

ДВУХСТРУЙНЫЕ СОБЫТИЯ С БОЛЬШИМ РАЗДЕЛЕНИЕМ ПО БЫСТРОТЕ В ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ НА ДЕТЕКТОРЕ CMS

© 2023 г. А. Ю. Егоров^{1),2)}*
от имени CMS коллаборации

Поступила в редакцию 19.09.2022 г.; после доработки 19.09.2022 г.; принята к публикации 19.09.2022 г.

В работе представлены последние измерения сечений и отношений сечений рождения пар адронных струй в зависимости от интервала быстроты между струями в паре в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, выполненные на детекторе CMS Большого адронного коллайдера. Измеренные наблюдаемые чувствительны к высокоэнергетическим эффектам эволюции Балицкого–Фадины–Кураева–Липатова (БФКЛ). Результаты представлены в сравнении с предсказаниями различных Монте-Карло-генераторов, основанных как на высокоэнергетической эволюции БФКЛ, так и на эволюции Докшицера–Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи для жестких процессов.

DOI: 10.31857/S0044002723010191, EDN: RVINKR

1. ВВЕДЕНИЕ

Жесткие взаимодействия сталкивающихся адронов, когда переданный поперечный импульс $p_\perp$ одного порядка с энергией в системе центра масс $\sqrt{s}$, так что их отношение $x = p_\perp / \sqrt{s}$ порядка 1, описываются в рамках коллинеарной факторизации. Факторизация в жестком режиме означает, что адрон-адронное сечение рассчитывается как свертка партон-партонового сечения (подпроцесса) и партонных функций распределения. В рамках коллинеарной факторизации для жесткого режима партонные функции распределения эволюционируют с масштабом $Q \sim p_\perp$ логарифмически согласно уравнениям Докшицера–Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи (ДГЛАП) [1–5]. Уравнения ДГЛАП получены путем суммирования поправок пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД), пропорциональным $\alpha_s^n [\ln Q]^n$ — главное логарифмическое приближение (ГЛП) и $\alpha_s^{n+1} [\ln Q]^n$ — следующее за главным логарифмическим приближением (СГЛП), где α_s — константа связи сильного взаимодействия.

В экспериментах при тэвных энергиях, как на Тэватроне и Большом Адронном Коллайдере (БАК), важным становится другой кинематический режим. В этом высокоэнергетическом режиме

поперечный импульс остается много меньшим по сравнению с энергией в системе центра масс, так что $x \rightarrow 0$. В таком режиме важным становится учет членов ряда пертурбативной КХД, пропорциональных $\alpha_s^n [\ln 1/x]^n$ (ГЛП) и $\alpha_s^{n+1} [\ln 1/x]^n$ (СГЛП). Суммирование таких вкладов достигнуто в рамках формализма Балицкого–Фадины–Кураева–Липатова (БФКЛ) [6–8].

В то время как формализм ДГЛАП хорошо проверен и широко применяется при расчете жестких процессов, результаты экспериментов по обнаружению сигналов эволюции БФКЛ все еще остаются неоднозначными.

2. НАБЛЮДАЕМЫЕ ДЛЯ ПОИСКА ЭФФЕКТОВ БФКЛ

Важным для поиска сигналов эволюции БФКЛ является понимание структуры конечного состояния, которое характерно для этой эволюции и его отличие от конечного состояния характерного для эволюции ДГЛАП. Эволюция ДГЛАП строится на излучении партонов, упорядоченных по поперечному импульсу. Таким образом возникает событие, в котором адронные струи излучаются в основном в центральную область детектора сильно упорядоченные по поперечному импульсу. Центральная область детектора характеризуется малыми быстротами, где быстрота — логарифмическая функция энергии и продольного импульса $y = 0.5 \ln [(E + p_z) / (E - p_z)]$, где E — энергия струи, а p_z — импульс струи вдоль пучка (в экспериментах ось z выбирается вдоль направления

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

²⁾Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: anatolii.egorov@cern.ch

пучка). С другой стороны, в эволюции БФКЛ струи излучаются одного порядка по поперечному импульсу (диффузия по $p_{\perp}$), но сильно упорядоченные по быстрой. Таким образом, измерение рождения адронных струй с большим интервалом быстрой является основным экспериментальным инструментом для поиска эффектов БФКЛ в столкновениях адронов.

