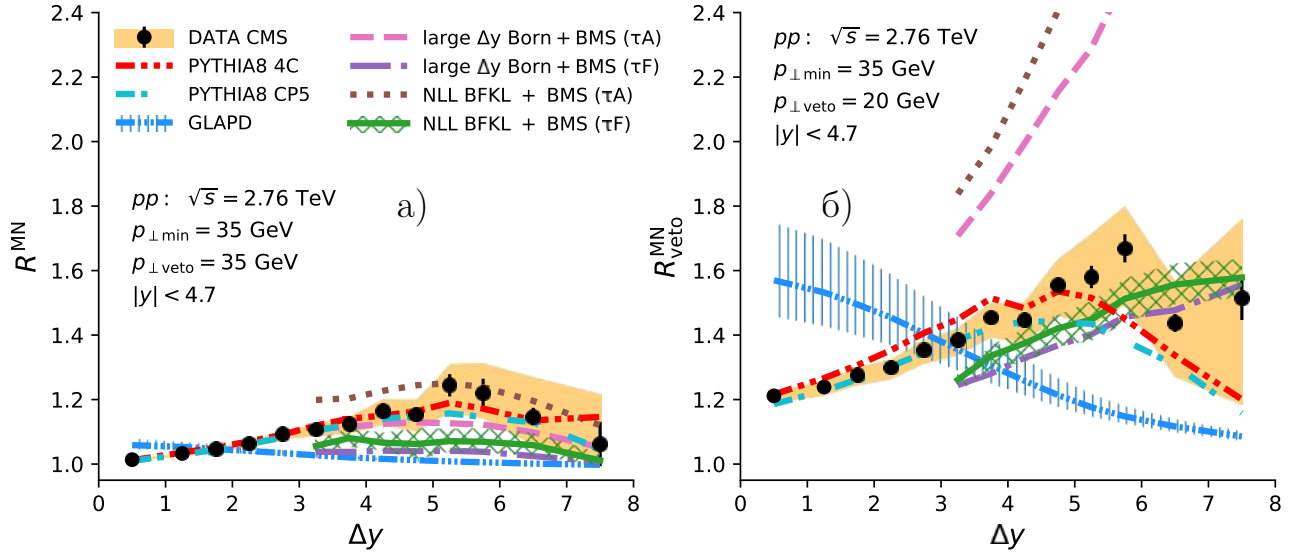


Рисунок 5.6 — Сравнение результатов вычисления R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ на основе СГЛП БФКЛ+БМС (NLL BFKL + BMS) с результатами измерения CMS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ [A1; A3; 108; 110]. а) R^{MN} ; б) $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$. Результаты измерения представлены черными точками. Вертикальные линии - статистические неопределенности результатов измерения. Желтая полоса - систематические неопределенности результатов измерения. Цветные линии - результаты расчетов. Штрихованная вертикальными голубыми линиями полоса - теоретическая неопределенность ГЛП ГЛАПД расчета без цветовой когерентности (GLAPD). Штрихованная зеленой решеткой полоса - теоретическая неопределенность СГЛП БФКЛ+БМС расчета с τ_F

дит явно в уравнение БМС (5.3). Неявная зависимость от \sqrt{s} обеспечивается в расчетах, основанных на БМС эволюции, только за счет изменения наклонов спектров по p_{\perp} с ростом \sqrt{s} . Основанный на БФКЛ метод учета вето, когда будет разработан, также учтет зависимость от \sqrt{s} . МК расчет в ГП+ГЛП ГЛАПД РYTHIA8 лучше воспроизводит \sqrt{s} зависимость отношения R^{MN} , хотя и недооценивает его при максимальном Δy при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

Предсказания для R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ представлены на рисунке 5.8. Расчет, основанный на ГЛП ГЛАПД без учета цветовой когерентности, предсказывает наименьшие значения отношений R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ при большом Δy . Как можно увидеть из рисунка 5.8б, СГЛП БФКЛ+БМС (τ_A) расчет предсказывает наибольший рост $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ с Δy . В то же время, расчет, основанный на БМС эволюции с τ_F , демонстрирует наиболее слабую зависимость от Δy и \sqrt{s} среди моделей, использующих цветовую

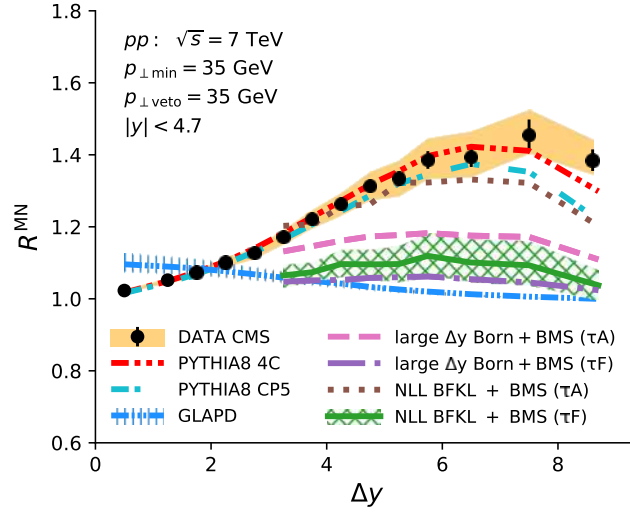


Рисунок 5.7 — Сравнение результатов вычисления R^{MN} на основе СГЛП БФКЛ+БМС (NLL BFKL + BMS) с результатами измерения CMS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [37]. Результаты измерения представлены черными точками. Вертикальные линии - статистические неопределенности результатов измерения. Желтая полоса - систематические неопределенности результатов измерения. Цветные линии - результаты расчетов. Штрихованная вертикальными голубыми линиями полоса - теоретическая неопределенность ГЛП ГЛАПД расчета без цветовой когерентности (GLAPD). Штрихованная зеленой решеткой полоса - теоретическая неопределенность СГЛП БФКЛ+БМС расчета с τ_F

когерентность. Рисунок 5.8а показывает, что расчеты, основанные на БМС эволюции, предсказывают меньшие значения R^{MN} чем PYTHIA8. Указанные тренды уже наблюдались при более низких энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ (см. Рис. 5.6) и $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (см. Рис. 5.7). Измерения на ЛHC помогут установить правильное \sqrt{s} и Δy поведение.

