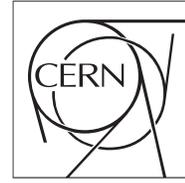


The Compact Muon Solenoid Experiment
Conference Report

Mailing address: CMS CERN, CH-1211 GENEVA 23, Switzerland



13 September 2022 (v3, 14 September 2022)

Dijet events with large rapidity separation in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV with CMS detector

Anatolii Egorov for the CMS Collaboration

Abstract

The new search for Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) evolution effects is performed at the Large Hadron Collider by the Compact Muon Solenoid experiment. The cross sections for inclusive and Mueller-Navelet dijet production are measured as a function of the rapidity separation between the jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV for jets with transverse momentum $p_{\perp} > 35$ GeV and rapidity $|y| < 4.7$. Various dijet production cross section ratios are also measured. A veto on additional jets with $p_{\perp} > 20$ GeV is introduced to improve the sensitivity to the BFKL evolution. The measurement is compared with the predictions of various Monte Carlo models based on leading-order and next-to-leading-order calculations including the Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi leading-logarithm (LL) parton shower as well as the LL BFKL resummation.

Presented at *NUCLEUS-2022 LXXII International Conference Nucleus-2022 Fundamental problems and applications*

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

2022 г. А. Ю. Егоров¹ от имени CMS коллаборации

НИЦ КИ Петербургский Институт Ядерной Физики им. Б. П. Константинова, Гатчина,
Россия

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-
Петербург, Россия

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-Фадина-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.

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-партонного 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

¹ anatolii.egorov@cern.ch

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 тевных энергиях, как на Тэватроне и Большом Адронном Коллайдре (БАК), важным становится другой кинематический режим. В этом высокоэнергетическом режиме поперечный импульс остается много меньшим по сравнению 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-Фадинова-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 быстройми, где быстрота – логарифмическая функция энергии и продольного импульса $y = 0.5 \ln[(E + p_z)/(E - p_z)]$, E – энергия струи, а p_z – импульс струи вдоль пучка (в экспериментах ось z выбирается вдоль направления пучка). С другой стороны, в эволюции БФКЛ струи излучаются одного порядка по поперечному импульсу (диффузия по p_\perp), но сильно

упорядоченные по быстроте. Таким образом измерение рождения адронных струй с большим интервалом быстроты 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 быстроте [9-12]. Где разделение по быстроте $\Delta y = |y_1 - y_2|$, y_1 и y_2 – быстроты струй в паре. Ко второй группе относятся азимутальные декорреляций для адронных струй сильно разделенных по быстроте [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 быстроте 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 для 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 Монте-Карло (МК) генераторах 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 измерением 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 быстротах. Эти поправки, с одной стороны малы, в центральной области (малые быстроты) что в принципе оправдывает их применение, с другой стороны становятся нестабильными при больших быстротах, 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 быстротах, 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 быстроты, 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 быстроте 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 :

$$\begin{aligned}
 & d\sigma^{incl} / d\Delta y \\
 & d\sigma^{MN} / d\Delta y \\
 R^{incl} &= (d\sigma^{incl} / d\Delta y) / (d\sigma^{excl} / d\Delta y) \\
 R^{MN} &= (d\sigma^{MN} / d\Delta y) / (d\sigma^{excl} / d\Delta y) \\
 R_{veto}^{incl} &= (d\sigma^{MN} / d\Delta y) / (d\sigma_{veto}^{excl} / d\Delta y) \\
 R_{veto}^{MN} &= (d\sigma^{MN} / d\Delta y) / (d\sigma_{veto}^{excl} / d\Delta y)
 \end{aligned} \tag{1}$$

Где σ^{incl} – инклюзивное сечение рождения пар адронных струй. Все попарные комбинации струй среди струй с поперечным импульсом выше $p_{\perp min}$ дают вклад в сечение. σ^{MN} – сечение Мюллера-Навеле (МН). Пара струй с максимальным Δy среди струй с поперечным импульсом выше $p_{\perp min}$ дает вклад в МН сечение. σ^{excl} – «эксклюзивное» сечение. События только с одной парой струй с поперечным импульсом