Среди наблюдаемых, предложенных теоретиками, использующих рождение пар адронных струй в качестве пробника для обнаружения эволюции БФКЛ, можно выделить три группы. К первой группе относятся сечения и отношения сечений рождения пар адронных струй с большим разделением по быстрой [9–12]. Где разделение по быстрой $\Delta y = |y_1 - y_2|$, y_1 и y_2 — быстрые струй в паре. Ко второй группе относятся азимутальные декорреляции для адронных струй, сильно разделенных по быстрой [13–15]. Эволюция БФКЛ приводит к декорреляции из-за диффузии по $p_{\perp}$, в то время как эволюция ДГЛАП оставляет лидирующие струи (пара струй с максимальными поперечными импульсами) сильно коррелированными из-за $p_{\perp}$ упорядочения. Наконец, к третьей группе относят рождение пар струй с быстрой провалом между ними [16–18]. Где под быстрой провалом понимается широкая по быстрой область детектора, где отсутствует адронная активность в событии. Быстрый провал является сигналом обмена цветовым синглетом, который в формализме БФКЛ называется помероном.

Указанные наблюдаемые измерялись ранее на Тэватроне в экспериментах D0 [19–21] и CDF [22] при $\sqrt{s} = 0.68$ и 1.8 ТэВ, а также на БАК в экспериментах ATLAS [23, 24] и CMS [25–28] при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Эксперименты на БАК представляют уникальную возможность поиска сигналов БФКЛ, так как БАК предоставляет максимально достижимую в ускорительном эксперименте энергию до $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. В то же время CMS предоставляет возможность измерений до $\Delta y = 9.4$, недостижимого в других экспериментах. Исходя из характеристики излучения БФКЛ, так же важно иметь как можно низкие отборы по поперечному импульсу $p_{\perp \min}$. При измерениях на CMS $p_{\perp \min} = 35$ ГэВ.

Результаты сравнения экспериментальных данных с теоретическими расчетами, выполненными в генераторах Монте-Карло (МК) или аналитически, показывают, что ни одна модель, основанная на суммировании логарифмов ДГЛАП, не может полностью описать весь спектр наблюдаемых. Следует отметить, что некоторые модели, такие как RYTHIA [29], основанная на вычислении матричных элементов в лидирующем порядке КХД и эволюции ГЛП ДГЛАП, хорошо согласуется с изме-

рением отношений сечений и плохо с азимутальными декорреляциями, в то время как HERWIG [30], выполняющий расчет в том же приближении, что и RYTHIA, наоборот. Более того, МК-модели, основанные на ДГЛАП суммировании, часто включают поправки, такие как поправки на цветовую когерентность, которые выходят за рамки основного приближения при больших быстрой. Эти поправки, с одной стороны, малы в центральной области (малые быстрые), что в принципе оправдывает их применение, с другой стороны, становятся нестабильными при больших быстрой, что может приводить как к совпадению с данными, так и сильному отклонению от них. Цветовая когерентность приводит к угловому упорядочению в партонном каскаде, что воспроизводит до некоторой степени эффекты БФКЛ. Однако такие поправки на цветовую когерентность не учитывают всех вкладов, важных при больших быстрой, которые последовательно учтены в формализме БФКЛ. К сожалению, не существует МК-модели, основанной на суммировании ДГЛАП, где можно было бы отключить поправки на цветовую когерентность.

Сравнение эксперимента с вычислением БФКЛ часто затруднительно. Поскольку не для всех наблюдаемых известны методы вычисления в СГЛП БФКЛ-приближении. В то же время известно, что ГЛП-приближение БФКЛ дает только качественные предсказания, так как интерсепт померона, управляющий ростом сечений с увеличением быстрой, сильно переоценивается в этом приближении. СГЛП-поправки БФКЛ, с другой стороны, уменьшают интерсепт померона [31]. В случаях, когда расчет СГЛП БФКЛ доступен, он показывает хорошее согласие с экспериментом. Так, СГЛП БФКЛ-расчет доступен для азимутальных декорреляций. ГЛП БФКЛ-расчет с суммированием главных вкладов СГЛП доступен для обмена цветовым синглетом. Сечения и отношения сечений рассчитываются только на основе ГЛП БФКЛ.

Учитывая вышесказанное, становится важным проведение измерений при всех доступных энергиях, поскольку известно, что эволюции ДГЛАП и БФКЛ предсказывают различное поведение с энергией.

В настоящей работе представлены результаты измерения сечений и отношений сечений рождения пар адронных струй с большим разделением по быстрой в протон-протонных столкновениях при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, выполненные на детекторе CMS [32]. А именно представлены следующие величины как функции Δy :