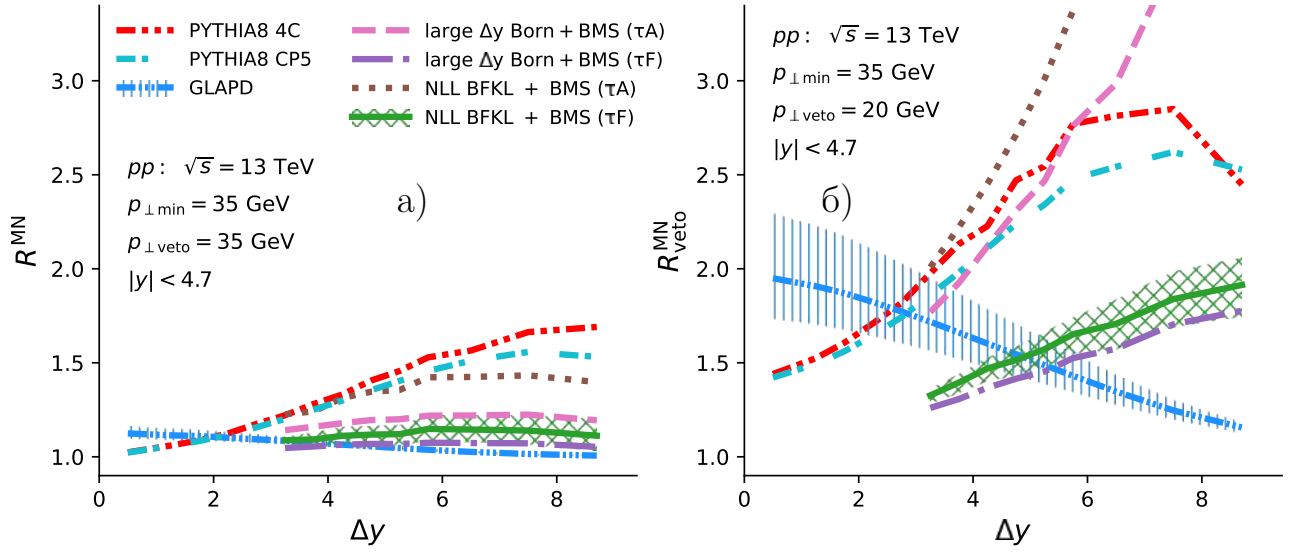


Рисунок 5.8 — Предсказания R^{MN} и R_{veto}^{MN} на основе СГЛП БФКЛ+БМС (NLL BFKL + BMS) в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. а) R^{MN} ; б) R_{veto}^{MN} . Цветные линии - результаты расчетов. Штрихованная вертикальными голубыми линиями полоса - теоретическая неопределенность ГЛП ГЛАПД расчета без цветовой когерентности (GLAPD). Штрихованная зеленой решеткой полоса - теоретическая неопределенность СГЛП БФКЛ+БМС расчета с τ_F

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Разработана методика измерения Δy -дифференциальных сечений рождения пар адронных струй Мюллера-Навеле, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, и инклюзивных пар, $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$, а так же отношений сечений с вето $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ как функций Δy . Модифицирована методика измерения отношений сечений R^{MN} и R^{incl} как функций Δy . Разработанная и модифицированная методики соответствуют новым стандартам измерений на ЛНС периода Run II работы коллайдера и включают исследование расширенного набора систематических эффектов, а также использование новых методов при анализе детекторных искажений.
2. Впервые измерены R^{MN} , R^{incl} в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, и проведено сравнение с измерениями, выполненными ранее, при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, а также сравнение с предсказаниями МК моделей, основанных на ГП+ГЛП ГЛАПД: PYTHIA8, HERWIG++; СГП+ГЛП ГЛАПД: POWHEG+PYTHIA8, POWHEG+HERWIG++, POWHEG+HERWIG7; и ГЛП БФКЛ: HEJ+ARIADNE.
3. Впервые измерены $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$, $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ и проведено сравнение с предсказаниями МК моделей, основанных на ГП+ГЛП ГЛАПД: PYTHIA8, HERWIG++; СГП+ГЛП ГЛАПД: POWHEG+PYTHIA8, POWHEG+HERWIG++, POWHEG+HERWIG7; и ГЛП БФКЛ: HEJ+ARIADNE.
4. Впервые произведено сравнение СГЛП БФКЛ вычисления для дифференциального сечения $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ рождения пар МН адронных струй с экспериментальными данными CMS. Получены новые указания на проявление эффектов эволюции БФКЛ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ. Представлены предсказания для pp столкновений при $\sqrt{s} = 8$ и 13 ТэВ.
5. Показана чувствительность к сигналам эволюции БФКЛ отношений дифференциальных сечений рождения МН пар адронных струй при разных энергиях, $R_{13/2.76}^{\text{MN}}$, $R_{8/2.76}^{\text{MN}}$, $R_{13/8}^{\text{MN}}$, которые могут быть измерены на эксперименте и вычислены с учетом СГЛП БФКЛ.

6. Впервые представлена методика вычисления инклюзивных сечений рождения пар адронных струй с вето на дополнительные струи с $p_{\perp} > p_{\perp\text{veto}}$ во всем интервале быстроты на основе решения уравнения БМС и произведено сравнение с экспериментальными данными CMS для pp столкновений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.
7. Впервые представлена методика вычисления МН сечений рождения пар адронных струй с вето на дополнительные струи с $p_{\perp} > p_{\perp\text{veto}}$ между МН струями на основе СГЛП БФКЛ эволюции и БМС уравнения. Произведено сравнение с экспериментальными данными CMS для pp столкновений при $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ и представлены предсказания для pp столкновений при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

По результатам работы сделаны следующие **выводы**:

1. Измеренные Δy -дифференциальные сечения $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$ и $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ быстро падают с увеличением интервала быстроты. Падение сильнее, чем предсказывается рассмотренными МК генераторами, основанными на ГЛАПД и БФКЛ приближениях. Введение поправок СГП теории возмущений в расчет, основанный на ГЛП ГЛАПД, улучшает согласие с измерениями только в области малых $\Delta y < 4$. Аналитический СГЛП БФКЛ расчет согласуется с точностью до теоретических и экспериментальных неопределенностей с измерениями $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, $p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ/с и $|y| < 4.7$. Эти наблюдения указывают на проявление эффектов БФКЛ в pp столкновениях при исследованной энергии, $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ.
2. Отношения сечений с вето R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ растут с увеличением Δy , что связано с увеличением фазового пространства для упорядоченного по скорости излучения, как ожидается при БФКЛ эволюции. При самых больших Δy рост сменяется падением, что связано с кинематическими ограничениями на излучение адронных струй дополнительных к МН паре. Отношения R^{incl} и R^{MN} растут быстрее при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, чем при 2.76 ТэВ, и переход от роста к падению наблюдается при больших значениях Δy .
3. Сравнение отношений сечений с вето R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ с предсказаниями МК генераторов и аналитических вычислений, основанных на ГЛАПД эволюции, показывает, что без учета цветовой когерентности ГЛАПД эволюция предсказывает падение отношений с увеличением

Δy , что противоречит результатам измерения. Введение цветовой когерентности приводит к изменению поведения предсказаний, основанных на ГЛАПД эволюции, а именно к росту отношений с Δy . Только предсказания генератора RYTHIA8, основанного на ГП+ГЛП ГЛАПД и дипольной модели цветовой когерентности, удовлетворительно согласуются с результатами измерения. Хотя наблюдается некоторое (на уровне двух стандартных отклонений) локальное отклонение предсказаний RYTHIA8 от результатов измерения $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$. Различие между предсказаниями генераторов RYTHIA8, HERWIG++ и расчета, основанного на БМС эволюции, увеличивающееся с увеличением Δy , указывает на сильную зависимость от реализации моделей цветовой когерентности. Что, в свою очередь, указывает на необходимость использования приближения БФКЛ как формализма, последовательно и корректно учитывающего главные вклады при больших Δy . Введение поправок СГП теории возмущений в расчет, основанный на ГЛП ГЛАПД, с помощью МК генератора POWHEG не улучшает согласие предсказаний с измерениями отношений.

4. Предсказания основанного на ГЛП БФКЛ генератора NEJ+ARIADNE сильно переоценивают рост отношений сечений с вето R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$, что указывает на необходимость получения предсказаний с учетом СГЛП БФКЛ для этих наблюдаемых.
5. Предсказания для отношений сечений рождения пар адронных струй МН при различных энергиях $R_{13/2.76}^{\text{MN}}$, $R_{8/2.76}^{\text{MN}}$ и $R_{13/8}^{\text{MN}}$, выполненные в СГЛП БФКЛ и ГП+ГЛП ГЛАПД приближениях, показывают чувствительность этих отношений к эффектам БФКЛ. Эти отношения могут быть измерены в экспериментах на ЛНС.
6. Сравнение результатов вычисления, основанного на эволюции БМС, отношения инклюзивного сечения к сечению с вето R^{incl} , когда вето наложено во всем диапазоне быстроты, показывает, что нарушение вето переоценивается в области, где Δy мал между струями, формирующими инклюзивную пару. Это объясняется переоценкой нарушения вето вне области Δy . Области вне Δy распространяются до больших быстрот $|y| < y_{\text{max}} = 4.7$. При больших быстротах промежутки полярных углов между последовательными излучениями становятся малыми, а БМС излучение становится более жестким, нарушая основное использу-

емое в БМС эволюции приближение - приближение излучения мягких глюонов на большой угол. Таким образом, БМС эволюция не применима при максимально больших быстротах.