выше $p_{\perp min}$ дают вклад в сечение. σ_{veto}^{excl} – «эксклюзивное» с вето сечение. Только «эксклюзивные» события, которые не имеют дополнительных адронных струй с $p_{\perp} > p_{\perp veto}$ дают вклад в сечение. В настоящей работе установлены пороги $p_{\perp min} = 35$ ГэВ, и $p_{\perp veto} = 20$ 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-kt [33] с параметром 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 $d\sigma^{incl}/d\Delta y$, $d\sigma^{MN}/d\Delta y$, а также отношения R_{veto}^{incl} , R_{veto}^{MN} 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. Моделирование 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 $d\sigma^{incl}/d\Delta y$ и $d\sigma^{MN}/d\Delta y$ в сравнении с предсказаниями МК моделей представлены на рисунке 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 рисунке 2, лучше всего согласуются с основанным на ГЛП ДГЛАП генераторе PYTHIA. Схожая ситуация наблюдалась в CMS измерениях при 7 ТэВ [25]. Основанный на том же приближении генератор HERWIG сильно 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 быстротах. 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 БФЛЛ переоценивает интерсепт померона. Подобные наблюдения были и в измерениях CMS при 7 ТэВ [25].

Отношения сечений с вето R_{veto}^{incl} и R_{veto}^{MN} , представленные на рисунке 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 таковым 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 рисунке 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 быстроте 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, 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, H. Navelet, Nucl. Phys. B **282**, 727 (1987).
10. V. T. Kim, 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, G. B. Safronov, Nucl. Phys. B **245**, 153 (2013).
12. А. Ю. Егоров, Я. А. Бердников, НТВ СПбГПУ **12**, 121 (2019) [St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics. **12**, 121 (2019)].

13. V. Del Duca, C. R. Schmidt, Phys. Rev. D **49**, 177 (1994).
14. W. J. Stirling, Nucl. Phys. B **423**, 56 (1994).
15. A. Sabio Vera, F. Schwennsen, Nucl. Phys. B **776**, 170 (2007).
16. A. H. Mueller, W. K. Tang, Phys. Lett. B **284**, 123 (1992).
17. R. Engerg, G. Ingelman, L. Motyka, Phys. Lett. B **524**, 273 (2002).
18. O. Kepka, C. Marquet, 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 **09**, 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, 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, B. R. Webber, Eur. Phys. J. C **58**, 639 (2008).
31. S. J. Brodsky, V. S. Fadin, V. T. Kim, L. N. Lipatov, 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, G. Soyez, JHEP **04**, 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, 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, D. Rauch, Eur. Phys. J. C **76**, 196 (2016).
38. J. R. Andersen, J. M. Smillie, JHEP **2011**, 10 (2011).
39. L. Lönnblad, Compu. Phys. Commun. **71**, 15 (1992).
40. HEPData record for this analysis, <https://doi.org/10.17182/hepdata.113660> (2021)