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

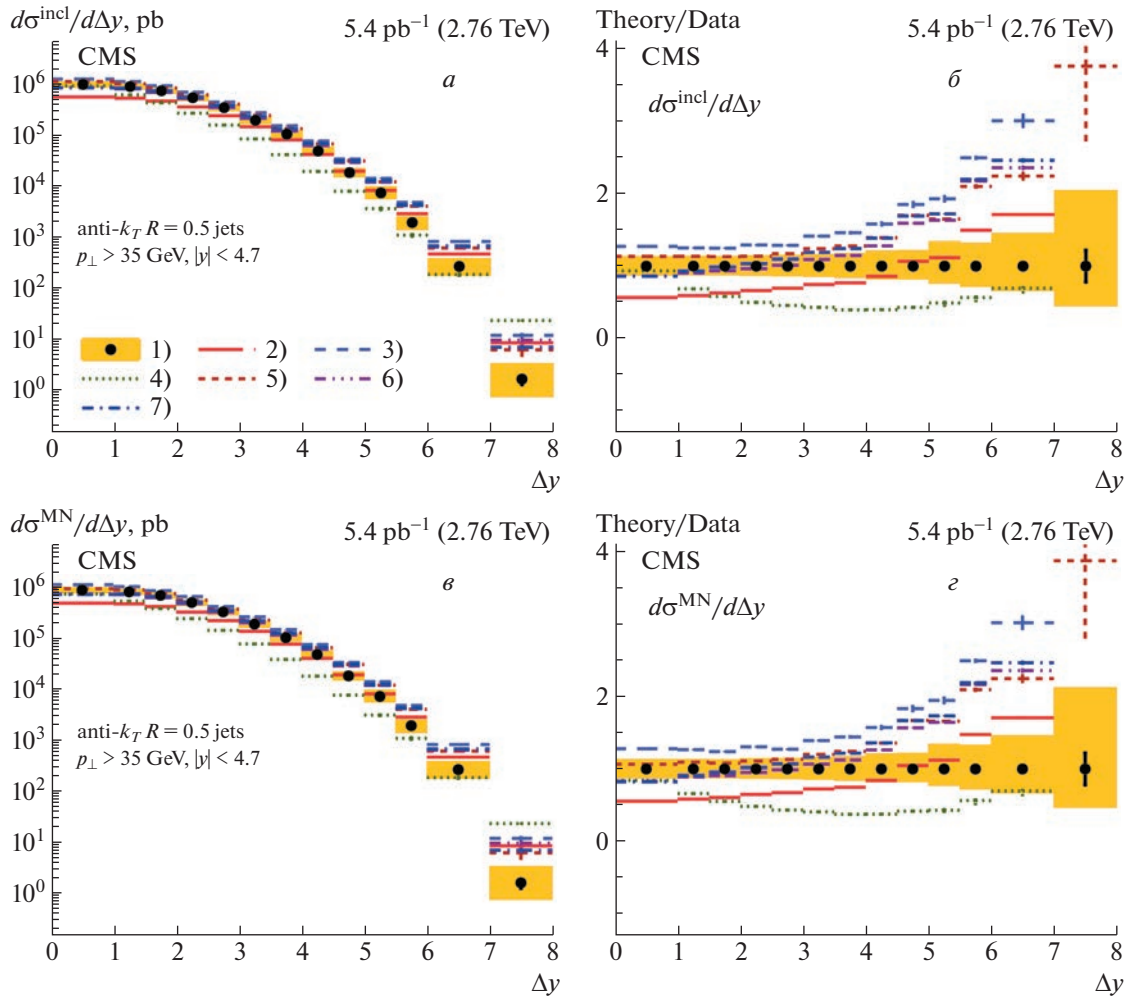


Рис. 1. Дифференциальные сечения (а) и (б) $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$, а также (в) и (з) $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ рождения пар адронных струй в сравнении с предсказаниями различных моделей [32]; (а) и (в) — измеренные сечения, (б) и (з) — отношения результатов моделирования к данным. 1 — данные; 2 — HERWIG++; 3 — PYTHIA8; 4 — HEJ + ARIADNE; 5 — POWHEG + PYTHIA8; 6 — POWHEG + HERWIG++; 7 — POWHEG + HERWIG7. Для данных точки означают измеренное значение, вертикальные “усы” — статистические неопределенности, желтая полоса — систематические неопределенности измерения. Для результатов моделирования — вертикальные “усы” обозначают статистические неопределенности.

$$R^{\text{incl}} = (d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y) / (d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y),$$

$$R^{\text{MN}} = (d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y) / (d\sigma^{\text{excl}}/d\Delta y),$$

$$R_{\text{veto}}^{\text{incl}} = (d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y) / (d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y),$$

$$R_{\text{veto}}^{\text{MN}} = (d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y) / (d\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}/d\Delta y),$$

где σ^{incl} — инклюзивное сечение рождения пар адронных струй. Все попарные комбинации струй среди струй с поперечным импульсом выше $p_{\perp\text{min}}$ дают вклад в сечение. σ^{MN} — сечение Мюллера–Навеле (МН). Пара струй с максимальным Δy среди струй с поперечным импульсом выше $p_{\perp\text{min}}$ дает вклад в МН-сечение. σ^{excl} — “эксклюзивное”