7. Сравнение результатов вычисления, основанного на эволюции БМС, для отношений сечений с вето R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$, показывает, что поток энергии не предоставляет достаточного количества излучения, чтобы достичь согласия с результатами измерений, когда $p_{\perp \text{min}} = p_{\perp \text{veto}}$, то есть когда отсутствует фазовое пространство для развития упорядоченного по p_{\perp} партонного каскада. Более того, БМС эволюция предсказывает более слабую зависимость от \sqrt{s} , чем наблюдается в экспериментальных данных CMS. Это также указывает на необходимость развития методов вычисления влияния условия вето по p_{\perp} на дополнительные струи, основанного на эволюции БФКЛ, так как для этой эволюции характерна диффузия по p_{\perp} и явный рост сечений с \sqrt{s} .

В заключение, автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю Киму Виктору Тимофеевичу за поддержку, помощь, обсуждение результатов и научное руководство и заведующему кафедрой Экспериментальной Ядерной Физики СПбПУ Бердникову Ярославу Александровичу за поддержку, помощь и обсуждение результатов. Также автор благодарит Рыскина Михаила Григорьевича за обсуждение результатов и ценные замечания, Мурзина Виктора Александровича, Орешкина Вадима Анатольевича и Сафронова Григория Борисовича за помощь в освоении программного обеспечения, помощь в МК моделировании и за обсуждение результатов. Автор благодарит Куницыну Дарью Николаевну за помощь в оформлении диссертации. Автор благодарит коллектив Отделения Физики Высоких энергий ПИЯФ, и кафедры Экспериментальной Ядерной Физики СПбПУ. Автор благодарит своих коллег Митранкова Юрия, Митранкову Марию, Ларионову Дарью, Жарко Сергея, Даниила Суетина, Котова Дмитрия, Малика Султанова, Дмитрия Соснова и Андрея Зеленова за дружелюбную и стимулирующую творческий научный поиск атмосферу. Особую благодарность автор выражает своей маме Егоровой Надежде Ивановне, своим близким, родственникам и друзьям за поддержку и веру в успех в течение многих лет.

Список сокращений и условных обозначений

α_s	константа связи сильного взаимодействия, стр. 18
η	псевдобыстрота, стр. 32
$\hat{}$	шляпка обозначает, что переменная относится к партон-партонной системе, стр. 20
Q	жесткий масштаб, стр. 5
s_0	параметр Грибова, определяющий переход к асимптотическому высокоэнергетическому полужесткому режиму., стр. 21
ARIADNE	МК генератор, моделирующий дипольный партонный ливень и адронизацию, стр. 10
CASCADE	МК генератор, основанный на уравнении эволюции Катиани–Чиафалони–Фьорани–Маркезини, стр. 12
Δy	интервал быстроты между струями в паре, стр. 7
HEJ	МК генератор, основанный на ГЛП БФКЛ, стр. 10
HERWIG	МК генератор, основанный на ГП+ГЛП ГЛАПД с применением цветовой когерентности, реализованной в виде углового упорядочения, стр. 6
Λ_{QCD}	масштаб КХД, стр. 5
POWHEG	МК генератор, моделирующий жесткий партонный подпроцесс в СГП теории возмущений, стр. 10
pp	протон-протон, стр. 8
p_{\perp}	составляющая импульса поперечная к оси пучка, стр. 7
PYTHIA8	МК генератор, основанный на ГП+ГЛП ГЛАПД с применением цветовой когерентности, реализованной в виде дипольного каскада, стр. 6
R^{incl}	отношение инклюзивного сечения рождения пар адронных струй к «эксклюзивному» сечению, см. (2)
$R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$	отношение инклюзивного сечения рождения пар адронных струй к «эксклюзивному» с вето сечению, см. (2)
R^{MN}	отношение сечения рождения пар адронных струй Мюллера-Навеле к «эксклюзивному» сечению, см. (2)

$R_{8/2.76}^{\text{MN}}$	отношение МН сечения при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ к МН сечению при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, стр. 11
$R_{13/8}^{\text{MN}}$	отношение МН сечения при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ к МН сечению при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, стр. 11
$R_{13/2.76}^{\text{MN}}$	отношение МН сечения при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ к МН сечению при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, стр. 11
$R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$	отношение сечения рождения пар адронных струй Мюллера-Навеле к «эксклюзивному» сечению, см. (2)
σ^{excl}	«эксклюзивное» сечение рождения пар адронных струй, стр. 8
σ^{incl}	инклюзивное сечение рождения пар адронных струй, стр. 8
σ^{MN}	сечение рождения пар адронных струй Мюллер-Навеле, стр. 8
$\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}$	«эксклюзивное» с вето сечение рождения пар адронных струй, стр. 8
SHERPA	МК генератор, моделирующий древесный партонный подпроцесс $2 \rightarrow n$ и ГЛП ГЛАПД партонный ливень, стр. 28
\sqrt{s}	энергия в системе центра масс сталкивающихся частиц, стр. 5
y	быстрота, стр. 6
ak5PF	адронные струй, восстановленные алгоритмом anti- k_{\perp} , с параметром размера струй 0.5, на основе частиц, восстановленных алгоритмом Particle-Flow, стр. 48
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS, эксперимент на коллайдере LHC, стр. 8
CDF	Collider Detector at Fermilab, эксперимент на коллайдере Tevatron, стр. 8
CMS	Compact Muon Solenoid, эксперимент на коллайдере LHC, стр. 8
CSC	Cathode Strip Chambers, катодные стриповые камеры мюонной системы детектора CMS, стр. 45
D0	эксперимент на коллайдере Tevatron, стр. 8
DoubleJet20	триггер HLT_PADoubleJet20_ForwardBackward_v1, стр. 50
DT	Drift Tubes, дрейфовые трубки мюонной системы детектора CMS, стр. 45
EB	ECAL Barrel, цилиндрический электромагнитный калориметр детектора CMS, стр. 39

ECAL	Electromagnetic Calorimeter, электромагнитный калориметр детектора CMS, стр. 39
EE	ECAL Endcap, крышки электромагнитного калориметра детектора CMS, стр. 39
FASTJET	программный пакет реализующий алгоритмы восстановления адронных струй, стр. 48
FCC	Future Circular Collider, стр. 30
ForJet20Eta3	триггер HLT_PAForJet20Eta3_v1, стр. 50
GEANT4	программный пакет для моделирования детектора, стр. 58
H1	эксперимент на коллайдере HERA, стр. 8
HB	HCAL Barrel, цилиндрический адронный калориметр детектора CMS, стр. 42
HCAL	Hadronic Calorimeter, адронный калориметр детектора CMS, стр. 39
HE	HCAL Endcap, крышки адронного калориметра детектора CMS, стр. 42
HE-LHC	High Energy LHC, стр. 30
HERA	Hadron–Electron Ring Accelerator, электрон-протонный коллайдер, DESY, Гамбург, Германия, стр. 6
HF	HCAL Forward, передний адронный калориметр детектора CMS, стр. 39
HLT	High Level Trigger, триггеры высокого уровня, стр. 47
HO	HCAL Outer, внешний адронный калориметр детектора CMS, стр. 42
ISR	initial state radiation, излучение в начальном состоянии, стр. 131
JER	Jet Energy Resolution, поправки энергетического разрешения адронных струй в МК моделировании, стр. 71
JES	Jet Energy Scale, поправки измеренной энергии адронных струй, стр. 71
Jet20	триггер HLT_PAJet20_NoJetID_v1, стр. 50
L1	Level 1, триггеры первого уровня, стр. 47
LHC	Large Hadron Collider, Большой адронный коллайдер, CERN, Женева, Швейцария, стр. 6