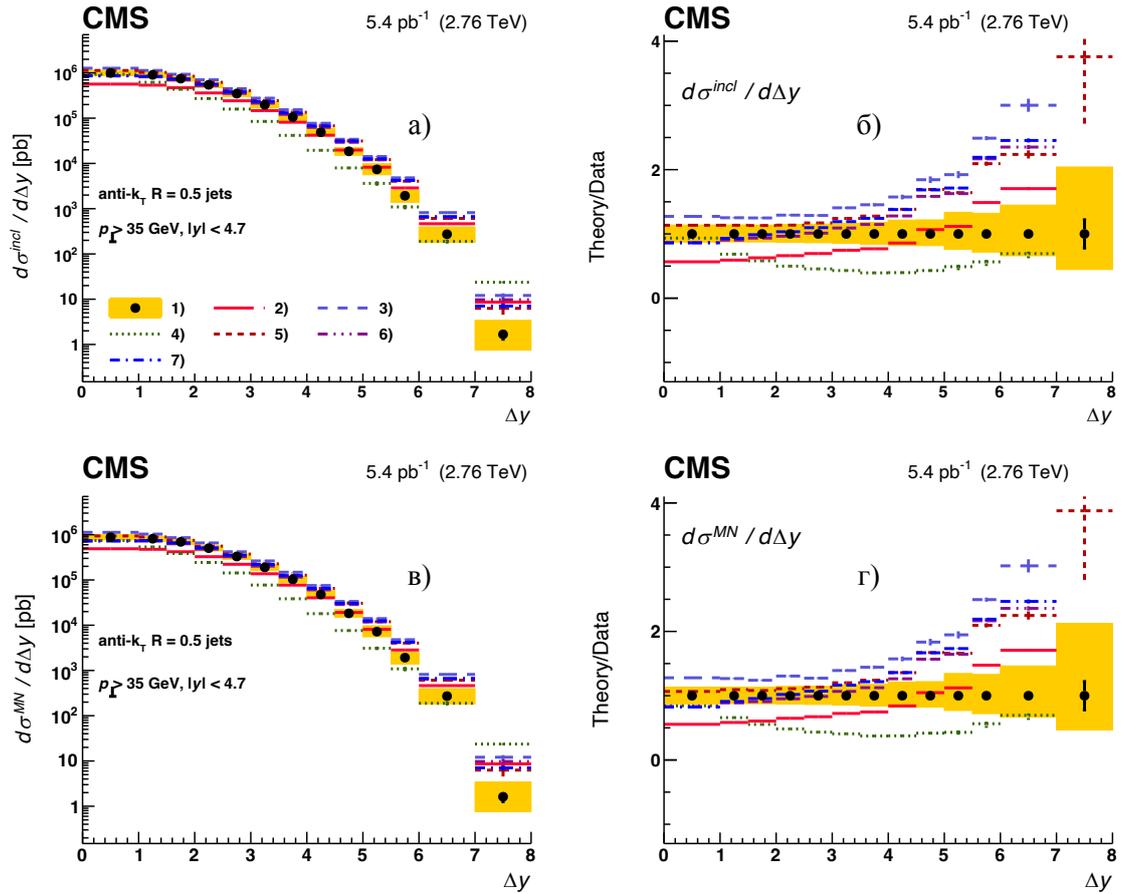


Рис. 1. Дифференциальные сечения а) и б) $d\sigma^{incl}/d\Delta y$, а также в) и г) $d\sigma^{MN}/d\Delta y$ рождения пар адронных струй, в сравнении с предсказаниями различных моделей [32]. 1) данные; 2) HERWIG++; 3) PYTHIA8; 4) HEJ+ARIADNE; 5) POWHEG+PYTHIA8; 6) POWHEG+HERWIG++; 7) POWHEG+HERWIG7.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