сечение. События только с одной парой струй с поперечным импульсом выше $p_{\perp\text{min}}$ дают вклад в сечение. $\sigma_{\text{veto}}^{\text{excl}}$ — “эксклюзивное” с вето-сечение. Только “эксклюзивные” события, которые не имеют дополнительных адронных струй с $p_{\perp} > p_{\perp\text{veto}}$, дают вклад в сечение. В настоящей работе установлены пороги $p_{\perp\text{min}} = 35$ ГэВ и $p_{\perp\text{veto}} = 20$ ГэВ. Быстроты измеренных адронных струй ограничены аксептансом детектора $y < 4.7$. Форвардный калориметр детектора CMS покрывает область до псевдобыстрот $|\eta| < 5.2$. Где псевдобыстрота — логарифмическая функция полярного угла $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$. Отступ 0.5 по быстрой сделан, чтобы гарантировать, что вся струя оставит свою энергию в калориметре. Струи восстановлены с помощью алгоритма анти- k_t [33] с параметром

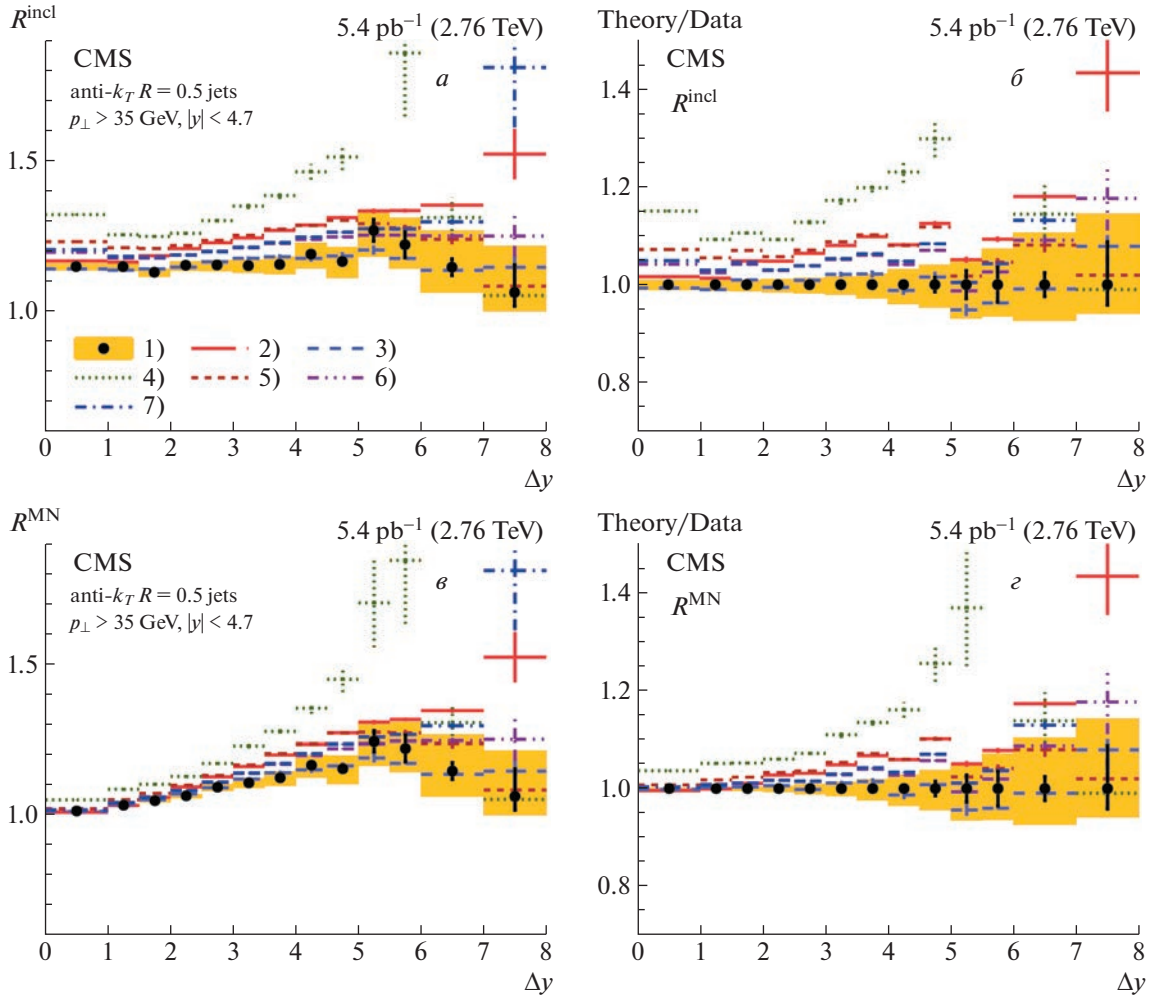


Рис. 2. Отношение дифференциальных сечений (а) и (б) R^{incl} , а также (в) и (г) R^{MN} рождения пар адронных струй в сравнении с предсказаниями различных моделей [32]; (а) и (в) — измеренные отношения, (б) и (г) — отношения результатов моделирования к данным. 1 — данные; 2 — HERWIG++; 3 — PYTHIA8; 4 — HEJ + ARIADNE; 5 — POWHEG + PYTHIA8; 6 — POWHEG + HERWIG++; 7 — POWHEG + HERWIG7. Для данных точки означают измеренное значение, вертикальные “усы” — статистические неопределенности, желтая полоса — систематические неопределенности измерения. Для результатов моделирования — вертикальные “усы” обозначают статистические неопределенности.