Lumi	Luminosity, светимость, стр. 71
MCS	Monte Carlo Statistics, объем выборки МК, стр. 71
MD	Model Dependence, модельная зависимость, стр. 71
MinBias	триггер HLT_PAMinBiasHF_OR_v1, стр. 49
PF	Particle-Flow, алгоритм восстановления события с идентификацией частиц, стр. 46
PIXEL	пиксельный трекер, часть трекера детектора CMS, стр. 37
Prescale	делитель частоты, стр. 55
Preshower	предливневый детектор электромагнитного калориметра детектора CMS, стр. 39
PU	pileup, наложение pp столкновений в том же или соседних пересечениях пакетов пучков, стр. 35
ROOT	программный пакет, предоставляющий оболочку для обработки и анализа данных, стр. 67
RooUnfold	программный пакет, в котором реализованы различные методы обратной свертки, стр. 68
RPC	Resistive Plate Chambers, камеры с резистивными пластинами мюонной системы детектора CMS, стр. 45
SVD	Singular Value Decomposition, сингулярное разложение. Программный пакет, реализующий метод обратной свертки, основанный на максимизации правдоподобия с регуляризацией Тихонова, основанной на сингулярном разложении матрицы миграции, стр. 67
TEC	Tracker Endcaps, крышки трекера, часть трекера детектора CMS, стр. 37
TEC	Trigger Efficiency Corrections, поправки на эффективность триггеров, стр. 71
Tevatron	протон-антипротонный коллайдер, Fermilab, Батавия, США, стр. 6
TIB	Tracker Inner Barrel, внутренний цилиндрический трекер, часть трекера детектора CMS, стр. 37
TID	Tracker Inner Disk, внутренний дисковый трекер, часть трекера детектора CMS, стр. 37

TOB	Tracker Outer Barrel, внешний цилиндрический трекер, часть трекера детектора CMS, стр. 37
TOTEM	TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement, эксперимент на коллайдере LHC, стр. 8
TUnfold	программный пакет, реализующий метод обратной свертки, основанный на максимизации правдоподобия с регуляризацией Тихонова, стр. 67
WLS	Wave Length Shifting, смещение длины волны, стр. 42
ZeroBias	триггер HLT_PAZeroBiasPixel_SingleTrack_v1, стр. 49
ZEUS	эксперимент на коллайдере HERA, стр. 8
БЛМ	Бродский–Лепаж–Маккензи, стр. 22
БМС	(BMS) Банфи–Маркезини–Смай, стр. 10
БФКЛ	(BFKL) Балицкий–Фадин–Кураев–Липатов, стр. 5
БФКЛП	Бродский–Фадин–Ким–Липатов–Пивоваров, стр. 22
ГЛАПД	(GLAPD) Грибов–Липатов–Альтарелли–Паризи–Докшицер, стр. 5
ГЛП	(LL) главное логарифмическое приближение, стр. 5
ГНР	глубоко неупругое рассеяние, стр. 17
ГП	(LO) главный порядок, стр. 10
КХД	квантовая хромодинамика, стр. 5
МК	Монте-Карло, стр. 6
МН	(MN) Мюллер-Навеле, стр. 7
НПФР	неинтегрированные партонные функции распределения, стр. 30
ПФР	(PDF) партонные функции распределения, стр. 18
СГЛП	(NLL) следующее за главным логарифмическим приближение, стр. 6
СГП	(NLO) следующий за главным порядком, стр. 10

Список литературы

1. *Кураев, Е. А.* Мультиреджеонные процессы в теории Янга – Миллса [Текст] / Е. А. Кураев, Л. Н. Липатов, В. С. Фадин // ЖЭТФ. — 1976. — Т. 43, № 3. — С. 840.
2. *Кураев, Е. А.* Сингулярность Померанчука в неабелевых калибровочных теориях [Текст] / Е. А. Кураев, Л. Н. Липатов, В. С. Фадин // ЖЭТФ. — 1977. — Т. 72, № 2. — С. 377.
3. *Балицкий, Я. Я.* Сингулярность Померанчука в квантовой хромодинамике [Текст] / Я. Я. Балицкий, Л. Н. Липатов // Ядерная физика. — 1978. — Т. 28, № 7. — С. 1597.
4. *Грибов, В. Н.* Глубоко неупругое ep -рассеяние в теории возмущений [Текст] / В. Н. Грибов, Л. Н. Липатов // Ядерная физика. — 1972. — Т. 15, № 4. — С. 781.
5. *Грибов, В. Н.* Аннигиляция e^+e^- -пар и глубоко неупругое ep -рассеяние в теории возмущений [Текст] / В. Н. Грибов, Л. Н. Липатов // Ядерная физика. — 1972. — Т. 15, № 6. — С. 1218.
6. *Липатов, Л. Н.* Партонная модель и теория возмущений [Текст] / Л. Н. Липатов // Ядерная физика. — 1974. — Т. 20, № 1. — С. 181.
7. *Altarelli, G.* Asymptotic freedom in parton language [Текст] / G. Altarelli, G. Parisi // Nucl. Phys. B. — 1977. — Т. 126. — С. 298.
8. *Докшицер, Ю. Л.* Вычисление структурных функций для глубоко неупругого рассеяния и e^+e^- аннигиляции в теории возмущений квантовой хромодинамики [Текст] / Ю. Л. Докшицер // ЖЭТФ. — 1977. — Т. 73, № 4. — С. 1216.
9. HERA - A Proposal for a Large Electron Proton Colliding Beam Facility at DESY [Текст] : тех. отч. / J. L. Augneres [и др.]. — Hamburg, 1981. — С. 292. — DESY-HERA-81—10. — URL: <https://bib-pubdb1.desy.de/record/318643>.
10. Design Report Tevatron 1 project [Текст] : тех. отч. — Batavia, 1984. — С. 518. — FERMILAB-DESIGN-1984—01. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1478620>.

11. LHC Design Report [Текст] / O. S. Brüning [и др.]. — Geneva : CERN, 2004. — (CERN Yellow Reports: Monographs). — URL: <https://cds.cern.ch/record/782076>.
12. *Fadin, V. S.* BFKL pomeron in the next-to-leading approximation [Текст] / V. S. Fadin, L. N. Lipatov // Phys. Lett. B. — 1998. — Т. 429. — С. 127—134. — arXiv: hep-ph/9802290.
13. *Ciafaloni, M.* Energy scale(s) and next-to-leading BFKL equation [Текст] / M. Ciafaloni, G. Camici // Phys. Lett. B. — 1998. — Т. 430. — С. 349—354. — arXiv: hep-ph/9803389.
14. The QCD pomeron with optimal renormalization [Текст] / S. J. Brodsky [и др.] // JETP Lett. — 1999. — Т. 70. — С. 155—160. — arXiv: hep-ph/9901229.
15. A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3 [Текст] / C. Bierlich [и др.]. — 2022. — Март. — arXiv: 2203.11601 [hep-ph].
16. Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note [Текст] / J. Bellm [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2016. — Т. 76, № 4. — С. 196. — arXiv: 1512.01178 [hep-ph].
17. *Mueller, A. H.* An inclusive minijet cross section and the bare pomeron in QCD [Текст] / A. H. Mueller, H. Navelet // Nucl. Phys. B. — 1987. — Т. 282. — С. 727.
18. *Kim, V. T.* BFKL QCD pomeron in high energy hadron collisions: inclusive dijet production [Текст] / V. T. Kim, G. B. Pivovarov // Phys. Rev. D. — 1996. — Т. 53. — С. 6. — arXiv: hep-ph/9506381 [hep-ph].
19. Forward dijets with wide rapidity separation in pp-collisions at LHC and Tevatron: dijet ratios and azimuthal decorrelations [Текст] / V. B. Gavriloв [и др.] // Nucl. Phys. B Proc. Suppl. / под ред. S. Dubnička, A. Z. Dubničková, E. Bartoš. — 2013. — Т. 245. — С. 153.
20. *Del Duca, V.* Mini - jet corrections to Higgs production [Текст] / V. Del Duca, C. R. Schmidt // Phys. Rev. D. — 1994. — Т. 49. — С. 177—182. — arXiv: hep-ph/9305346.
21. *Stirling, W. J.* Production of jet pairs at large relative rapidity in hadron hadron collisions as a probe of the perturbative pomeron [Текст] / W. J. Stirling // Nucl. Phys. B. — 1994. — Т. 423. — С. 56—79. — arXiv: hep-ph/9401266.