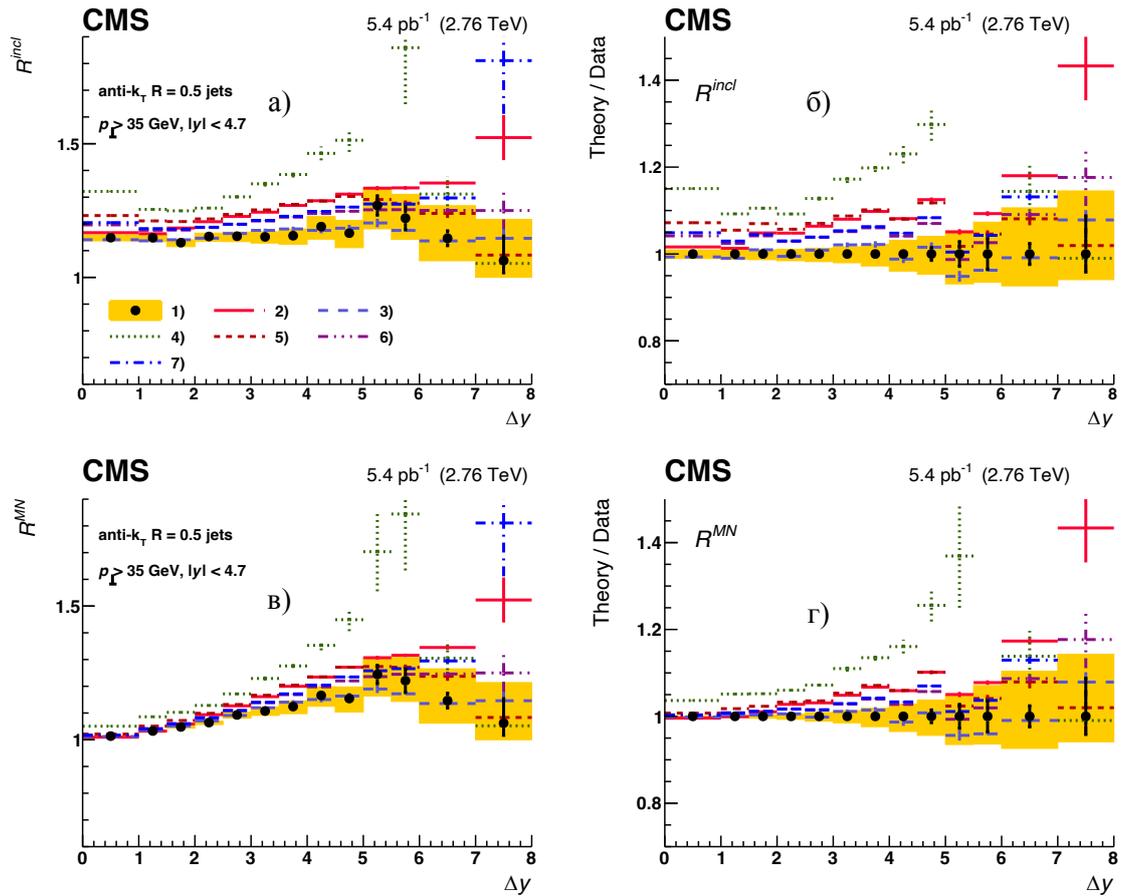


Рис. 2. Отношение дифференциальных сечений а) и б) R^{incl} , а также в) и г) R^{MN} рождения пар адронных струй, в сравнении с предсказаниями различных моделей [32]. 1) данные; 2) HERWIG++; 3) PYTHIA8; 4) HEJ+ARIADNE; 5) POWHEG+PYTHIA8; 6) POWHEG+HERWIG++; 7) POWHEG+HERWIG7. а) и в) – измеренные отношения.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