размера струи $R = 0.5$ из частиц, восстановленных алгоритмом particle-flow [34]. Более подробную информацию о детекторе CMS можно узнать в [35].

Отношения сечений R^{incl} и R^{MN} были измерены ранее в эксперименте CMS при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [25]. Отбор событий в настоящей работе такой же, как был в предыдущих измерениях, что позволяет выполнить прямое сравнение. Сечения $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$, $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$, а также отношения $R^{\text{incl}}_{\text{veto}}$, $R^{\text{MN}}_{\text{veto}}$ измерены впервые. Как известно, в отношениях сечений многие вклады сокращаются, поэтому различные теоретические модели склонны лучше описывать отношения сечений, чем их абсолютные величины. Поэтому для тестирования моделей необходимо также измерять абсолютные величины сечений. Также применение вето на дополнительную

струйную активность может существенно улучшить чувствительность наблюдаемых к эффектам БФКЛ [11].

3. МОНТЕ-КАРЛО-МОДЕЛИРОВАНИЕ

Моделирование МК использовалось для сравнения результатов измерения с теоретическими моделями. МК-генераторы PYTHIA8 (8.183) [29] и HERWIG++ (2.7.1) [30] предоставляют вычисления в лидирующем порядке по подпроцессу с партонным ливнем, выполненным в ГЛП ДГЛАП. МК-генератор POWHEG (2.0) [36] учитывает поправки, следующие за лидирующим порядком в подпроцессе, однако предоставляет событие только на уровне подпроцесса. Моделиро-