22. *Sabio Vera, A.* The Azimuthal decorrelation of jets widely separated in rapidity as a test of the BFKL kernel [Текст] / A. Sabio Vera, F. Schwennsen // Nucl. Phys. B. — 2007. — Т. 776. — С. 170—186. — arXiv: hep-ph/0702158.
23. *Mueller, A. H.* High-energy parton-parton elastic scattering in QCD [Текст] / A. H. Mueller, W.-K. Tang // Phys. Lett. B. — 1992. — Т. 284. — С. 123—126.
24. *Enberg, R.* Hard color singlet exchange and gaps between jets at the Tevatron [Текст] / R. Enberg, G. Ingelman, L. Motyka // Phys. Lett. B. — 2002. — Т. 524. — С. 273—282. — arXiv: hep-ph/0111090.
25. *Kepka, O.* Gaps between jets in hadronic collisions [Текст] / O. Kepka, C. Marquet, C. Royon // Phys. Rev. D. — 2011. — Т. 83. — С. 034036. — arXiv: 1012.3849 [hep-ph].
26. Transverse energy and forward jet production in the low x regime at HERA [Текст] / S. Aid [и др.] // Phys. Lett. B. — 1995. — Т. 356. — С. 118—128. — arXiv: hep-ex/9506012.
27. Measurement of the Azimuthal Correlation between the most Forward Jet and the Scattered Positron in Deep-Inelastic Scattering at HERA [Текст] / F. D. Aaron [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2012. — Т. 72. — С. 1910. — arXiv: 1111.4227 [hep-ex].
28. Forward jet production in deep inelastic scattering at HERA [Текст] / J. Breitweg [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 1999. — Т. 6. — С. 239—252. — arXiv: hep-ex/9805016.
29. Forward-jet production in deep inelastic ep scattering at HERA [Текст] / S. Chekanov [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2007. — Т. 52. — С. 515—530. — arXiv: 0707.3093 [hep-ex].
30. The Azimuthal decorrelation of jets widely separated in rapidity [Текст] / S. Abachi [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1996. — Т. 77. — С. 595—600. — arXiv: hep-ex/9603010.
31. Probing Hard Color-Singlet Exchange in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV [Текст] / B. Abbott [и др.] // Phys. Lett. B. — 1998. — Т. 440. — С. 189—202. — arXiv: hep-ex/9809016.

32. Probing BFKL dynamics in the dijet cross section at large rapidity intervals in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV and 630-GeV [Текст] / В. Abbott [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2000. — Т. 84. — С. 5722—5727. — arXiv: hep-ex/9912032.
33. Dijet production by color - singlet exchange at the Fermilab Tevatron [Текст] / F. Abe [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1998. — Т. 80. — С. 1156—1161.
34. Measurement of dijet production with a veto on additional central jet activity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector [Текст] / G. Aad [и др.] // JHEP. — 2011. — Т. 09. — С. 053. — arXiv: 1107.1641 [hep-ex].
35. Measurements of jet vetoes and azimuthal decorrelations in dijet events produced in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector [Текст] / G. Aad [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2014. — Т. 74, № 11. — С. 3117. — arXiv: 1407.5756 [hep-ex].
36. Measurement of the inclusive production cross sections for forward jets and for dijet events with one forward and one central jet in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV [Текст] / S. Chatrchyan [и др.] // JHEP. — 2012. — Т. 06. — С. 036. — arXiv: 1202.0704 [hep-ex].
37. Ratios of dijet production cross sections as a function of the absolute difference in rapidity between jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV [Текст] / S. Chatrchyan [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2012. — Т. 72. — С. 2216. — arXiv: 1204.0696 [hep-ex].
38. Azimuthal decorrelation of jets widely separated in rapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV [Текст] / V. Khachatryan [и др.] // JHEP. — 2016. — Т. 08. — С. 139. — arXiv: 1601.06713 [hep-ex].
39. Study of dijet events with a large rapidity gap between the two leading jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV [Текст] / А. М. Sirunyan [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2018. — Т. 78, № 3. — С. 242. — arXiv: 1710.02586 [hep-ex]. — [Erratum: Eur.Phys.J.C 80, 441 (2020)].
40. Hard color-singlet exchange in dijet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [Текст] / А. М. Sirunyan [и др.] // Phys. Rev. D. — 2021. — Т. 104. — С. 032009. — arXiv: 2102.06945 [hep-ex].
41. *Sjostrand, T.* A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 [Текст] / Т. Sjostrand, S. Mrenna, P. Z. Skands // Comput. Phys. Commun. — 2008. — Т. 178. — С. 852—867. — arXiv: 0710.3820 [hep-ph].

42. Herwig++ Physics and Manual [Текст] / М. Bahr [и др.] // Eur. Phys. J. — 2008. — Т. С58. — С. 639—707. — arXiv: 0803.0883 [hep-ph].
43. Jet pair production in POWHEG [Текст] / S. Alioli [и др.] // JHEP. — 2011. — Т. 04. — С. 081. — arXiv: 1012.3380 [hep-ph].
44. HEJ 2.1: High-energy resummation with vector bosons and next-to-leading logarithms [Текст] / J. R. Andersen [и др.] // Comput. Phys. Commun. — 2022. — Т. 278. — С. 108404. — arXiv: 2110.15692 [hep-ph].
45. *Lonnblad, L.* ARIADNE version 4: a program for simulation of QCD cascades implementing the colour dipole model [Текст] / L. Lonnblad // Comput. Phys. Commun. — 1992. — Т. 71. — С. 15.
46. Mueller-Navelet small-cone jets at LHC in next-to-leading BFKL [Текст] / F. Caporale [и др.] // Nucl. Phys. B. — 2013. — Т. 877. — С. 73—94. — arXiv: 1211.7225 [hep-ph].
47. *Ducloue, B.* Confronting Mueller-Navelet jets in NLL BFKL with LHC experiments at 7 TeV [Текст] / B. Ducloue, L. Szymanowski, S. Wallon // JHEP. — 2013. — Т. 05. — С. 096. — arXiv: 1302.7012 [hep-ph].
48. Brodsky-Lepage-Mackenzie optimal renormalization scale setting for semihard processes [Текст] / F. Caporale [и др.] // Phys. Rev. D. — 2015. — Т. 91, № 11. — С. 114009. — arXiv: 1504.06471 [hep-ph].
49. *Banfi, A.* Away from jet energy flow [Текст] / A. Banfi, G. Marchesini, G. Smye // JHEP. — 2002. — Т. 08. — С. 006. — arXiv: hep-ph/0206076.
50. The CMS experiment at the CERN LHC [Текст] / S. Chatrchyan [и др.] // JINST. — 2008. — Т. 3. — S08004.
51. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider [Текст] / G. Aad [и др.] // JINST. — 2008. — Т. 3. — S08003.
52. CASCADE3 A Monte Carlo event generator based on TMDs [Текст] / S. Baranov [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2021. — Т. 81, № 5. — С. 425. — arXiv: 2101.10221 [hep-ph].
53. *Feynman, R. P.* Very high-energy collisions of hadrons [Текст] / R. P. Feynman // Phys. Rev. Lett. / под ред. L. M. Brown. — 1969. — Т. 23. — С. 1415—1417.