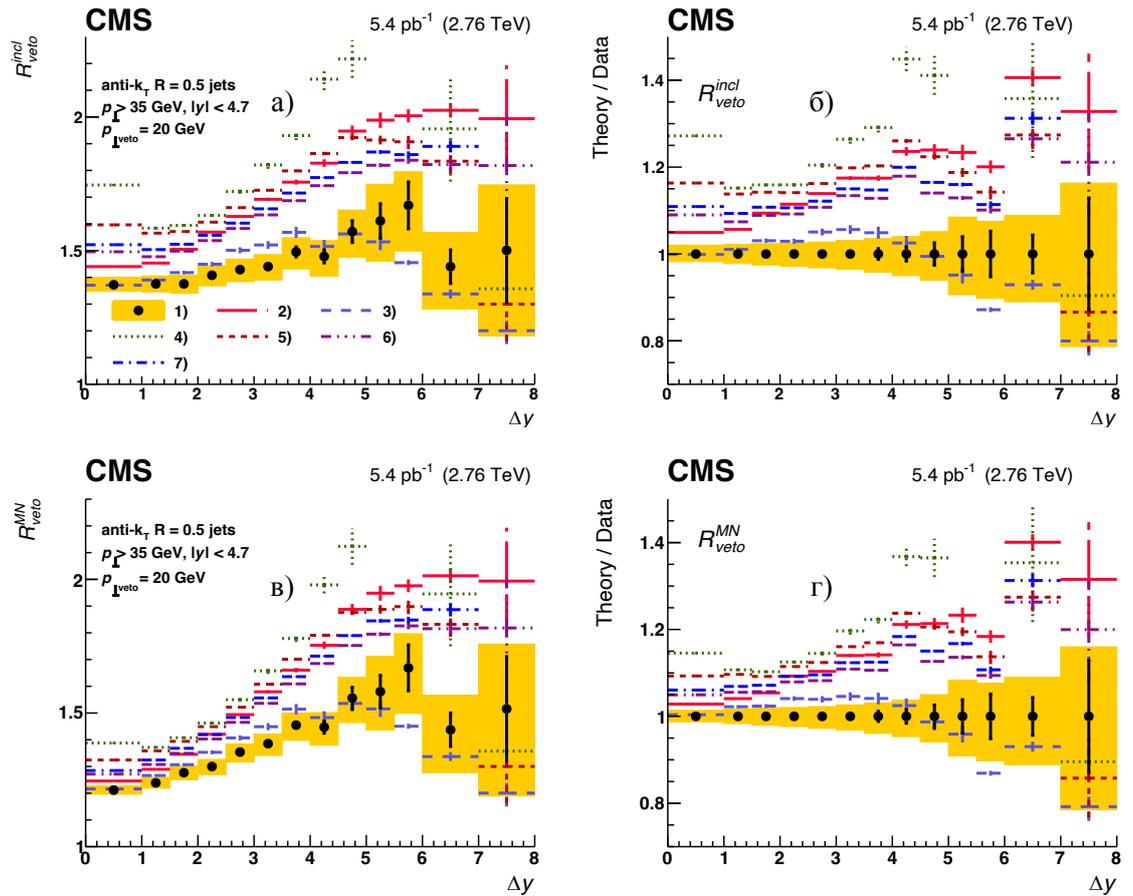


Рис. 3. Отношение дифференциальных сечений а) и б) R_{veto}^{incl} , а также в) и г) R_{veto}^{MN} рождения пар адронных струй, в сравнении с предсказаниями различных моделей [32]. 1) данные; 2) HERWIG++; 3) PYTHIA8; 4) HEJ+ARIADNE; 5) POWHEG+PYTHIA8; 6) POWHEG+HERWIG++; 7) POWHEG+HERWIG7. а) и в) –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

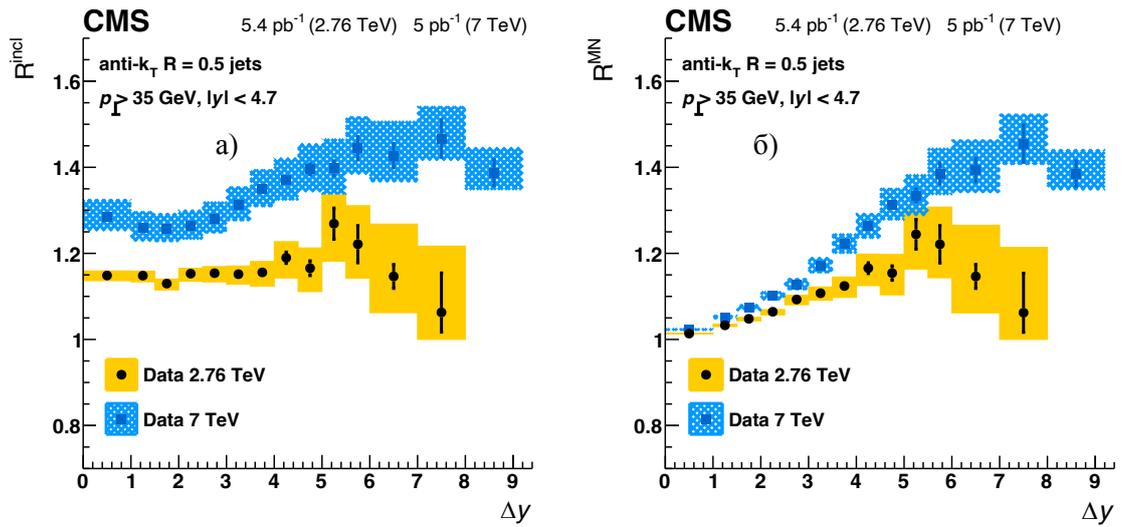


Рис.4. Отношения дифференциальных сечений а) R^{incl} и б) R^{MN} рождения пар адронных струй, измеренные при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ [32] и при 7 ТэВ [25]. Точки означают измеренное значение, вертикальные «усы» – статистические неопределенности, полосы – систематические неопределенности измерения.