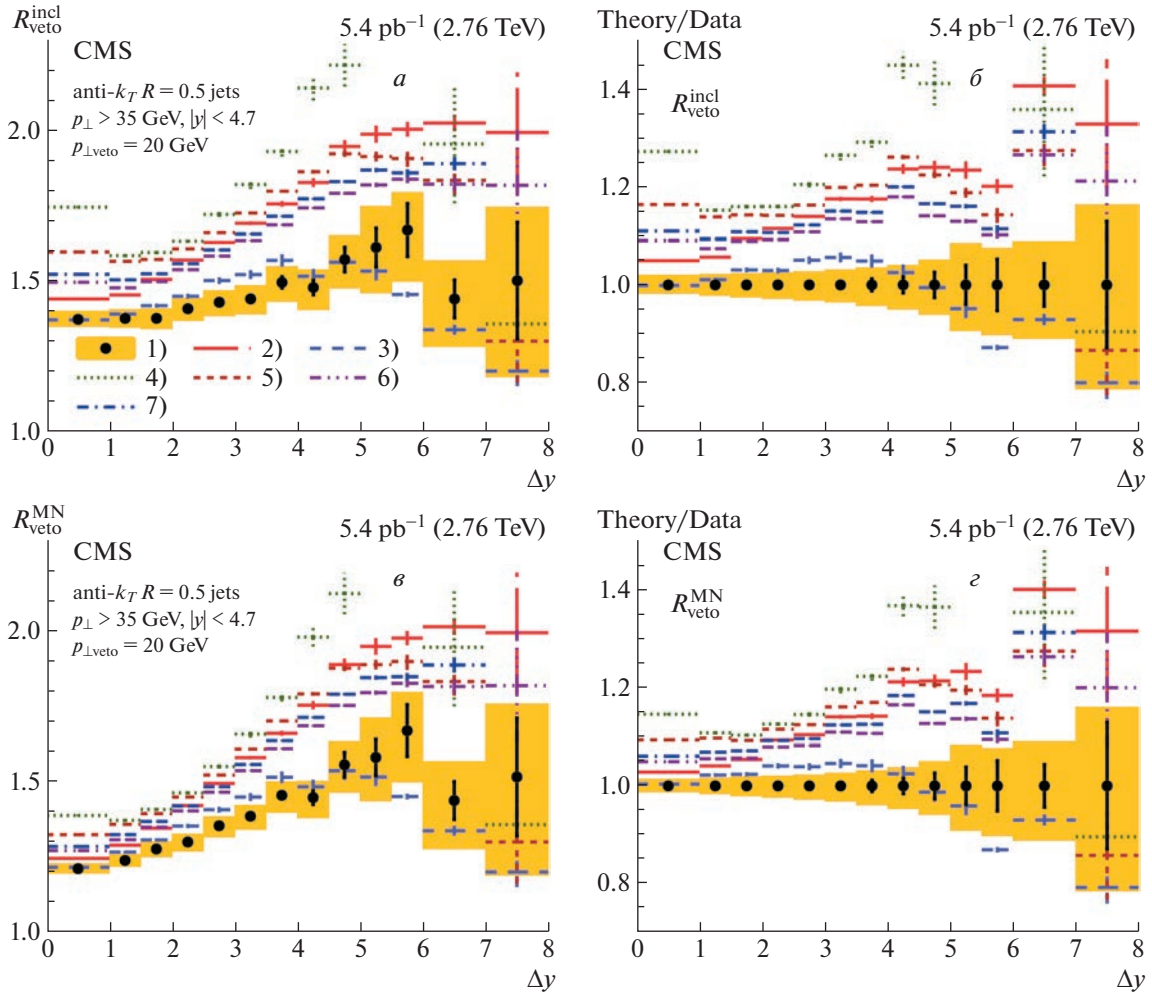


Рис. 3. Отношение дифференциальных сечений (а) и (б) $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$, а также (в) и (г) $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$ рождения пар адронных струй в сравнении с предсказаниями различных моделей [32]; (а) и (в) — измеренные отношения, (б) и (г) — отношения результатов моделирования к данным. 1 — данные; 2 — HERWIG++; 3 — PYTHIA8; 4 — HEJ + ARIADNE; 5 — POWHEG + PYTHIA8; 6 — POWHEG + HERWIG++; 7 — POWHEG + HERWIG7. Для данных точки означают измеренное значение, вертикальные «усы» — статистические неопределенности, желтая полоса — систематические неопределенности измерения. Для результатов моделирования — вертикальные «усы» обозначают статистические неопределенности.

вание патронного ливня, многопартонных взаимодействий и адронизации выполнено в основанных на ГЛП ДГЛАП-генераторах PYTHIA8 (8.230), HERWIG++ (2.7.1) и HERWIG7 (7.1.2) [37]. Расчеты, основанные на ГЛП БФКЛ, предоставляются на партонном уровне МК-генератором HEJ (1.4.0) [38], далее адронизация выполняется в МК-генераторе ARIADNE (4.12J01) [39].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерения дифференциальных сечений $d\sigma^{\text{incl}}/d\Delta y$ и $d\sigma^{\text{MN}}/d\Delta y$ в сравнении с предсказаниями МК-моделей представлены на рис. 1. Как видно из рис. 1, измеренные сечения не описываются ни одной из использованных МК-моделей.

PYTHIA8 переоценивает сечения, в то время как HERWIG недооценивает сечения при $\Delta y < 4$ и переоценивает при $\Delta y > 5$. HEJ + ARIADNE недооценивает сечения практически на всем доступном промежутке Δy и переоценивает их в последнем бине. Включение поправок, следующих за лидирующим порядком в партонном подпроцессе с помощью МК-генератора POWHEG, улучшает согласие для сечений в области $\Delta y < 4$, однако переоценивает сечение в области больших Δy .

Отношения сечений R^{incl} и R^{MN} , представленные на рис. 2, лучше всего согласуются с основанным на ГЛП-приближении ДГЛАП генератором PYTHIA. Схожая ситуация наблюдалась в CMS измерениях при 7 ТэВ [25]. Основанный на том же приближении генератор HERWIG силь-