54. *Bjorken, J. D.* Inelastic Electron Proton and gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon [Текст] / J. D. Bjorken, E. A. Paschos // Phys. Rev. — 1969. — Т. 185. — С. 1975—1982.
55. *Bjorken, J. D.* AN INEQUALITY FOR ELECTRON AND MUON SCATTERING FROM NUCLEONS [Текст] / J. D. Bjorken // Phys. Rev. Lett. — 1966. — Т. 16. — С. 408.
56. *Bjorken, J. D.* Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum [Текст] / J. D. Bjorken // Phys. Rev. — 1969. — Т. 179. — С. 1547—1553.
57. *Marage, P.* Hadronic structure, low x physics and diffraction [Текст] / P. Marage // 1999 International Europhysics Conference on High-Energy Physics. — 07.1999. — С. 71—90. — arXiv: hep-ph/9911426.
58. *Martin, A. D.* Proton structure, Partons, QCD, DGLAP and beyond [Текст] / A. D. Martin // Acta Phys. Polon. B / под ред. R. Fiore, A. Papa, C. Royon. — 2008. — Т. 39. — С. 2025—2062. — arXiv: 0802.0161 [hep-ph].
59. A Measurement of $\sigma(\text{tot})$ (γp) at $s^{*(1/2)} = 210\text{-GeV}$ [Текст] / M. Derrick [и др.] // Phys. Lett. B. — 1992. — Т. 293. — С. 465—477.
60. Total photoproduction cross-section measurement at HERA energies [Текст] / T. Ahmed [и др.] // Phys. Lett. B. — 1993. — Т. 299. — С. 374—384.
61. Measurement of the Proton - anti-Proton Total and Elastic Cross-Sections at the CERN SPS Collider [Текст] / M. Bozzo [и др.] // Phys. Lett. B. — 1984. — Т. 147. — С. 392—398.
62. Antiproton-proton cross sections at 200 and 900 GeV c.m. energy [Текст] / G. J. Alner [и др.] // Z. Phys. C. — 1986. — Т. 32. — С. 153—161.
63. Measurement of ρ , the Ratio of the Real to Imaginary Part of the $\bar{p}p$ Forward Elastic Scattering Amplitude, at $\sqrt{s} = 1.8\text{-TeV}$ [Текст] / N. A. Amos [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1992. — Т. 68. — С. 2433—2436.
64. Measurement of the $\bar{p}p$ Total Cross-Section at $\sqrt{s} = 546\text{ GeV}$ and 1800 GeV [Текст] / F. Abe [и др.] // Phys. Rev. D. — 1994. — Т. 50. — С. 5550—5561.
65. Total hadronic cross-section of photon-photon interactions at LEP [Текст] / G. Abbiendi [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2000. — Т. 14. — С. 199—212. — arXiv: hep-ex/9906039.

66. Cross-section of hadron production in gamma gamma collisions at LEP [Текст] / M. Acciarri [и др.] // Phys. Lett. B. — 1997. — Т. 408. — С. 450—464.
67. Luminosity-Independent Measurement of the Proton-Proton Total Cross Section at $\sqrt{s} = 8$ TeV [Текст] / G. Antchev [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Т. 111, № 1. — С. 012001.
68. Luminosity-independent measurements of total, elastic and inelastic cross-sections at $\sqrt{s} = 7$ TeV [Текст] / G. Antchev [и др.] // EPL. — 2013. — Т. 101, № 2. — С. 21004.
69. Measurement of the total cross section from elastic scattering in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector [Текст] / G. Aad [и др.] // Nucl. Phys. B. — 2014. — Т. 889. — С. 486—548. — arXiv: 1408.5778 [hep-ex].
70. *Brodsky, S. J.* On the Elimination of Scale Ambiguities in Perturbative Quantum Chromodynamics [Текст] / S. J. Brodsky, G. P. Lepage, P. B. Mackenzie // Phys. Rev. D. — 1983. — Т. 28. — С. 228.
71. *Del Duca, V.* Dijet production at large rapidity intervals [Текст] / V. Del Duca, C. R. Schmidt // Phys. Rev. D. — 1994. — Т. 49. — С. 4510—4516. — arXiv: hep-ph/9311290.
72. *Corke, R.* Interleaved Parton Showers and Tuning Prospects [Текст] / R. Corke, T. Sjostrand // JHEP. — 2011. — Т. 03. — С. 032. — arXiv: 1011.1759 [hep-ph].
73. Extraction and validation of a new set of CMS PYTHIA8 tunes from underlying-event measurements [Текст] / A. M. Sirunyan [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2020. — Т. 80, № 1. — С. 4. — arXiv: 1903.12179 [hep-ex].
74. Herwig++ 2.5 Release Note [Текст] / S. Gieseke [и др.]. — 2011.
75. Event generation with SHERPA 1.1 [Текст] / T. Gleisberg [и др.] // JHEP. — 2009. — Т. 02. — С. 007. — arXiv: 0811.4622 [hep-ph].
76. *Ciafaloni, M.* Coherence Effects in Initial Jets at Small q^2 / s [Текст] / M. Ciafaloni // Nucl. Phys. B. — 1988. — Т. 296. — С. 49—74.
77. *Catani, S.* Small x Behavior of Initial State Radiation in Perturbative QCD [Текст] / S. Catani, F. Fiorani, G. Marchesini // Nucl. Phys. B. — 1990. — Т. 336. — С. 18—85.

78. *Marchesini, G.* QCD coherence in the structure function and associated distributions at small x [Текст] / G. Marchesini // Nucl. Phys. B. — 1995. — Т. 445. — С. 49—80. — arXiv: hep-ph/9412327.
79. HE-LHC: The High-Energy Large Hadron Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 4 [Текст] / A. Abada [и др.] // Eur. Phys. J. ST. — 2019. — Т. 228, № 5. — С. 1109—1382.
80. FCC-hh: The Hadron Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 3 [Текст] / A. Abada [и др.] // Eur. Phys. J. ST. — 2019. — Т. 228, № 4. — С. 755—1107.
81. *Егоров, А. Ю.* Асимптотические эффекты при рождении пар адронных струй в протон-протонных столкновениях при сверхвысоких энергиях [Текст] / А. Ю. Егоров, Я. А. Бердников // ИТБ СПбГПУ. Физ.-мат. науки. — 2019. — Т. 12, № 2. — С. 121—129. — (БАК, WoS).
82. First computation of Mueller Tang processes using a full NLL BFKL approach [Текст] / D. Colferai [и др.] // JHEP. — 2023. — Т. 06. — С. 091. — arXiv: 2304.09073 [hep-ph].
83. Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker [Текст] / S. Chatrchyan [и др.] // JINST. — 2014. — Т. 9. — P10009. — arXiv: 1405.6569 [physics.ins-det].
84. *Fruhworth, R.* Application of Kalman filtering to track and vertex fitting [Текст] / R. Fruhwirth // Nucl. Instrum. Meth. — 1987. — Т. A262. — С. 444—450.
85. Vertex Fitting in the CMS Tracker [Текст] : тех. отч. / Т. Speer [и др.] ; CERN. — Geneva, 2006. — URL: <https://cds.cern.ch/record/927395>.
86. Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector [Текст] / А. М. Sirunyan [и др.] // JINST. — 2017. — Т. 12. — P10003. — arXiv: 1706.04965 [physics.ins-det].
87. *Cacciari, M.* The Anti- $k(t)$ jet clustering algorithm [Текст] / M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez // JHEP. — 2008. — Т. 04. — С. 063. — arXiv: 0802.1189 [hep-ph].
88. *Cacciari, M.* FastJet User Manual [Текст] / M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez // Eur. Phys. J. — 2012. — Т. C72. — С. 1896. — arXiv: 1111.6097 [hep-ph].

89. Jet energy scale and resolution in the CMS experiment in pp collisions at 8 TeV [Текст] / V. Khachatryan [и др.] // JINST. — 2017. — Т. 12, № 02. — P02014. — arXiv: 1607.03663 [hep-ex].
90. The CMS trigger system [Текст] / V. Khachatryan [и др.] // JINST. — 2017. — Т. 12. — P01020. — arXiv: 1609.02366 [physics.ins-det].
91. Calorimeter Jet Quality Criteria for the First CMS Collision Data [Текст]. — 2010.
92. Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker [Текст] / S. Chatrchyan [и др.] // JINST. — 2014. — Т. 9, № 10. — P10009. — arXiv: 1405.6569 [physics.ins-det].
93. Анализ методов обратной свертки экспериментальных данных при измерении сечений рождения пар адронных струй [Текст] / А. Ю. Егоров [и др.] // ИТБ СПбГПУ. Физ.-мат. науки. — 2019. — Т. 12, № 3. — С. 123–130. — (БАК, WoS).
94. GEANT4: A Simulation toolkit [Текст] / S. Agostinelli [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. — 2003. — Т. A506. — С. 250–303.
95. Determination of Jet Energy Calibration and Transverse Momentum Resolution in CMS [Текст] / S. Chatrchyan [и др.] // JINST. — 2011. — Т. 6. — P11002. — arXiv: 1107.4277 [physics.ins-det].
96. *Schmitt, S.* TUnfold: an algorithm for correcting migration effects in high energy physics [Текст] / S. Schmitt // JINST. — 2012. — Т. 7. — T10003. — arXiv: 1205.6201 [physics.data-an].
97. *Hocker, A.* SVD approach to data unfolding [Текст] / A. Hocker, V. Kartvelishvili // Nucl. Instrum. Meth. — 1996. — Т. A372. — С. 469–481. — arXiv: hep-ph/9509307 [hep-ph].
98. *D'Agostini, G.* A Multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem [Текст] / G. D'Agostini // Nucl. Instrum. Meth. — 1995. — Т. A362. — С. 487–498.
99. *Brun, R.* ROOT: An object oriented data analysis framework [Текст] / R. Brun, F. Rademakers // Nucl. Instrum. Meth. — 1997. — Т. A389. — С. 81–86.

100. *Adye, T.* Unfolding algorithms and tests using RooUnfold [Текст] / T. Adye // Proceedings, PHYSTAT 2011 Workshop on Statistical Issues Related to Discovery Claims in Search Experiments and Unfolding, CERN, Geneva, Switzerland 17-20 January 2011. — CERN. Geneva : CERN, 2011. — С. 313–318. — arXiv: 1105.1160 [physics.data-an]. — URL: <https://inspirehep.net/record/898599/files/arXiv:1105.1160.pdf>.
101. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis [Текст] / J. Pumplin [и др.] // JHEP. — 2002. — Т. 07. — С. 012. — arXiv: hep-ph/0201195 [hep-ph].
102. PDF4LHC recommendations for LHC Run II [Текст] / J. Butterworth [и др.] // J. Phys. — 2016. — Т. G43. — С. 023001. — arXiv: 1510.03865 [hep-ph].
103. Parton distributions for the LHC Run II [Текст] / R. D. Ball [и др.] // JHEP. — 2015. — Т. 04. — С. 040. — arXiv: 1410.8849 [hep-ph].
104. New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics [Текст] / S. Dulat [и др.] // Phys. Rev. — 2016. — Т. D93, № 3. — С. 033006. — arXiv: 1506.07443 [hep-ph].
105. Parton distributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs [Текст] / L. A. Harland-Lang [и др.] // Eur. Phys. J. — 2015. — Т. C75, № 5. — С. 204. — arXiv: 1412.3989 [hep-ph].
106. LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era [Текст] / A. Buckley [и др.] // Eur. Phys. J. — 2015. — Т. C75. — С. 132. — arXiv: 1412.7420 [hep-ph].
107. Luminosity Calibration for the 2013 Proton-Lead and Proton-Proton Data Taking [Текст] : тех. отч. / CERN. — Geneva, 2014. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1643269>.
108. Study of dijet events with large rapidity separation in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV [Текст] / A. I. Egorov, A. Tumasyan [и др.] // JHEP. — 2022. — Т. 03. — С. 189. — arXiv: 2111.04605 [hep-ex]. — (Scopus).
109. *Andersen, J. R.* Multiple Jets at the LHC with High Energy Jets [Текст] / J. R. Andersen, J. M. Smillie // JHEP. — 2011. — Т. 06. — С. 010. — arXiv: 1101.5394 [hep-ph].

110. *Egorov, A. I.* Dijet Events with Large Rapidity Separation in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s}=2.76$ TeV with CMS Detector [Текст] / A. I. Egorov // Phys. Atom. Nucl. — 2022. — Т. 85, № 6. — С. 951. — (Scopus).
111. *Ivanov, D. Y.* The next-to-leading order forward jet vertex in the small-cone approximation [Текст] / D. Y. Ivanov, A. Papa // JHEP. — 2012. — Т. 05. — С. 086. — arXiv: 1202.1082 [hep-ph].
112. *Kotikov, A. V.* NLO corrections to the BFKL equation in QCD and in supersymmetric gauge theories [Текст] / A. V. Kotikov, L. N. Lipatov // Nucl. Phys. B. — 2000. — Т. 582. — С. 19–43. — arXiv: hep-ph/0004008.
113. *Kotikov, A. V.* DGLAP and BFKL equations in the $N = 4$ supersymmetric gauge theory [Текст] / A. V. Kotikov, L. N. Lipatov // Nucl. Phys. B. — 2003. — Т. 661. — С. 19–61. — arXiv: hep-ph/0208220. — [Erratum: Nucl.Phys.B 685, 405–407 (2004)].
114. *Furman, M.* Study of a Nonleading QCD Correction to Hadron Calorimeter Reactions [Текст] / M. Furman // Nucl. Phys. B. — 1982. — Т. 197. — С. 413–445.
115. *Colferai, D.* The NLO jet vertex in the small-cone approximation for kt and cone algorithms [Текст] / D. Colferai, A. Niccoli // JHEP. — 2015. — Т. 04. — С. 071. — arXiv: 1501.07442 [hep-ph].
116. Longitudinally invariant K_t clustering algorithms for hadron hadron collisions [Текст] / S. Catani [и др.] // Nucl. Phys. B. — 1993. — Т. 406. — С. 187–224.
117. *Ким, В. Т.* Померон в квантовой хромодинамике и асимптотические эффекты при высоких энергиях : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.02, 01.04.16 [Текст] / В. Т. Ким. — Гатчина, 2003. — 124 с.
118. *'t Hooft, G.* Dimensional regularization and the renormalization group [Текст] / G. 't Hooft // Nucl. Phys. B. — 1973. — Т. 61. — С. 455–468.
119. Deep Inelastic Scattering Beyond the Leading Order in Asymptotically Free Gauge Theories [Текст] / W. A. Bardeen [и др.] // Phys. Rev. D. — 1978. — Т. 18. — С. 3998.
120. *Celmaster, W.* QCD Perturbation Expansions in a Coupling Constant Renormalized by Momentum Space Subtraction [Текст] / W. Celmaster, R. J. Gonsalves // Phys. Rev. Lett. — 1979. — Т. 42. — С. 1435.