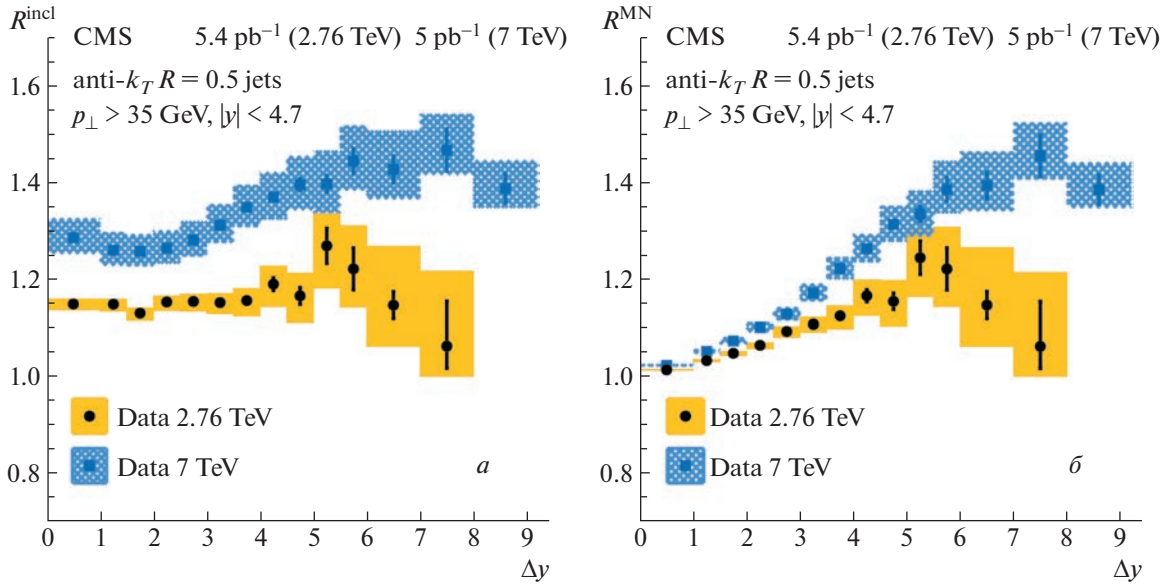


Рис. 4. Отношения дифференциальных сечений (а) R^{incl} и (б) R^{MN} рождения пар адронных струй, измеренные при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ [32] и при 7 ТэВ [25]. Точки — измеренное значение, вертикальные “усы” — статистические неопределенности, полосы — систематические неопределенности измерения.

но переоценивает данные для отношений R^{incl} и R^{MN} . Сильная разница в предсказаниях PYTHIA и HERWIG говорит о нестабильности поправок на цветовую когерентность при больших быстройтах. Учет поправок, следующих за лидирующим порядком, в POWHEG не приводит к улучшению согласия теоретической модели с измерениями, хотя разница между POWHEG + PYTHIA и POWHEG + HERWIG не такая сильная, как для PYTHIA и HERWIG, что говорит о важности первого излучения для измеренных наблюдаемых. Генератор HEJ + ARIADNE, основанный на ГЛП БФКЛ, сильно переоценивает рост отношений с Δy , что ожидаемо, так как ГЛП БФКЛ переоценивает интерсепт померона. Подобные наблюдения были и в измерениях CMS при 7 ТэВ [25].

Отношения сечений с вето $R_{\text{veto}}^{\text{incl}}$ и $R_{\text{veto}}^{\text{MN}}$, представленные на рис. 3, также лучше всего описываются генератором PYTHIA. Однако заметно локальное отклонение результатов расчета в PYTHIA от измерений в области $1.5 < \Delta y < 4$, а также отличие от данных по форме отношения, что может быть связано с эффектами БФКЛ. Сравнение результатов других МК-моделей с данными схоже с таковыми для R^{incl} и R^{MN} .

Сравнение результатов измерений R^{incl} и R^{MN} для энергий 2.76 ТэВ [32] и 7 ТэВ [25], измеренных на эксперименте CMS, представлено на рис. 4. Как видно из рисунка, отношения сечений выше при более высокой энергии, что говорит о более интенсивном излучении, что отражает динамику

БФКЛ. Большая энергия позволяет также достигать больших Δy .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты измерений сечений и отношений сечений рождения пар адронных струй с большим разделением по быстройте при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, выполненные на эксперименте CMS [32] БАК. Результаты представлены в сравнении с предсказаниями различных МК-моделей, основанных как на эволюции ДГЛАП, так и эволюции БФКЛ. Настоящие результаты могут быть указаниями на проявления эволюции БФКЛ и являются дополнительными ко всем предыдущим измерениям. Однако для построения более четких выводов необходимо иметь расчеты в СГЛП БФКЛ, а также “чистые” вычисления ДГЛАП (без введения цветовой когерентности). Также необходимы измерения при других доступных на БАК энергиях. Табулированные результаты настоящего измерения представляются на сайте HEPData [40].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Н. Грибов, Л. Н. Липатов, ЯФ **15**, 781 (1972) [Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438 (1972)].
2. В. Н. Грибов, Л. Н. Липатов, ЯФ **15**, 1218 (1972) [Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 1218 (1972)].
3. Л. Н. Липатов, ЯФ **20**, 181 (1974) [Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 94 (1974)].
4. G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B **126**, 298 (1977).