121. *Mackenzie, P. B.* QCD Corrections to the Gluonic Width of the Upsilon Meson [Текст] / P. B. Mackenzie, G. P. Lepage // Phys. Rev. Lett. — 1981. — Т. 47. — С. 1244.
122. *Celmaster, W.* The Renormalization Prescription Dependence of the QCD Coupling Constant [Текст] / W. Celmaster, R. J. Gonsalves // Phys. Rev. D. — 1979. — Т. 20. — С. 1420.
123. Mueller–Navelet jets at 13 TeV LHC: dependence on dynamic constraints in the central rapidity region [Текст] / F. G. Celiberto [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2016. — Т. 76, № 4. — С. 224. — arXiv: 1601.07847 [hep-ph].
124. Parton distributions for the LHC [Текст] / A. D. Martin [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2009. — Т. 63. — С. 189–285. — arXiv: 0901.0002 [hep-ph].
125. PDF4LHC recommendations for LHC Run II [Текст] / J. Butterworth [и др.] // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2016. — ЯНВ. — Т. 43, № 2. — С. 023001. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/43/2/023001>.
126. *Egorov, A. I.* Next-to-leading BFKL evolution for dijets with large rapidity separation at different LHC energies [Текст] / A. I. Egorov, V. T. Kim // Phys. Rev. D. — 2023. — Т. 108, № 1. — С. 014010. — arXiv: 2305.19854 [hep-ph]. — (Scopus).
127. A QCD description of the ATLAS jet veto measurement [Текст] / Y. Hatta [и др.] // Phys. Rev. D. — 2013. — Т. 87, № 5. — С. 054016. — arXiv: 1301.1910 [hep-ph].
128. *Hatta, Y.* Jet energy flow at the LHC [Текст] / Y. Hatta, T. Ueda // Phys. Rev. D. — 2009. — Т. 80. — С. 074018. — arXiv: 0909.0056 [hep-ph].
129. *Marchesini, G.* Soft gluon emission at large angles [Текст] / G. Marchesini // Gribov-75: Memorial Workshop on Quarks, Hadrons, and Strong Interactions. — 12.2005. — С. 91–104. — arXiv: hep-ph/0601068.
130. *Egorov, A. Y.* Production of dijets with large rapidity separation at colliders [Текст] / A. Y. Egorov, V. T. Kim // J. Phys. Conf. Ser. / под ред. P. Teterin. — 2020. — Т. 1690, № 1. — С. 012158. — (Scopus).
131. Transverse momentum dependent parton densities in a proton from the generalized DAS approach [Текст] / A. V. Kotikov [и др.] // JHEP. — 2020. — Т. 02. — С. 028. — arXiv: 1911.01445 [hep-ph].

132. Parton distributions from high-precision collider data [Текст] / R. D. Ball [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2017. — Т. 77, № 10. — С. 663. — arXiv: 1706.00428 [hep-ph].

Список рисунков

1.1	Результаты моделирования отношений сечений с вето R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ в pp столкновениях разных \sqrt{s}	31
2.1	Схема трекера детектора CMS	37
2.2	Схема электромагнитного калориметра детектора CMS	40
2.3	Схема НВ, НЕ и НО адронного калориметра детектора CMS	43
2.4	Схематическое изображение калориметрических башен детектора CMS	44
3.1	Эффективность одноструйных триггеров как функция двух переменных p_{\perp} и η	52
3.2	Проинтегрированная эффективность триггера Jet20	53
3.3	Проинтегрированная эффективность триггера ForJet20Eta3	54
3.4	Эффективность триггера DoubleJet20	56
3.5	Сравнение сечений до и после учета неэффективности триггеров	58
3.6	Сравнение отношений сечений до и после учета неэффективности триггеров	59
3.7	Оценка фона	62
3.8	Оценка аксептанса	63
3.9	Оценка матриц миграции, полученная на основе моделирования с МК генератором HERWIG++	64
3.10	Оценка матриц миграции, полученная на основе моделирования с МК генератором PYTHIA8	65
3.11	Распределение по поперечному импульсу на реконструированном уровне для сопоставленных струй	67
3.12	Оценка вкладов в относительную систематическую неопределенность измерений	76
3.13	Инклюзивное дифференциальное сечение рождения пар адронных струй $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$	78
3.14	Дифференциальное сечение рождения пар адронных струй Мюллера-Навеле $d\sigma_{MN}/d\Delta y$	79
3.15	Отношение R^{incl} инклюзивного к «эксклюзивному» сечению рождения пар адронных струй	81

3.16	Отношение R^{MN} сечения Мюллера-Навеле к «эксклюзивному» сечению рождения пар адронных струй	82
3.17	Отношение $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ инклюзивного к «эксклюзивному с вето» сечению рождения пар адронных струй	83
3.18	Отношение $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ сечения Мюллера-Навеле к «эксклюзивному с вето» сечению рождения пар адронных струй	84
3.19	Сравнение R^{incl} и R^{MN} при $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ	86
4.1	Сравнение результатов вычисления МН сечения $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ на основе СГЛП БФКЛ с результатами измерения CMS при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ	105
4.2	Результаты вычисления МН сечения $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ при $\sqrt{s} = 8$ и 13 ТэВ для адронных струй с $p_{\perp} > p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ/ c	107
4.3	Результаты вычисления МН сечения $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ при $\sqrt{s} = 2.76, 8$ и 13 ТэВ для адронных струй с $p_{\perp} > p_{\perp\text{min}} = 20$ ГэВ/ c	108
4.4	Результаты вычисления отношений МН сечений $R_{13/2.76}^{\text{MN}}, R_{8/2.76}^{\text{MN}}$ и $R_{13/8}^{\text{MN}}$ для адронных струй с $p_{\perp} > p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ/ c	108
4.5	Результаты вычисления отношений МН сечений $R_{13/2.76}^{\text{MN}}, R_{8/2.76}^{\text{MN}}$ и $R_{13/8}^{\text{MN}}$ для адронных струй с $p_{\perp} > p_{\perp\text{min}} = 20$ ГэВ/ c	109
5.1	Определение \mathcal{C}_{in} и \mathcal{C}_{out} областей в e^+e^- аннигиляции	113
5.2	Определение порогов $p_{\perp\text{min}}$ и $p_{\perp\text{veto}}$, областей \mathcal{C}_{in} и \mathcal{C}_{out} , цветовых диполей $V\bar{V}$ и $G\bar{G}$	115
5.3	Сравнение результатов вычислений R^{incl} на основе эволюции БМС с результатами измерений CMS при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ	125
5.4	Сравнение результатов вычисления «эксклюзивного» сечения $d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y$, на основе СГЛП БФКЛ+БМС, с результатами измерений CMS при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ	133
5.5	Сравнение результатов вычисления «эксклюзивного» с вето сечения $d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y$ на основе СГЛП БФКЛ+БМС с результатами измерения CMS при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ	134
5.6	Сравнение результатов вычисления R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ на основе СГЛП БФКЛ+БМС с результатами измерения CMS при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ	136
5.7	Сравнение результатов вычисления R^{MN} на основе СГЛП БФКЛ+БМС с результатами измерения CMS при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ	137

5.8	Предсказания R^{MN} и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ на основе СГЛП БФКЛ+БМС при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ	138
-----	--	-----

Список таблиц

1	Триггеры, используемые для отбора событий	49
2	Референсные триггеры	51
3	Поправочные коэффициенты для разрешения по энергии адронных струй МК модели детектора	60
4	Источники систематических эффектов, влияющих на измерение дифференциальных сечений и соответствующие неопределенности, а так же статистические неопределенности. Указанные промежутки соответствуют максимальному и минимальному значению неопределенности на исследуемом промежутке Δy	74
5	Источники систематических эффектов, влияющих на измерение отношений сечений и соответствующие неопределенности, а так же статистические неопределенности. Указанные промежутки соответствуют максимальному и минимальному значению неопределенности на исследуемом промежутке Δy	75
6	Проверка χ^2 критерия сравнения расчетов РУТН1А8 с измерениями отношений с вето R^{incl} , R^{MN} , $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$	85
7	Определение области \mathcal{C}_{out} в зависимости от типа цветового диполя .	120