5. Ю. Л. Докшицер, ЖЭТФ **73**, 1216 (1977) [Sov. Phys. JETP **46**, 641 (1977)].
6. Е. А. Кураев, Л. Н. Липатов, В. С. Фадин, ЖЭТФ **71**, 840 (1976) [Sov. Phys. JETP **44**, 443 (1976)].
7. Е. А. Кураев, Л. Н. Липатов, В. С. Фадин, ЖЭТФ **72**, 377 (1977) [Sov. Phys. JETP **45**, 199 (1977)].
8. Я. Я. Балицкий, Л. Н. Липатов, ЯФ **28**, 1597 (1978) [Sov. J. Nucl. Phys. **28**, 822 (1978)].
9. A. H. Mueller and H. Navelet, Nucl. Phys. B **282**, 727 (1987).
10. V. T. Kim and G. B. Pivovarov, Phys. Rev. D **53**, 6 (1996).
11. V. B. Gavrilov, V. T. Kim, V. A. Murzin, V. A. Oreshkin, G. B. Pivovarov, I. Yu. Pozdnyakov, and G. B. Safronov, Nucl. Phys. B **245**, 153 (2013).
12. А. Ю. Егоров, Я. А. Бердников, НТВ СПбГПУ **12**, 121 (2019) [St. Petersburg Polytech. State Univ. J. Phys. Math. **12**, 121 (2019)].
13. V. Del Duca and C. R. Schmidt, Phys. Rev. D **49**, 177 (1994).
14. W. J. Stirling, Nucl. Phys. B **423**, 56 (1994).
15. A. Sabio Vera and F. Schwennsen, Nucl. Phys. B **776**, 170 (2007).
16. A. H. Mueller and W. K. Tang, Phys. Lett. B **284**, 123 (1992).
17. R. Engerg, G. Ingelman, and L. Motyka, Phys. Lett. B **524**, 273 (2002).
18. O. Kepka, C. Marquet, and C. Royon, Phys. Rev. D **83**, 034036 (2011).
19. D0 Collab. (B. Abbot *et al.*), Phys. Rev. Lett. **84**, 5722 (2000).
20. D0 Collab. (B. Abbot *et al.*), Phys. Rev. Lett. **77**, 595 (1996).
21. D0 Collab. (B. Abbot *et al.*), Phys. Lett. B **440**, 189 (1998).
22. CDF Collab. (F. Abe *et al.*), Phys. Rev. Lett. **80**, 1156 (1998).
23. ATLAS Collab. (G. Aad *et al.*), JHEP **1109**, 053 (2011).
24. ATLAS Collab. (G. Aad *et al.*), Eur. Phys. J. C **74**, 3117 (2014).
25. CMS Collab. (S. Chatrchyan *et al.*), Eur. Phys. J. C **72**, 2216 (2012).
26. CMS Collab. (V. Khachatryan *et al.*), JHEP **2016**, 139 (2016).
27. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), Eur. Phys. J. C **78**, 242 (2018).
28. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), Phys. Rev. D **104**, 032009 (2021).
29. T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, Comput. Phys. Commun. **178**, 852 (2008).
30. M. Bähr, S. Gieseke, M. A. Gigg, D. Grellscheid, K. Hamilton, O. Latunde-Dada, S. Plätzer, P. Richardson, M. H. Seymour, A. Sherstnev, and B. R. Webber, Eur. Phys. J. C **58**, 639 (2008).
31. S. J. Brodsky, V. S. Fadin, V. T. Kim, L. N. Lipatov, and G. B. Pivovarov, JETP Lett. **70**, 155 (1999).
32. CMS Collab. (A. Tumasyan *et al.*), JHEP **2022**, 189 (2022).
33. M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, JHEP **0804**, 063 (2008).
34. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), JINST **12**, P10003 (2017).
35. CMS Collab. (S. Chatrchyan *et al.*), JINST **3**, S08004 (2008).
36. S. Alioli, K. Hamilton, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, JHEP **2011**, 81 (2011).
37. J. Bellm, S. Gieseke, D. Grellscheid, S. Plätzer, M. Rauch, Ch. Reuschle, P. Richardson, P. Schichtel, M. H. Seymour, A. Siódmok, A. Wilcock, N. Fisher, M. A. Harrendorf, G. Nail, A. Papaefstathiou, and D. Rauch, Eur. Phys. J. C **76**, 196 (2016).
38. J. R. Andersen and J. M. Smillie, JHEP **2011**, 10 (2011).
39. L. Lönnblad, Comput. Phys. Commun. **71**, 15 (1992).
40. HEPData record for this analysis, <https://doi.org/10.17182/hepdata.113660> (2021)

DIJET EVENTS WITH LARGE RAPIDITY SEPARATION IN PROTON-PROTON COLLISIONS AT $\sqrt{s} = 2.76$ TeV WITH CMS DETECTOR

A. Iu. Egorov^{1),2)} on behalf of the CMS Collaboration

¹⁾NRC “Kurchatov Institute” — PNPI, Gatchina, Russia

²⁾Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

The measurements of cross sections and their ratios for dijet production as function of rapidity separation between jets in dijet in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV are presented. The measurements are performed with the CMS detector at the Large Hadron Collider. The measured observables are sensitive to the high-energy effects of Balitsky–Fadin–Kuraev–Lipatov (BFKL) evolution. Results are compared to the predictions of various Monte Carlo models based on high-energy BFKL evolution, as well as on the evolution of Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi for hard processes.